

Simulation et détermination des quantités de
matière du trajectomètre à rayonnement de
transition de l'expérience ATLAS, étalonnage et
alignement du détecteur avec des données
cosmiques, et estimation des sections efficaces de
production des désintégrations $W \rightarrow e\nu$ et
 $Z \rightarrow ee$ au LHC.

Marc Goulette

Thèse présentée pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de
Strasbourg, Spécialité : Physique des particules

Soutenue le 20 mai 2009

Membres du jury :

Directeur de thèse :	Marc Winter
Co-directeur de thèse :	Daniel Froidevaux
Rapporteur externe :	Marie-Claude Cousinou
Rapporteur externe :	Gigi Rolandi
Examineur :	Torbjörn Sjöstrand
Membre invité :	Daniel Fournier

A mes parents ...

Remerciements

Chers lecteurs, cela fait maintenant bien longtemps que j'ai souhaité écrire ces remerciements, non seulement pour ceux que j'ai eu la chance de rencontrer depuis que je travaille au CERN, mais également pour ceux qui ont croisé ma route quelques années auparavant. Les superlatifs n'ont pas leurs places dans le reste du mémoire, alors sachez que je risque d'en abuser ici. Enfin, n'y voyez pas de classement ou de préférences. Si vous êtes là, c'est que je pense bien à vous et que vous comptez pour moi !

Je commence par remercier Marc WINTER, mon directeur de thèse, pour ses nombreux conseils, nos riches discussions et parce que c'est un véritable passionné de physique, dévoué et doté d'une très grande personnalité.

Je remercie ensuite Daniel FROIDEVAUX, mon co-directeur de thèse, pour sa supervision exemplaire, sa disponibilité à tout moment, son professionnalisme et son expérience, ainsi que pour sa personnalité exceptionnelle. Je trouve que nos croisements à l'aube ont toujours été des super moments !

Je voudrais également remercier Marie-Claude COUSINOU pour avoir accepté d'être ma présidente de jury.

Je remercie aussi Gigi ROLANDI, Torbjörn SJOSTRAND et Daniel FOURNIER, pour avoir accepté de faire partie de mon jury. J'ai également une pensée pour Daniel HUSS qui avait accepté d'être mon rapporteur interne, mais qui ne pouvait pas être disponible au moment de ma soutenance.

Je remercie à nouveau Marie-Claude COUSINOU et Gigi ROLANDI pour avoir accepté de jouer le rôle de mes rapporteurs.

Je souhaiterais ensuite procéder par ordre chronologique car je ne souhaite oublier personne.

Je commence par remercier Alexandre FLAMANT pour m'avoir judicieusement orienté vers le Lycée LORITZ.

Je remercie tout d'abord M. PENIGAUD pour ses cours de physique de Maths sup et ses blagues pour se faire offrir des bouteilles de champ !

Je remercie Jean Paul MARSHALL pour ses cours de physique de Maths spé et ses encouragements particuliers en 5/2 !

Je remercie ensuite tous mes bons potes de Maths sup avec qui j'ai gardé contact depuis tant d'années, et qui sont tous devenus des grands hommes, dont certains se sont mariés cette année et d'autres sont devenus papa : Patrick MERLOT (parce que tu es un gars trop cool!), Nicolas DOHR (tu te souviendras de nos parties de commando ;-), Olivier JACQUOT (le sportif), Jérôme GRAND-BASTIEN (le blagueur), Johnathan DUMON (le nouveau papa qui bosse au CNRS). Vraiment un grand merci à tous pour vos encouragements et votre intérêt !

Je pense tout particulièrement à Mme VALON, cette assistante sociale, qui m'a tant aidé à Toulouse, dans la période la plus difficile pour moi professionnellement, qui m'a fait confiance, et m'a donné une chance que j'ai saisie pour intégrer quelques mois plus tard l'ENSPS.

Je tiens particulièrement à remercier M. PARALIEU, ce chercheur que j'ai

eu un cours moment comme enseignant à l'IUT de Toulouse, qui m'a aidé pour préparer mon TIPE de concours d'entrée en Ecole d'ingénieur en tant que candidat libre, et qui m'a surtout véritablement donné envie de faire de la physique.

Je remercie ensuite mes professeurs de l'ENSPS, Anne-Sophie CORDAN pour ses cours très agréables, et Christian CERRUTI pour ses enseignements, ses conseils, et pour m'avoir permis de rencontrer Marc WINTER à propos de mon stage d'été au CERN.

Je pense également beaucoup à Jean-Louis BALLADORE, ancien directeur de l'ENSPS, et Yves DOSSMANN, ancien directeur des études de l'ENSPS, qui m'ont toujours soutenu au maximum pour que je puisse obtenir mon entrée en thèse au CERN.

Je remercie mes collègues de promo de l'ENSPS et ceux du DEA de physique subatomique, pour avoir partagé ma passion, avoir travaillé avec moi, et pour faire partie de mes ami(e)s : Mathieu TROCME (un type vraiment extra qui mérite d'être connu!), Sean BAILLY (un fou de théorie, sérieux et fidèle binôme!), Maxime VIALLET (assurément un gars doué qui vient de la fac et qui nous a tous étonné!), Arnaud COLLIOUD-MARICHALOT (Cool, sympa et sérieux!), Anthony HILLAIRET (l'expatrié au Canada) et Tudi LE BLEIS (le voisin allemand). Je pense aussi à nos collègues tunisiens, Roger ABOUKHALIL et Habib Charles KARAM pour leur super cuisine et leurs sourires!

Je remercie tout spécialement mes enseignants de DEA, en particulier ceux qui m'ont fortement appuyé pour mes projets : Abdenour LOUNIS, Walter GEIST, Abdelmjid NOURREDDINE, Jean Pierre ENGEL, Jean Paul STOQUERT, Johann BARTEL, Janos POLONYI, Jean-Jacques GROB et Jean-Pierre PONPON.

Je remercie énormément Christian JORAM et André BRAEM, mes superviseurs pendant mon stage d'été au CERN en 2003, pour m'avoir permis d'effectuer un stage très agréable qui m'a fortement donné envie de revenir!

Je remercie ensuite Georges VASSEUR et Sandrine EMERY, avec qui j'ai effectué mon stage de master et qui m'ont encouragé dans mon projet. Je pense en même temps à Gauthier HAMEL de MONCHENAULT pour nos bonnes discussions de physique et nos parties de tennis.

Je remercie Alain MIELLE, avec qui j'ai effectué mon stage de deuxième année pour l'ENSPS au Conseil de l'Europe, et qui m'a également donné quelques mots d'encouragement au début de ma thèse.

Je pense à mon groupe de musique d'Annecy avec qui j'ai pu délirer pendant quelques mois : Nicolas MASSOL, Damien PRIEUR, Sandrine LAPLACE et Rémi LAFAYE.

Je remercie par la même occasion mes professeurs de tango du CDC, Maria Paola y Domenico, pour m'avoir fait découvrir avec une grande joie cette danse!

Je remercie également le secrétariat de l'ENSPS, pour leur énorme gentillesse, en particulier Sylvia MUTTERER et Micheline MANGIN.

Je voudrais naturellement remercier mes nombreux collègues et amis du CERN, principalement de la collaboration ATLAS, mais aussi et surtout du TRT, ainsi que quelques autres ami(e)s que j'ai rencontré à Genève. Plus que des amis, j'ai aussi trouvé dans ATLAS une grande famille et c'est un grand

plaisir de travailler avec vous et de vous croiser au hasard dans le restaurant 1 ou le building 40 du CERN... Alors un grand merci à vous tous et vivement la prochaine fois! Je remercie donc : Laura GILBERT (merci pour MC@NLO et ton passage au CERN!), Taeksu SHIN (pour notre bon travail sur la simulation!), Mogens DAM, Grant GORFINE (pour notre travail sur la simulation et ton sérieux!), Pauline GAGNON, Neil DIXON (pour nos cool moments à SR1!), Peter CWETANSKI (pour notre TRT running team!), Heinz PERNEGGER, Anne-Catherine LE BIHAN (pour mon arrivée dans le bureau), Bernardo RESENDE (pour la journée ATLAS France et la suite), Leonid KUDIN, Joey HUSTON (pour les pdfs), Tony WEIDBERG, Georges STAVROPOULOS, Sergei MOURAVIEV, Jolanta OLSZOWSKA, Chafik DRIOUICHI, Hervé BLAMPEY, Cristobal PADILA ARANDA, Andrea CATINACCIO (parce qu'on peut vraiment compter sur du bon boulot à 100%), Joel GROGNOZ, Francisco PEREZ GOMEZ (cool!), Richard HAWKINGS, Patrick FASSNACHT, Christan SCHMITT, Andrea BOCCI (pour la TRT running team et bien plus!), Peter HANSEN, Hans DANIELSSON, Brig WILLIAMS, Zbyszek HAJDUK, Victor MALEEVEV, Esben B. KLINKBY (pour notre belle collaboration pour le travail de simulation), Fido DITTUS (pour ton soutien et notre très agréable virée vers et depuis Ringberg!), Doug BENJAMIN (pour ton aide à SR1 et ta bonne humeur permanente!), Ole Myren ROHNE (talentueux!), Thomas H. KITTELMANN, Wolfgang LIEBIG, Halasya-Siva SUBRAMANIA, Andrey LOGINOV (TRT running team et shifts!), Thijs CORNELISSEN (l'autre pilote!), Erik HEIJNE, Tom LECOMPTE, Ian HINCHLIFFE, Borut KERSEVAN (pour nos samedi après-midi tranquilles au 40!), Julien DESCAMPS (pour notre amitié et nos grands moments de délire!), Sergei KATUNIN, Nabil GHODBANE, Thomas KOFFAS (pour notre amitié, nos discussions sympa et plus j'espère!), Rick VAN BERG, Nick ELLIS, Sergei OLESHKO, Mike SEYMOUR (merci d'avoir trouvé le temps de discuter d'HERWIG!), Jon BUTTERWORTH (merci pour les générateurs!), Ellie DOBSON, Else LYTKEN, Amanda COOPER-SARKAR (merci pour les facteurs K!), Beniamino DI GIROLAMO (merci d'avoir été mon collègue de bureau, nos discussions et tes anecdotes! A très bientôt avec plaisir!), Anatoli ROMANIOUK (pour sa présence permanente pour ATLAS, le TRT, et pour moi!), Andreas HOECKER (incontestablement un grand physicien et tellement accessible!), Lucia DI CIACCIO (SM physics meeting), Hélène RICAUD, Mohamed AHARROUCHE (depuis la Suède c'est toujours un grand plaisir!), Marianne JOHANSEN (autre summer student en 2003), Richard APSIMON, Emil OBRESHKOV (heureusement que tu es dans ATLAS et merci pour m'avoir offert du scratch disk!!), Kristin LOHWASSER, Elzbieta RICHTER-WAS (très agréable rencontre), Manuella VINCTER (tu vas me manquer et merci pour ton aide précieuse à la fin de la thèse!!), Per GRAFSTOM, David QUARRIE, Denver WHITTINGTON (cool!), Zhijun LIANG, Monika WIELERS, Monica VERDUCCI, Rémi LOUVOT, Tuan VU ANH, Pat WARD, Djama FARES, Junji TOJO (for your always cool attitude and so fast efficiency!), Dirk ZERWAS, Maria FIASCARIS, Muge KARAGOZ UNEL (for dancing, smiling and more!), Stephen HAYWOOD, Mario RUGGIER (for our soccer games and tango!), Dave CHARLTON, Doris MERKL, Philipp

FLEISCHMANN, Jamie BOYD (thanks a lot for your help and for being a cool friend!), Valeria PEREZ REALE, Silvia GOY LOPEZ et Daniele BENEDETTI (for skiing, tango and being friends!), Juan LOPEZ, Heather GRAY, Gilbert POULARD, Benjamin C. LEGEYT, Daniel DOBOS (pour avoir été très cool pendant nos shifts et aussi pour avoir participé à la sélection d'astronaute de l'ESA l'an dernier jusqu'au même stade que moi!), Patrick HERZOG, Eric et Patricia TATZBER (des amis du CDC!), Hasko STENZEL, Christina FOKIANOS (pour les tangos), Silke FEDERMANN (tango), Yetkin YILMAZ (a tango friend), Chris DIXON (a CDC friend), Sasa FRATINA, Alejandro ALONSO (pour un super boulot sur la calibration), Bilge DEMIRKOZ, Mauro DONEGA (really a cool guy!), Johan LUNDQUIST (for the TRT work), Susan CHEATHAM, Silke WALLESER (for being very nice and the tango), Matthias SCHOTT, James DEGENHARDT (for your cool attitude all the time!), John ALISON (for your cool work in the TRT group!), Joe KROLL (une belle rencontre!), Natacha JENNY, Robert FROESCH, Marco DELMASTRO, Danilo BANFI, Fabiola GIANOTTI, Claudia OLIVEIRA (thanks for the movie!), Julie (tango du CAS), Nadia DAVIDSON, Nancy (pour le tango) et Mayuko KATAOKA (thanks for being so smart!).

Je remercie très agréablement Pierre DULAINÉ, Keiko et Benedetta, ainsi que tous les teaching artists de Genève, pour nos belles rencontres et notre collaboration!

Je pense bien amicalement à tous les membres de PASSAGE SAUVAGE, pour m'avoir permis de passer de si bon moments dernièrement : Eva, Michel, Eric, José, Marie-Andrée, Sheila, Rachel, Cinzia, Werner et Clarisse!

Je remercie également toutes les personnes du secrétariat d'ATLAS pour leur aimable gentillesse, leur sérieux et leur sourire : Christine DEMIRDJIAN, Connie POTTER, Claire Gibon, Kate Richardson et Petya LILOVA.

Un grand merci à Maarten BOONEKAMP pour les belles discussions dans le SM physics group et pour ton soutien à mes candidatures! J'apprécie énormément ton sérieux et ta tranquillité de vie!

Un grand merci à Frederick LUEHRING, un physicien extra de l'Indiana, avec qui j'ai eu la chance de travailler au sujet des matériaux, et qui m'a toujours soutenu pour mon avenir. C'est toujours un grand plaisir de se croiser au CERN et de discuter de tout. Je pense bien à toi!

Je pense aussi tout spécialement à Christoph REMBSER, une personne que j'adore, qui a toujours pris du temps, à tout moment pour m'aider dans quoi que ce soit. Je suis ravi d'avoir pu t'aider dans l'installation de ta maison, et j'espère que nous aurons encore de nombreuses discussions!

J'a une pensée toute particulière pour Zdenko VAN KESTEREN, un très bon ami (et vraiment un type que j'adore, bourré de talent et d'humilité!) qui nous vient d'Amsterdam et qui a un jour eu la grande idée de me proposer de l'accompagner à un stage de tango durant l'été 2007. Ma vie n'aurait assurément pas été la même! Merci!!

J'ai une très belle pensée pour Claudia SIMOES PIRES, une véritable amie qui a passé sa thèse presque en même temps que moi, et avec qui j'ai une grande complicité qui s'étend bien au-delà du tango!

Je remercie à nouveau et surtout Franck MARTIN, Nicolas MASSOL, Fabien TARRADE et Damien PRIEUR (les anciens du LAPP), pour nos pauses repas que j'apprécie tant depuis plus de 2 ans, pour leurs conseils (et les relectures !) de plus en plus forts à l'approche des événements importants, pour nos rires de tout et de rien, pour nos discussions de physique, de politique, d'avenir, d'écologie, de maternité, d'immobilier, de plongée, de canyoning, de spéléologie, d'aviation, ou encore nos paris sur le démarrage du LHC... C'est toujours un réel plaisir de rêver avec vous à un monde meilleur.

Je pense à Katie ROSSI, alias maman chat, pour m'avoir si bien accueilli et accepté pendant de longues années, avec Adeline VINCENT (ma filleule), Océane VINCENT et Pierre ROSSI, pour tout leurs témoignages d'affection.

Je remercie M. MAUDIEU, la promotion Extrême-Orient, ainsi que l'association La Saint-Cyrienne, pour leur soutien et leurs encouragements depuis de si longues années, et pour qui j'aurais éternellement une grande admiration et un grand respect.

Je remercie infiniment Johann MICHEL, mon meilleur ami, aussi proche qu'un frère, pour avoir toujours été là pour moi et en toutes circonstances !

J'embrasse affectueusement Alice HUGONNIOT ou Mumu, ma grand mère adoptive, pour son affection, pour m'avoir suivi pendant de nombreuses années, et pour m'avoir offert énormément de moments de vie qui me manquaient tant.

Je pense naturellement à Sophia ROSSI, avec qui j'ai partagé tant de choses, qui m'a également accompagné tout au long de mon parcours, et qui a si souvent été là pour moi.

J'embrasse affectueusement mon oncle, ma tante, ma cousine et mon cousin.

J'embrasse amoureuxment Clarisse, avec qui j'espère faire une longue route.

J'embrasse tendrement ma maman, qui est toujours là pour moi, par tout temps, qui m'a permis de faire tant de choses, et que j'ai terriblement embrouillé avec mes envies successives de devenir pilote de chasse, ingénieur, astronaute et finalement chercheur !

Je pense, enfin, à mon père, que j'ai perdu à l'âge de 4 ans, et à qui je dédie ce travail et ce mémoire.

Résumé

Cette thèse a été effectuée au CERN, dans l'expérience ATLAS, et plus particulièrement dans le groupe du trajectomètre à rayonnement de transition (TRT), entre janvier 2006 et mai 2009. Ce travail a été réalisé pendant les dernières années de préparation des expériences du LHC à la prise de données, attendue pour l'hiver 2009/2010.

Après une brève introduction à la physique des particules, cette thèse décrit l'expérience ATLAS et plus particulièrement son détecteur interne de traces et le TRT. La thèse se décompose ensuite en quatre axes principaux de recherche.

Dans un premier temps, un important travail de simulation du TRT a été effectué. Les résultats incluent une redéfinition de la géométrie, ainsi que l'estimation et la mesure des masses du tonneau et des bouchons du TRT.

Les performances du détecteur sont étudiées dans une deuxième partie pour la mesure de l'énergie (E) et de l'impulsion (p) des électrons. A partir de l'étude des distributions de E/p , un travail sur la détermination des quantités de matière ainsi que sur des désalignements résiduels est présenté.

Dans une troisième partie, une estimation de l'erreur systématique due aux corrections d'acceptance sur la mesure des sections efficaces de production des désintégrations $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$ est donnée.

Le dernier axe de recherche porte sur l'analyse des données cosmiques pour le TRT. Les premiers résultats sur l'alignement fil par fil sont présentés.

Abstract

The thesis has been completed within the Transition Radiation Tracker (TRT) group of the ATLAS experiment at CERN, between January 2006 and May 2009. This work has been done during the last years of construction of the LHC experiments, before data taking, expected for the winter 2009/2010.

After a short introduction in particle physics, the thesis describes the ATLAS experiment and in particular its inner detector and TRT. This report can be divided into four main parts.

First, work on the TRT simulation has been done. Results include some geometry definition, as well as some estimates and measurements of the TRT barrel and end-caps weight.

The detector performances are studied in a second part, to measure the electrons energy (E) and scalar momentum (p). Using some E/p distributions, a work on the determination of the amount of material and the residual misalignments is presented.

In the third part, an estimate of the systematic uncertainty due to the acceptance corrections on the $W \rightarrow e\nu$ and $Z \rightarrow ee$ cross-section measurements is given.

The last part contains an analysis of cosmic ray data in the TRT. The first results on the wire-by-wire alignment are presented.

Table des matières

1	Introduction	27
2	Introduction à la physique des particules	29
2.1	Le Modèle Standard	29
2.1.1	Introduction historique	29
2.1.2	Les constituants de la matière et leurs interactions	30
2.1.3	Formalisme du Modèle Standard	31
2.2	Les insuffisances du Modèle Standard	34
2.3	Théories au-delà du Modèle Standard	35
2.3.1	La supersymétrie (SUSY)	35
2.3.2	La théorie des cordes	35
2.4	Les contributions du LEP et du Tevatron	37
2.4.1	Le LEP	37
2.4.2	Le Tevatron	38
2.5	Le LHC et ses expériences	41
2.5.1	Le grand collisionneur de hadrons (LHC)	41
2.5.2	Motivations pour la physique	46
2.5.3	Recherche du boson de Higgs au LHC	47
3	Description du détecteur ATLAS	51
3.1	Le détecteur interne	53
3.1.1	Pixel	55
3.1.2	SCT	55
3.1.3	TRT	56
3.1.3.1	Introduction	56
3.1.3.2	Le rayonnement de transition	58
3.1.3.3	Description des pailles du TRT	59
3.1.3.4	Description des modules du TRT	63
3.1.3.5	Description de l'électronique de lecture	68
3.2	Les calorimètres	71
3.2.1	Le calorimètre électromagnétique	71
3.2.2	Le calorimètre hadronique	71
3.3	Le spectromètre à muons	73
3.4	Le système de déclenchement	74
3.4.1	Premier niveau de déclenchement	75
3.4.2	Deuxième niveau de sélection	76
3.4.3	Troisième niveau de sélection	76
3.4.4	Acquisition des données	76
4	Simulation du détecteur ATLAS	77
4.1	Présentation	77
4.1.1	Génération des événements	78
4.1.2	Simulation des interactions dans le détecteur	78
4.1.3	Simulation de la réponse du détecteur	79

4.2	Simulation du TRT	80
4.2.1	Introduction	80
4.2.2	Description de la géométrie	82
4.2.3	Estimation des masses du tonneau et des bouchons du TRT	87
4.2.4	Longueurs de radiation et d'interaction nucléaire	89
4.2.5	Modélisation des volumes dans la simulation	91
4.2.6	Comparaison entre simulation et mesures des masses	93
4.2.7	Conclusions	95
5	Performances du détecteur et reconstruction des électrons	97
5.1	Introduction	97
5.2	Reconstruction et identification des particules chargées dans le détecteur interne	97
5.2.1	Reconstruction des traces	98
5.2.2	Performances de la reconstruction des traces	100
5.2.3	Identification des particules, reconstruction des électrons	103
5.3	Reconstruction et identification des muons	109
5.3.1	Introduction	109
5.3.2	Stratégies de reconstruction	109
5.3.3	Performance de la reconstruction pour des muons isolés	110
5.4	Electrons et photons	114
5.4.1	Etalonnage et performance du calorimètre électromagnétique	114
5.4.2	Reconstruction et identification des électrons et des photons	118
5.5	Reconstruction des jets	125
5.5.1	Linéarité de la réponse et précision sur la mesure de l'énergie	125
5.5.2	Uniformité du signal	126
5.6	Energie transverse manquante	127
5.6.1	Reconstruction de E_T^{miss}	128
5.6.2	Evaluation de la performance de reconstruction	128
5.7	Performances du système de déclenchement	129
5.7.1	Présentation	129
5.7.2	Menus du système de déclenchement	130
5.7.3	Application aux électrons et aux photons	131
5.8	Etude des distributions de E/p	133
5.8.1	Echantillons et géométries utilisés	135
5.8.2	Fonctions utilisées dans les ajustements	136
5.8.3	Précision du calorimètre	137
5.8.3.1	Résultats des tests en faisceaux combinés	137
5.8.3.2	Performance attendue dans ATLAS	138
5.8.4	Effets des désalignements résiduels	141
5.8.5	Détection des quantités de matière ajoutées dans le détecteur	144
5.8.5.1	Conversions de photons	144
5.8.5.2	Queues de E/p	146

6	Les outils Monte-Carlo	153
6.1	Utilisation des générateurs d'événements	153
6.2	Description du processus d'interaction	156
6.2.1	Distributions des partons et processus durs	156
6.2.1.1	Distributions des partons	156
6.2.1.2	Processus durs et rayonnements dans l'état initial (ISR) et dans l'état final (FSR)	158
6.2.1.3	Désintégration des résonances	160
6.2.1.4	Corrections par éléments de matrice (ME)	161
6.2.1.5	Gerbes de partons	162
6.2.1.6	Gerbes de photons	163
6.2.2	Événement sous-jacent	163
6.2.3	Hadronisation	164
6.2.3.1	Fragmentation	164
6.2.3.2	Désintégration des particules instables	165
6.3	Quelques précisions sur les générateurs d'événements utilisés	166
6.3.1	Caractéristiques et différences entre les générateurs Pythia et Herwig	166
6.3.2	MC@NLO	167
7	Estimation des sections efficaces de production des désintégrations $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$ au LHC	168
7.1	Introduction	168
7.2	Echantillons de signaux et bruits de fond	169
7.3	Déclenchement sur les événements $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$	170
7.4	Mesure de la section efficace $W \rightarrow e\nu$	173
7.4.1	Sélection des événements et niveaux de bruits de fond	173
7.4.2	Acceptance	175
7.4.3	Calcul de la section efficace	175
7.5	Incertitude systématique sur la mesure des sections efficaces	177
7.5.1	Introduction	177
7.5.2	Génération des événements et paramètres de configuration	178
7.5.3	Sélection des événements	178
7.5.4	Acceptances des électrons	178
7.5.5	Etude des différences entre les acceptances	179
7.5.6	Effet des corrections dues à la QED ou à la théorie électrofaible sur les acceptances	183
7.5.7	Impact des coupures individuelles sur les acceptances	185
7.5.8	Fonctions de structure des partons	186
7.5.9	Incertitude systématique globale au NLO	186
7.5.10	Acceptances pour les mesures de sections efficaces	188
7.5.11	Contrainte sur le spectre en p_T des bosons W/Z	188
7.5.12	Corrections NNLO	191
7.5.13	Conclusions	193

8	Analyse des données cosmiques pour le TRT	195
8.1	Introduction	195
8.1.1	La prise des données cosmiques	195
8.1.2	Géométrie	196
8.1.3	Reconstruction des données cosmiques	196
8.1.4	Coupure sur le temps initial de l'événement	199
8.1.5	Distribution des résidus pour le tonneau du TRT	200
8.2	Etalonnage du TRT	203
8.2.1	Etalonnage du décalage t_0 ou de la relation R-t	203
8.2.2	Etalonnage rapide testé sur les données cosmiques	205
8.3	Alignement du TRT	206
8.3.1	Introduction	206
8.3.2	Alignement des modules avec les données cosmiques prises à SR1 en 2006	207
8.3.3	Alignement des modules avec les données cosmiques prises dans ATLAS en 2008	210
8.3.4	Alignement des pailles avec les données cosmiques prises dans ATLAS en 2008	214
9	Conclusion	228
10	Annexes	236
10.1	Annexe 1	237

Table des figures

2.1	Evolution en fonction de l'échelle d'énergie Q des constantes de couplage des trois interactions fondamentales : l'interaction électromagnétique, l'interaction nucléaire faible et l'interaction nucléaire forte, pour le Modèle Standard et pour le Modèle Standard Supersymétrique Minimal, obtenue à partir des données du LEP de 1991	36
2.2	Section efficace hadronique en fonction de \sqrt{s} autour de la masse du Z , obtenu à partir de l'annihilation e^+e^-	39
2.3	Distribution du $\Delta\chi^2$ provenant de l'ajustement des paramètres électrofaibles en fonction de la masse du boson de Higgs obtenu par le LEPWWG en 2008	40
2.4	Sections efficaces de production du boson de Higgs du Modèle Standard pour des collisions $p\bar{p}$ à 1,96 TeV	42
2.5	Schéma du complexe des accélérateurs du CERN	44
2.6	Vue du tunnel du LHC.	45
2.7	Vue souterraine du LHC montrant l'emplacement des quatre expériences ATLAS, CMS, ALICE et LHCb.	46
2.8	Sections efficaces de production du boson de Higgs du Modèle Standard pour des collisions pp à 14 TeV	48
2.9	Rapports d'embranchement des différents modes de désintégration du boson de Higgs standard en fonction de sa masse	49
3.1	Vue en coupe du détecteur ATLAS	52
3.2	Vue en coupe du détecteur interne d'ATLAS	54
3.3	Photographie et description d'un module du tonneau du TRT d'ATLAS	57
3.4	Photographies du tonneau et du bouchon C du TRT d'ATLAS (2006).	57
3.5	Distribution de l'énergie déposée par ionisation pour des électrons de 20 GeV. Cette énergie a été mesurée en faisceau test dans une paille du TRT, en l'absence de radiateur. Les distributions sont données pour le mélange gazeux prévu initialement pour le TRT (en rouge) et pour un mélange proche du mélange final choisi (en bleu).	60
3.6	Distribution de l'énergie déposée par ionisation et par rayonnement de transition pour des électrons de 20 GeV. Cette énergie a été mesurée en faisceau test dans une paille du TRT, en présence d'un radiateur. Le radiateur est constitué de feuilles espacées régulièrement comme dans les bouchons du TRT d'ATLAS. Les distributions sont données pour le mélange gazeux prévu initialement pour le TRT (en rouge) et pour un mélange proche du mélange final choisi (en bleu).	60

3.7	Distribution de l'énergie déposée par ionisation et par rayonnement de transition pour des électrons de 20 GeV. Cette énergie a été mesurée en faisceau test dans une paille du TRT, en présence (ligne en pointillés) et en l'absence (ligne continue) d'un radiateur.	61
3.8	Assemblage des fils dans les pailles	62
3.9	Photographie d'un quart du tonneau du TRT pendant son intégration	65
3.10	Vue détaillée d'une extrémité de module du tonneau du TRT	66
3.11	Photographie d'une roue quatre-plans d'un bouchon du TRT pendant l'assemblage	67
3.12	Vue schématique des extrémités intérieure et extérieure des roues des bouchons du TRT	69
3.13	Vue schématique de l'électronique de lecture du TRT	70
3.14	Vue en coupe du système calorimétrique d'ATLAS.	72
3.15	Vue en coupe du spectromètre à muons d'ATLAS.	73
3.16	Structure du système de déclenchement et de la chaîne d'acquisition des données d'ATLAS.	75
4.1	Quantités de matière en termes de longueur de radiation, en fonction de $ \eta $ pour le détecteur TRT	81
4.2	Vue schématique en coupe de la géométrie du détecteur interne	83
4.3	Vue schématique en coupe de la géométrie du tonneau du TRT	84
4.4	Vue schématique en coupe de la géométrie du bouchon côté A du TRT	86
4.5	Visualisation en trois dimensions d'un bouchon du TRT à partir de GEANT4	92
4.6	Longueur de radiation en fonction de η pour le bouchon A du TRT	93
4.7	Longueurs de radiation et d'interaction nucléaires du détecteur interne	94
4.8	Fraction d'énergie perdue en moyenne par des électrons de $p_T = 25$ GeV, en fonction de $ \eta $, lorsqu'ils quittent le Pixel, le SCT et le TRT	96
4.9	Probabilité pour un photon ayant une impulsion transverse supérieure à 1 GeV dans les événements de biais minimum d'avoir été converti	96
5.1	Vue d'artiste du dispositif des tests en faisceaux combinés d'ATLAS	98
5.2	Photo du dispositif des faisceaux tests représentant le détecteur interne et les calorimètres	99
5.3	Résolution relative sur l'impulsion transverse en fonction de $ \eta $ des muons pour un p_T de 1 GeV, 5 GeV et 100 GeV; et valeur de l'impulsion transverse, pour laquelle la contribution de la diffusion multiple est égale à la résolution intrinsèque, en fonction de $ \eta $	101

5.4	Résolution sur le paramètre d'impact transverse, d_0 , en fonction de $ \eta $ pour des pions de $p_T = 1$ GeV, 5 GeV et 100 GeV; et impulsion transverse, pour laquelle la contribution de la diffusion multiple est égale à la résolution intrinsèque, en fonction de $ \eta $.	102
5.5	Résolution sur le paramètre d'impact longitudinal modifié, $z_0 \times \sin(\theta)$, en fonction de $ \eta $ pour des pions de $p_T = 1$ GeV, 5 GeV et 100 GeV; et impulsion transverse, pour laquelle la contribution de la diffusion multiple est égale à la résolution intrinsèque, en fonction de $ \eta $	102
5.6	Efficacités de reconstruction des traces en fonction de $ \eta $ pour des muons, des pions et des électrons ayant un p_T de 5 GeV. . .	104
5.7	Efficacités de reconstruction en fonction de $ \eta $ pour des pions de 1, 5 et 100 GeV.	104
5.8	Efficacités de reconstruction des traces et taux de mauvaise reconstruction en fonction de $ \eta $, pour des pions chargés en jets dans des événements $t\bar{t}$, et pour différentes coupures de qualité .	104
5.9	Efficacités de reconstruction des traces et taux de mauvaise reconstruction en fonction de la distance ΔR entre la trace et l'axe de direction du jet, pour les coupures standard et pour $ \eta < 2,5$.	104
5.10	Distribution de probabilité du rapport entre le p_T reconstruit des électrons et l'information issue de la vérité, pour des électrons de $p_T = 25$ GeV et $ \eta > 1,5$	105
5.11	Probabilité de reconstruction de la masse invariante de paires d'électrons à partir de désintégrations $J/\psi \rightarrow ee$	105
5.12	Probabilité moyenne d'avoir un point de mesure ayant franchi le seuil haut dans le tonneau du TRT, en fonction du facteur γ de Lorentz pour des électrons, des muons et des pions dans la gamme d'énergie allant de 2 à 350 GeV, mesurée dans les données des tests en faisceaux combinés	107
5.13	Efficacité de reconstruction des pions en fonction de l'énergie des pions pour une efficacité de reconstruction de 90 % des électrons, en utilisant les points de mesure ayant franchi le seuil haut, le temps passé au dessus du seuil et les deux combinés, mesurée à partir des données des tests en faisceaux combinés	107
5.14	Efficacité de reconstruction des pions, en fonction de $ \eta $ pour une efficacité de reconstruction des électrons ayant une impulsion transverse de 25 GeV de 90 %	108
5.15	Résolution attendue sur l'impulsion en fonction de η , pour des muons de $p_T = 100$ GeV, obtenue pour les traces reconstruites avec le spectromètre seul (stand-alone) et pour les traces de muons reconstruites avec la méthode combinée (combined)	111
5.16	Résolution attendue sur l'impulsion en fonction de ϕ , pour des muons de $p_T = 100$ GeV, obtenue pour les traces reconstruites avec le spectromètre seul (stand-alone) et pour les traces de muons reconstruites avec la méthode combinée (combined)	111

5.17	Résolution attendue sur l'impulsion en fonction de ϕ et de η , pour des muons de $p_T = 100$ GeV, obtenue pour les traces reconstruites avec le spectromètre seul	112
5.18	Résolution attendue sur l'impulsion en fonction du p_T , pour des muons isolés tels que $\eta < 1,1$, obtenue pour les traces reconstruites avec le spectromètre seul et pour les traces de muons reconstruites avec la méthode combinée.	113
5.19	Résolution attendue sur l'impulsion en fonction du p_T , pour des muons isolés tels que $\eta > 1,7$, obtenue pour les traces reconstruites avec le spectromètre seul et pour les traces de muons reconstruites avec la méthode combinée.	113
5.20	Efficacité de reconstruction des muons ayant un $p_T = 100$ GeV, en fonction de η	114
5.21	Efficacité de reconstruction des muons en fonction de p_T	114
5.22	Perte d'énergie moyenne en GeV en fonction de $ \eta $ pour des électrons d'énergie 100 GeV	115
5.23	Fraction de photons convertis pour des rayons inférieurs à 80 cm (115 cm) en fonction de $ \eta $	115
5.24	Modulation de la réponse en énergie de l'électron en fonction du décalage en η à l'intérieur de la cellule	116
5.25	Modulation de la réponse en énergie de l'électron en fonction du décalage selon ϕ de l'absorbeur	116
5.26	Différence entre la mesure et l'information vraie de l'énergie normalisée sur l'énergie vraie pour des électrons ayant une énergie de 100 GeV à $\eta = 0,325$	117
5.27	Différence entre la mesure et l'information vraie de l'énergie normalisée par l'énergie vraie pour des électrons ayant une énergie de 100 GeV à $\eta = 1,075$	117
5.28	Différence entre la mesure et l'information vraie de l'énergie normalisée sur l'énergie vraie pour tous les photons ayant une énergie de 100 GeV à $\eta = 1,075$	118
5.29	Différence entre la mesure et l'information vraie de l'énergie normalisée sur l'énergie vraie pour les photons non convertis ayant une énergie de 100 GeV à $\eta = 1,075$	118
5.30	Résolution sur l'énergie relative attendue en fonction de l'énergie, pour des électrons à $ \eta = 0,3, 1,1$ et $2,0$	119
5.31	Résolution sur l'énergie relative attendue en fonction de l'énergie pour des photons à $ \eta = 0,3, 1,1$ et $2,0$	119
5.32	Résolution sur l'énergie relative attendue en fonction de $ \eta $ pour des électrons ayant une énergie de 100 GeV.	119
5.33	Résolution sur l'énergie relative attendue en fonction de $ \eta $ pour des photons ayant une énergie de 100 GeV.	119

5.34	Reconstruction et efficacité d'identification globales pour différents jeux de coupures sur les électrons : relâchées, moyennes et strictes (isol), en fonction de E_T pour des électrons seuls et pour des électrons isolés dans un échantillon d'événements de physique situés dans un environnement complexe	123
5.35	Réjection des jets en fonction de la reconstruction et de l'efficacité d'identification globales pour des électrons, obtenues en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance	123
5.36	Probabilité du rapport entre l'impulsion transverse vraie et reconstruite, d'excéder une valeur donnée pour des électrons ayant un $p_T = 25$ GeV et $ \eta > 1,5$	124
5.37	Linéarité de la réponse pour des jets formés à partir d'un cône défini par $R_{cone} = 0,7$, exprimé en fonction du rapport entre l'énergie reconstruite des jets et l'énergie vraie ($\frac{E_{rec}}{E_{truth}}$), pour deux régions différentes en η , et en fonction de l'énergie vraie (E_{truth}).	126
5.38	Précision sur la mesure de l'énergie pour des jets reconstruits avec des cônes définis par $R_{cone} = 0,7$ et $R_{cone} = 0,4$, pour deux régions différentes de η , et en fonction de l'énergie vraie E_{truth}	126
5.39	Uniformité du signal pour des jets issus d'événements di-jets QCD, pour deux gammes différentes en E_T et en fonction de η	127
5.40	Précision sur la mesure de l'énergie pour des jets reconstruits avec un cône défini par $R_{cone} = 0,7$ et $R_{cone} = 0,4$, pour deux régions différentes de E_T , et en fonction de η	127
5.41	Résolution sur la mesure de E_T^{miss} en fonction de l'énergie transverse totale, $\sum E_T$, mesurée dans les calorimètres, pour différents processus de physique correspondant à des faibles et moyennes valeurs de $\sum E_T$ et pour des plus grandes valeurs de $\sum E_T$	128
5.42	Efficacités du système de déclenchement aux niveaux L1, L2 et EF, en fonction de l'énergie transverse de l'électron issue de la vérité pour la chaîne e10 du menu	132
5.43	Taux relatifs en fonction de $ \eta $ pour des jets passant les sélections des systèmes de déclenchement des niveaux L1, L2 et EF pour la chaîne e10 du menu	132
5.44	Sections efficaces différentielles, en fonction de E_T , avant les coupures d'identification et après avoir appliqué les coupures relâchées, moyennes, strictes (TRT) et strictes avec isolation, pour des échantillons simulés d'événements de biais minimum, avec $E_T > 8$ GeV, et pour une luminosité intégrée de $100 pb^{-1}$	134
5.45	Sections efficaces différentielles, en fonction de E_T , après avoir appliqué les coupures strictes (TRT), montrées séparément pour les composantes attendues des événements de biais minimum (électrons non-isolés, provenant de désintégrations semi-leptoniques de saveurs lourdes, et bruit de fond de jets résiduels), avec $E_T > 8$ GeV et pour une luminosité intégrée de $100 pb^{-1}$	134

5.46	Illustration de la fonction de Crystal Ball	137
5.47	La figure de gauche montre la linéarité de la réponse, en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons utilisé, E_{beam} , pour un module du tonneau du calorimètre électromagnétique à argon liquide, et pour $\eta = 0,687$. Tous les points sont normalisés à la valeur mesurée $E_{beam} = 100$ GeV. La bande représente l'incertitude totale sur la mesure de l'énergie du faisceau. La figure de droite montre la résolution intrinsèque, en fonction de E_{beam} , pour le même module du LAr. Le bruit de fond électronique a été soustrait des données (Data). Les résultats sont montrés pour une quantité de matière devant le calorimètre représentant environ $2,4 X_0$, ce qui correspond à ce qu'on attend pour le cryostat du détecteur ATLAS à $\eta = 0,4$. Les courbes représentent les résultats d'un ajustement sur les données et sur les données simulées par MC (Simulation)	138
5.48	Les deux figures donnent la linéarité de la réponse du calorimètre en fonction de l'énergie du faisceau E_{beam} , et pour $\eta = 0,687$. La figure de gauche donne une comparaison entre les données (Data) et les données simulées (MC). La figure de droite montre la linéarité en fonction de la quantité de matière présente devant le calorimètre, exprimée en épaisseur d'aluminium (mm) avec la longueur de radiation (X_0) correspondante	139
5.49	Ajustement de la distribution de E_T par une fonction de Crystal Ball, pour des positons de 25 GeV, à $\eta = 2,2$ et ajustement de la distribution de E_T par une fonction de Crystal Ball, pour des électrons de 25 GeV à $\eta = 1$	140
5.50	Linéarité en fonction de η pour des électrons et des positons d'impulsion transverse 25 GeV	140
5.51	Linéarité de la réponse du calorimètre électromagnétique et résolution des électrons incidents sur la mesure de l'énergie, attendues après étalonnage, en fonction de η , et pour différentes énergies, allant de 25 à 1000 GeV	141
5.52	Rapport des énergies transverses moyennes, E_T , obtenues par ajustement de la distribution mesurée, pour des électrons et des positons, en fonction de ϕ , et comparaison entre les trois géométries utilisées	142
5.53	Rapport des énergies transverses moyennes obtenues par ajustement de la distribution mesurée, pour des électrons et des positons, en fonction de η , et comparaison entre les trois géométries utilisées	142
5.54	Etude du rapport E/p des électrons et des positons en fonction de ϕ montrant la moyenne des points pour $\phi < 0$ et $\phi > 0$, pour les géométries avec matière additionnelle, et avec matière additionnelle et désalignements résiduels	143

5.55	Comparaison sur les rapports des distributions de E/p des électrons et des positons en fonction de η , entre les trois géométries utilisées : comparaison entre géométrie idéale et géométrie avec matière additionnelle, et comparaison entre géométrie avec matière additionnelle et celle avec désalignements résiduels	144
5.56	Vue en coupe d'une représentation du côté C du détecteur interne dans le plan (R-z) indiquant la quantité de matière ajoutée en unités de longueur de radiation, à la matière nominale pour $0 < \phi < \pi$	145
5.57	Vue en coupe d'une représentation du côté A du détecteur interne dans le plan (R-z) indiquant la quantité de matière ajoutée en unités de longueur de radiation, à la matière nominale pour $0 < \phi < \pi$	145
5.58	Efficacité de reconstruction de photons convertis, ayant une énergie transverse de 20 GeV, en fonction du rayon de conversion (à gauche) et en fonction de η (à droite).	146
5.59	Nombre de conversions de photons en fonction du rayon, pour la matière nominale, $\phi < 0$ (à gauche), et pour la géométrie avec matière additionnelle, $\phi > 0$ (à droite).	147
5.60	Tableau indiquant pour les différentes couches du Pixel et pour quelques éléments principaux situés à faible rayon, le nombre de conversions de photons reconstruites, la longueur de radiation mesurée, et la précision associée pour environ une heure de prise de données de biais minimum. La figure (à droite) donne les mêmes informations, mais en fonction du rayon de la conversion reconstruite. La statistique nécessaire pour obtenir une précision donnée sur la détermination de la quantité de matière est également indiquée.	148
5.61	Nombre de vertex de bremsstrahlung en fonction de leur rayon R, pour des électrons provenant de désintégrations $W \rightarrow e\nu$. La comparaison entre $\phi < 0$ (en haut) et $\phi > 0$ (en bas), fait apparaître des pics dans le cas des ϕ positifs, où la matière additionnelle a été ajoutée, comme on l'a vu sur les figures 5.56 et 5.57. Les pics situés à $R = 70, 229, 350$ et 590 correspondent respectivement à la matière ajoutée au tonneau du Pixel, au support du Pixel, au tonneau du SCT, et à la limite entre les bouchons du SCT et du TRT.	149
5.62	Représentation bidimensionnelle dans le plan (R- ϕ) avec R en mm, des vertex de production de bremsstrahlung externe pour des électrons provenant de désintégrations $W \rightarrow e\nu$, dans la partie tonneau du détecteur interne. Deux des régions où la matière additionnelle a été ajoutée sont visibles sur cette figure. Ces régions sont à l'intérieur du tonneau du Pixel ($R = 70$ mm) et du tonneau du SCT ($R = 350$ mm).	150

5.63	Fraction d'événements ayant un rapport $E/p > 2$ des électrons (ronds) et des positons (étoiles) en fonction de ϕ , pour deux géométries : idéale (à gauche) et avec matière additionnelle (à droite).	151
5.64	Fraction d'électrons avec un rapport $E/p > 2$, en fonction de η , pour les géométries idéale (ronds) et avec matière additionnelle (étoiles).	152
5.65	Fraction d'électrons provenant de désintégrations $W \rightarrow e\nu$ avec E/p mesuré dans les queues (valeur supérieure à 2,5-3). La courbe représente la quantité de matière en longueur de radiation X0 dans le système Pixel, en fonction de η (échelle verticale de droite).	152
6.1	Représentation schématique des processus impliqués dans une interaction dure typique en QCD	154
6.2	Distribution du produit de la fraction de l'impulsion totale du proton, x , emportée par les partons par la fonction de distribution des partons pour les quarks $u, d, \bar{u}, \bar{d}, s, c, b$ et les gluons g	157
6.3	Diagrammes de Feynman de production des désintégrations leptoniques d'un vecteur boson $V = W, Z$ à l'ordre le plus bas et à l'ordre suivant ou NLO.	159
7.1	Distribution de la masse transverse du W pour le signal et les bruits de fond, après avoir appliqué tous les critères de sélection (sauf la coupure sur m_T^W), et pour une luminosité intégrée de 50 pb^{-1}	174
7.2	Rapports entre les acceptances après application des coupures cinématiques et en fonction de la coupure sur η considérée, pour le boson W et le boson Z pour les trois générateurs : Herwig/Pythia, Herwig/MC@NLO et Pythia/MC@NLO	180
7.3	Distributions de rapidité des bosons W^+ et W^- , obtenues avec les générateurs Pythia et Herwig dans leur configuration par défaut	181
7.4	Variations $\cos(\theta^*)$ pour W^+ et W^- , pour les trois générateurs Pythia, Herwig et MC@NLO	182
7.5	Impact des fonctions de structure des partons sur les acceptances pour les bosons W^\pm calculée à partir du générateur ResBos	187
7.6	Acceptance avec leurs incertitudes systématiques, en fonction de la coupure sur η utilisée pour sélectionner le ou les électron(s) dans le cas de MC@NLO, séparément pour W^+, W^-, W et Z	190
7.7	Distributions de l'impulsion transverse du boson W^+ pour les trois générateurs Pythia (cercles ouverts), Herwig (triangles pleins) et MC@NLO (carrés ouverts).	191

8.1	Visualisation de deux événements, pour une configuration du détecteur sans (en haut) et avec (en bas) champ magnétique. La première image (en haut) montre une trace qui passe successivement dans le tonneau du Pixel et les bouchons du SCT et du TRT, tandis que l'image du bas montre une trace qui traverse successivement les tonneaux du Pixel, du SCT et du TRT. On donne pour chaque image une vue en coupe transversale (en haut à gauche) et longitudinale (en bas) du détecteur interne.	197
8.2	Événement avec de nombreuses traces, obtenu avec le déclenchement cosmique et observé dans le tonneau du TRT d'ATLAS (août 2008). Vue en coupe transversale.	198
8.3	Événements avec traces, obtenus avec les données cosmiques et observés dans un bouchon du TRT d'ATLAS (août 2008). L'abscisse donne les secteurs en fonction de ϕ du bouchon (32 au total) et l'ordonnée indique les différentes roues du bouchon en fonction de z (de haut en bas : 12 roues de type A, avec un espace de 8 mm entre les couches de pailles du détecteur, puis 8 roues de type B, avec un espace de 16 mm entre les différentes couches de pailles).	199
8.4	La figure de gauche montre l'efficacité du système de déclenchement de deuxième niveau pour le TRT (convoluée avec celle des algorithmes de reconstruction en ligne des détecteurs Pixel/SCT, SiTrack et IDScan), en fonction du temps initial de l'événement (event phase). Les traces sélectionnées sont celles de muon cosmiques reconstruits hors-ligne. La figure de droite montre cette même efficacité, en fonction du paramètre d'impact transverse au périgée (d_0) de la trace reconstruite. Ces efficacités sont données pour toutes les traces reconstruites dans le détecteur interne par le deuxième niveau de déclenchement (étoiles), ainsi que pour les algorithmes de reconstruction en ligne des détecteurs Pixel/SCT (ronds pleins), SiTrack (ronds vides) et IDScan (triangles).	200
8.5	Distribution des résidus du tonneau du TRT après alignement précis du détecteur interne avec des données cosmiques prises avec champ magnétique.	201
8.6	Distribution de la différence en angle azimutal ajusté, ϕ_0 , entre les moitiés de traces combinées, pour les parties inférieure et supérieure du détecteur. La courbe et les points nettement décalées à gauche de 0 correspondent au résultat avant alignement précis du TRT et du Pixel/SCT. La courbe et les points centrés en 0 donne les résultats après alignement précis du TRT et du Pixel/SCT.	202
8.7	Distance (de la trace extrapolée) au fil ou R (en mm) en fonction du temps de dérive mesuré (en ns).	204
8.8	Evolution de la variance moyenne des résidus en fonction du nombre d'itérations.	206
8.9	Relation R-t (en haut) et résidus (en bas) pour le tonneau du TRT (à gauche), son côté C (au centre) et son côté A (à droite), après 5 itérations.	207

8.10	Vitesse de dérive (en mm/ns), en fonction de la distance entre la trace et le fil (en mm), pour un échantillon de données de données cosmiques. La courbe supérieure correspond au côté A du tonneau du TRT, la courbe du milieu au côté C, et celle du bas à une courbe de référence.	208
8.11	Représentation dans le plan ($R\phi - z$) du système de déclenchement mis en place pour la prise de données cosmiques à SR1. Seuls les scintillateurs HSC1 et HSC2 ont été utilisés. Les secteurs instrumentés correspondent à ceux traversés par les droites en pointillé. Le SCT n'est pas montré sur cette vue en coupe transversale du détecteur interne. Les dimensions sont données en cm.	209
8.12	Déformation locale suivant $R\phi$ ($\delta\Delta R\phi$) (en mm) en fonction de la position du fil, ΔZ (mm). Les déviations par rapport à la ligne droite indiquée en pointillés, suggèrent une sorte de courbure de l'un des modules le long du plan de pailles $\Delta R\phi$. Les lignes tiretées représentent la position idéale alignée des modules. De plus, on rappelle que les trois types de modules cités sont ceux du TRT.	211
8.13	Résidus du TRT pour des traces combinées avant et après alignement. L'alignement inclut un alignement global du TRT par rapport au Pixel (niveau 1), ainsi qu'un alignement interne des modules (niveau 2).	212
8.14	Translations dans le plan $R\phi - z$ (y-x sur la figure) correspondant aux différents secteurs en ϕ des modules de type 3 du tonneau du TRT, après alignement de niveau 2.	213
8.15	Histogramme du nombre d'entrées en fonction des pailles pour les secteurs 6, 7 et 8 des modules de type 1 du côté A du tonneau du TRT. Chaque modules de type 1 contient 329 pailles. Le secteur 6 s'étend donc de la paille 0 à 328, le secteur 7 entre 329 et 658, et le secteur 8 entre 659 et 987. La grande différence visible sur le nombre d'évènements correspond à la différence entre les pailles courtes présentes dans les neuf premières couches et les pailles longues.	215
8.16	Histogramme du nombre d'entrées en fonction des pailles pour les secteurs 6, 7 et 8 des modules de type 2 du côté A du tonneau du TRT. Chaque modules de type 2 contient 520 pailles. Le secteur 6 s'étend donc de la paille 0 à 519, le secteur 7 entre 520 et 1039, et le secteur 8 entre 1040 et 1560.	216
8.17	Résultats des ajustements obtenus sur les distributions des résidus de chaque paille, pour chaque intervalle défini selon l'axe z , et pour les modules de type 1. Les distributions sont elle-mêmes montrées avec un deuxième ajustement par une fonction gaussienne, dont la moyenne donne le désalignement observé pour l'ensemble des fils dans l'intervalle considéré, et dont la variance donne la dispersion des résultats obtenus fil par fil.	218

8.18	Résultats des ajustements obtenus sur les distributions des résidus de chaque paille, pour chaque intervalle défini selon l'axe z, et pour les modules de type 2. Les distributions sont elle-mêmes montrées avec un deuxième ajustement par une fonction gaussienne, dont la moyenne donne le désalignement observé pour l'ensemble des fils dans l'intervalle considéré, et dont la variance donne la dispersion des résultats obtenus fil par fil.	219
8.19	Distributions des résidus pour un fil particulier, pour chaque intervalle défini selon z, avec la fonction gaussienne utilisée dans le premier ajustement.	220
8.20	Résultats pour un fil déformé de l'ajustement par une droite pour chaque demi-fil. Les points correspondent aux désalignements moyens observés pour le fil dans chacun des 6 intervalles.	221
8.21	Coefficients a_i et b_i obtenus dans les ajustements en fonction de z pour chaque demi-fil (voir texte), pour les modules de type 1.	222
8.22	Coefficients a_i et b_i obtenus dans les ajustements en fonction de z pour chaque demi-fil (voir texte), pour les modules de type 2.	223
8.23	Moyennes et dispersions des désalignements observés pour les côtés C (à gauche) et A (à droite) des modules de type 1.	224
8.24	Moyennes et dispersions des désalignements observés pour les côtés C (à gauche) et A (à droite) des modules de type 2.	224
8.25	Différence entre les désalignements observés entre les côtés C et A, pour les modules de type 1. La différence est calculée à partir des intervalles en z centraux (voir texte) pour chaque demi-fil (à gauche), et à partir de l'ensemble des données pour chaque demi-fil (à droite).	225
8.26	Différence entre les désalignements observés entre les côtés C et A, pour les modules de type 2. La différence est calculée à partir des intervalles en z centraux (voir texte) pour chaque demi-fil (à gauche), et à partir de l'ensemble des données pour chaque demi-fil (à droite).	225
8.27	Précision de mesure pour tous les fils des modules de type 3 (soit un total d'environ 2000 fils), pour les côtés A (à droite) et C (à gauche) du tonneau	226
10.1	Distributions de p_T^W , p_T^ν , $p_T^{e\gamma}$ et p_T^γ pour le boson W^+ , obtenues avec les générateurs Pythia, Herwig et MC@NLO dans la configuration sans ISR, sans k_T , sans UE et sans ME	237
10.2	Masse du W^+ générée et calculée à partir des leptons, obtenues avec les générateurs Pythia, Herwig et MC@NLO dans la configuration sans ISR, sans k_T , sans UE et sans ME	238
10.3	Masse du W^+ calculée à partir de <code>x1.x2.s</code> , obtenue avec les générateurs Pythia, Herwig et MC@NLO dans la configuration sans ISR, sans k_T , sans UE et sans ME	239
10.4	Distributions des fonctions de structure des partons pour les générateurs Pythia, Herwig et MC@NLO dans la configuration sans ISR, sans k_T , sans UE et sans ME, pour le W^+	240

Liste des tableaux

1	Liste des interactions fondamentales avec leur médiateur et l'intensité des constantes de couplage associée	31
2	Caractéristiques des fermions	31
3	Comparaison des paramètres du LEP, du Tevatron et du LHC	42
4	Principaux paramètres du LHC	45
5	Sections efficaces et nombres d'événements attendus pour différents processus du Modèle Standard et pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} , correspondant à la statistique espérée au LHC pour 2009-2010.	47
6	Performances globales requises pour l'expérience ATLAS.	53
7	Paramètres des modules du tonneau du TRT et des roues des bouchons	64
8	Dimensions des volumes du tonneau du TRT	85
9	Dimensions des volumes du bouchon A du TRT	87
10	Masse des différents volumes du tonneau et des bouchons du TRT	88
11	Masses, densités moyennes, volumes, épaisseurs de matériaux à incidence normale et longueurs de radiation et d'interaction nucléaire pour le tonneau	90
12	Masses, densités moyennes, volumes, épaisseurs de matériaux à incidence normale et longueurs de radiation et d'interaction nucléaire pour chaque bouchon	90
13	Fractions massiques et densités modifiées des matériaux utilisées pour définir les volumes du tonneau du TRT, avec les longueurs de radiation et d'interaction nucléaire obtenues avec le mélange	91
14	Fractions massiques et densités modifiées des matériaux utilisées pour définir les volumes des bouchons du TRT, avec les longueurs de radiation et d'interaction nucléaire obtenues avec le mélange	92
15	Résolutions sur les paramètres de la trace attendues (RMS) pour une impulsion transverse infinie ($\sigma_X(\infty)$) et une impulsion transverse p_X pour laquelle la contribution de la diffusion multiple est égale à celle de la résolution du détecteur.	103
16	Efficacités attendues pour des électrons isolés et non isolés, et réjection du bruit de fond de jets correspondant, pour les trois types de coupures standard utilisées pour l'identification des électrons	122
17	Sous-ensemble des chaînes contenues dans le menu du système de déclenchement à $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	132
18	Comparaison du rapport E/p mesuré au pic entre les électrons et les positons, et en fonction de ϕ , entre les géométries idéale, avec matière additionnelle, et avec matière additionnelle et désalignements résiduels	143
19	Sections efficaces de production à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ des bosons W et Z en leptons pour les générateurs d'événements Pythia, Herwig et MC@NLO, et comparaison avec un calcul au NNLO.	169

20	Echantillons de signaux et de bruits de fond pour les états finals étudiés	170
21	Critères de sélection hors-ligne appliqués aux candidats électrons "tag and probe"	172
22	Efficacités de sélection (en pour-cent) pour différents niveaux du système de déclenchement, et normalisées par rapport aux coupures hors-ligne. Ces efficacités sont données, d'une part pour des électrons seuls en utilisant la méthode de "tag and probe" pour des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ à la luminosité initiale du LHC (soit $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et $\int L \times dt = 50 \text{ pb}^{-1}$), et d'autre part, en utilisant la chaîne e10. Les incertitudes indiquées sont exclusivement statistiques. Les efficacités sont données par rapport au précédent niveau du système de déclenchement.	173
23	Nombre d'événements de signal et de bruits de fond (en milliers) pour le canal $W \rightarrow e\nu$, pour une luminosité intégrée de 50 pb^{-1} .	175
24	Acceptances des électrons (en %) pour le boson W, après application des coupures cinématiques, en fonction de la coupure sur η et pour les trois générateurs d'événements.	179
25	Acceptances des électrons (en %) pour le boson Z, après application des coupures cinématiques, en fonction de la coupure sur η et pour les trois générateurs d'événements.	179
26	Effets des corrections dues à la QED ou à la théorie électrofaible sur les acceptances obtenues avec Herwig et Pythia pour $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$, et impact de la recombinaison entre l'électron et le(s) photon(s).	184
27	Rapport (en %) entre les acceptances calculées avec Herwig et Pythia. Impact des coupures individuelles sur ce rapport et comparaison entre les échantillons de bosons W, Z et Z^* (i.e. générés avec les mêmes masse et largeur que les W). Les acceptances sont montrées dans la configuration par défaut (standard).	185
28	Rapport (en %) entre les acceptances calculées avec Herwig et Pythia. Impact des coupures individuelles sur ce rapport et comparaison entre les échantillons de bosons W, Z et Z^* (i.e. générés avec les mêmes masse et largeur que les W). Les acceptances sont montrées dans la configuration sans ISR, sans k_T , sans UE et sans ME.	186
29	Acceptances des électrons et rapports des acceptances obtenus après coupures pour $W \rightarrow e\nu$, où l'électron et le neutrino ont une énergie transverse supérieure à 25 GeV, mais où on exclut la région $1, 37 < \eta_e < 1, 52$	189
30	Acceptances des électrons et rapport des acceptances obtenus après coupures pour $Z \rightarrow ee$, où les électrons ont une énergie transverse supérieure à 20 GeV, et où on exclut la région $1, 37 < \eta_e < 1, 52$	189

31	Résumé des incertitudes systématiques pour $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$, après avoir appliqué les coupures cinématiques utilisées dans la mesure de la section efficace.	190
32	Comparaison des acceptances avant et après avoir appliqué la méthode de changement du p_T aux échantillons de W , en utilisant une première version d'Athena et le générateur MC@NLO comme référence.	192
33	Comparaison des acceptances avant et après avoir appliqué la méthode de changement du p_T aux échantillons de W et de Z , en utilisant une version plus récente d'Athena et le générateur ResBos comme référence.	192
34	Comparaison entre les acceptances au NLO (MC@NLO) et NNLO pour deux choix de coupures différents sur $p_T^{e,min}$	193
35	Résidus du tonneau du TRT et pour ses deux côtés, pour l'alignement combiné et pour l'alignement individuel des sous-détecteurs du trajectomètre.	210
36	Différences en termes de constantes d'alignement pour les translations, projetées dans la direction de ϕ et perpendiculairement à R , entre les trois types de module du tonneau du TRT, et pour les secteurs 6, 7 et 8.	212
37	Résumé des résultats obtenus au niveau 3 pour les secteurs 6, 7 et 8, et pour les trois types de modules.	217

1 Introduction

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au sein de l'expérience ATLAS, située au CERN à Genève. ATLAS est une des quatre expériences du grand collisionneur de hadrons (le LHC). Cela fait maintenant près de 20 ans que l'on a commencé à préparer d'une part les détecteurs, et d'autre part, les différents stages d'accélérateurs. L'objectif de l'ensemble de ce projet colossal et international est de produire des collisions proton-proton à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. Cette nouvelle gamme d'énergie au LHC devrait pouvoir apporter aux scientifiques des réponses à certaines questions essentielles de la physique des hautes énergies : le boson de Higgs existe-t-il ? Trouvera-t-on une explication à l'origine des masses ? Que va-t-on découvrir à propos de la supersymétrie ?

Ce travail de thèse a été effectué pendant les toutes dernières années de construction et d'installation des détecteurs et on espère obtenir les premières collisions pendant l'hiver 2009/2010. J'ai donc eu la chance de travailler sur de nombreux aspects de la préparation de l'expérience. J'ai ainsi rejoint en décembre 2005 l'équipe du trajectomètre à rayonnement de transition d'ATLAS (TRT).

Dans un premier temps, j'ai apporté une petite contribution à la construction et à l'installation des bouchons du TRT, ce qui incluait de nombreux tests sur l'électronique de lecture (i.e. de premier niveau), et qui constituait une bonne entrée en matière pour se familiariser avec l'expérience.

Le premier chapitre de ce mémoire présente une courte introduction à la physique des particules, ce qui donne un bref aperçu sur l'avancement des scientifiques dans le cadre des théories et des modèles développés et testés, comme par exemple le Modèle Standard. On trouvera dans ce chapitre de nombreuses références utiles à consulter pour avoir une idée plus précise de l'évolution récente de la physique des particules.

Le deuxième chapitre donne une description du détecteur ATLAS et de ses sous-systèmes, ainsi qu'une description plus détaillée du TRT. ATLAS contient un détecteur interne, des calorimètres électromagnétique et hadronique, un spectromètre à muons, un système de déclenchement et un système d'aimants. Quelques aspects essentiels du TRT sont également décrits, comme par exemple le principe de détection du rayonnement de transition.

Le troisième chapitre porte sur la simulation du détecteur dans le logiciel d'ATLAS. C'est ainsi que pendant près de 2 ans depuis le début de la thèse, j'ai travaillé sur l'estimation et la mesure des masses et de la géométrie du tonneau et des bouchons du TRT, tel que celui-ci est installé dans la caverne. Ce travail a été très utile pour apprendre à connaître le détecteur sous de très nombreux aspects, comme sa construction, sa préparation, son installation, etc... L'objectif principal de ce travail a consisté à compléter la simulation déjà partiellement existante.

Le quatrième chapitre présente les performances du détecteur et la reconstruction des électrons attendues, qu'il est crucial de connaître pour le démarrage du LHC. Dans cette étape, j'ai principalement contribué à une étude prélimi-

naire de la sensibilité à la quantité de matière et aux désalignements résiduels en utilisant les distributions de E/p .

Les deux chapitres suivants décrivent la plus grande partie de mon travail de thèse. Le chapitre 5 présente tout d'abord les outils Monte-Carlo qui sont utilisés pour prédire et préparer les analyses de données. On explique ainsi ce qu'est un générateur d'événement, avec des exemples utilisés dans le chapitre 6. On donne également une description succincte du processus d'interaction.

Le sixième chapitre s'articule en deux parties et porte sur l'estimation des sections efficaces de production des désintégrations $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$ au LHC. La première partie décrit les étapes importantes de la détermination des sections efficaces, tandis que la deuxième partie consiste à donner une première évaluation de l'erreur systématique associée aux acceptances sur la mesure des sections efficaces, et que l'on peut attendre avec les premières données.

Au cours des derniers mois de thèse, j'ai également travaillé sur l'analyse des données cosmiques pour le TRT. Après avoir contribué à la phase de préparation de l'étalonnage du TRT, j'ai développé le premier algorithme d'alignement fil par fil qui a permis de vérifier la précision de construction de plusieurs modules du tonneau du TRT. C'est ce qui est décrit dans le dernier chapitre.

2 Introduction à la physique des particules

2.1 Le Modèle Standard

2.1.1 Introduction historique

La physique des particules est un domaine passionnant de la physique fondamentale qui consiste à étudier les constituants ultimes de la matière. Elle a de nombreuses interactions avec d'autres disciplines de la recherche scientifique comme par exemple l'astrophysique, la cosmologie ou la médecine. L'ère de la physique des particules débute véritablement au début du vingtième siècle. La discipline s'est développée d'une part grâce aux travaux théoriques et d'autre part sur des observations expérimentales, faites dans la plupart des cas à l'aide d'accélérateurs de particules. C'est suite à de nombreux travaux sur la relativité et sur la mécanique quantique que naît le concept de dualité onde-corpuscule permettant de décrire les particules élémentaires ainsi que leurs interactions.

Suite à la découverte de l'électron par J.J. Thomson en 1897, la découverte du proton par E. Rutherford en 1919, et la découverte du neutron par J. Chadwick en 1932 [1], on sait que le noyau d'un atome est constitué de protons et de neutrons, et que des électrons gravitent autour du noyau. En 1930, W. Pauli postule l'existence d'une nouvelle particule interagissant très peu avec la matière, appelée neutrino, pour expliquer l'énergie manquante observée dans la désintégration bêta¹ [2]. Il faudra attendre 1956 pour l'observer dans l'expérience de Reines et Cowan [3]. En 1932, C. D. Anderson découvre le positon [4], et confirme ainsi la prédiction faite par P. Dirac en 1928 sur l'existence de cette antiparticule. En 1936, c'est encore C. D. Anderson qui met en évidence une particule environ 207 fois plus lourde que l'électron, le muon, alors qu'il étudie les rayons cosmiques.

L'élaboration du Modèle Standard s'est faite en plusieurs étapes. En 1948, R. Feynman [5], S. Tomonaga, J. Schwinger [6] et F. J. Dyson [7] donnent une formulation de l'électrodynamique quantique (QED). En 1954, C. N. Yang et R. Mills [8] généralisent la QED en développant les théories de champs de jauge. La QED a depuis été vérifiée avec une très grande précision notamment avec la mesure du moment magnétique anormal de l'électron ou du muon.

Toujours dans les années 50, de nombreux accélérateurs de particules entrent en service et une multitude de particules inattendues sont découvertes, comme par exemple les pions et les kaons. Les physiciens se posent alors la question de savoir si ces particules ne sont pas issues de constituants plus fondamentaux. Et c'est en 1962, que M. Gell-Mann [9] et G. Zweig proposent l'idée du modèle des quarks, qui constituent la sous-structure du proton, du neutron et plus généralement des hadrons. Quelques années plus tard (1973), H. D. Politzer, F. Wilczek, D. Gross, M. Gell-Mann et H. Fritzsch développent la Chromodynamique-Quantique (QCD) qui décrit l'interaction forte et qui tient compte de l'existence et des propriétés des quarks.

¹La radioactivité bêta ou émission bêta est un type de désintégration radioactive dans laquelle une particule bêta (un électron ou un positon) est émise.

En parallèle avec ces découvertes, les théoriciens commencent à élaborer des modèles pour décrire, et si possible réunir, les interactions. Entre 1960 et 1964, S. L. Glashow, A. Salam et S. Weinberg [10] [11] [12] parviennent à unifier l'interaction électromagnétique et l'interaction faible dans le cadre de la théorie électrofaible. L'extension du modèle électrofaible au secteur des quarks, pour tenir compte de l'interaction forte, par S. L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani sera effectuée en 1970 [13] (mécanisme de GIM). L'ensemble de ces avancées forment ce que l'on appelle aujourd'hui le Modèle Standard, réunissant trois des quatre interactions connues. Les succès de ce modèle ont été confirmés par la découverte du quark c en 1974 [14] [15] (qui avait été prédit par le mécanisme de GIM), du quark b [16] [17] et du lepton tau [18] en 1977, des bosons W et Z en 1983 [19] [20] et du quark top en 1994 [21] [22]. Toutefois, il reste une particule à découvrir, qui pourrait renforcer ou au contraire contredire ce modèle, qui s'appelle le boson de Higgs, et qui a été suggérée par R. Brout, F. Englert et P. W. Higgs en 1964 [23] [24]. Le boson de Higgs pourrait être associé à un mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible, qui permettrait aux bosons de jauge (comme le W et le Z) et aux fermions d'acquérir une masse².

2.1.2 Les constituants de la matière et leurs interactions

On compte actuellement quatre interactions fondamentales : l'interaction électromagnétique, qui est responsable de l'échange d'informations entre deux particules chargées et dont le porteur de l'information est le photon, l'interaction gravitationnelle, qui est responsable de l'attraction entre deux corps massifs dont le médiateur serait le graviton (qui reste à être observé), l'interaction forte qui assure la cohésion des noyaux et qui a pour médiateur les gluons, et enfin l'interaction faible qui est responsable de la désintégration bêta, avec les bosons W^\pm et Z^0 comme médiateurs.

Le Modèle Standard est une théorie quantique des champs, renormalisable et relativiste, qui décrit les interactions électromagnétique, faible et forte entre les particules élémentaires. La gravitation n'est pas incluse dans ce modèle car il n'existe pas pour celle-ci de description quantique équivalente à celle des autres forces et parce que l'effet de la gravitation est beaucoup plus faible que les autres forces sur des distances microscopiques (voir l'ordre de grandeur des constantes de couplage dans le tableau 1).

De plus, on a classé l'ensemble des particules élémentaires en deux catégories : les fermions, qui constituent la matière et qui sont des particules de spin demi-entier et les bosons (de spin entier) qui véhiculent les interactions. Les fermions sont répartis en deux familles : les quarks (u , d , s , c , b , t) et les leptons (électron, muon, tau, neutrino-électron, neutrino-muon et neutrino-tau). Les leptons sont des particules libres et ne sont soumis qu'à la force électrofaible,

²Comme expliqué plus loin, le Modèle Standard peut être décrit par un opérateur qui s'appelle le Lagrangien. Le mécanisme de Higgs consiste à introduire un terme de champs (potentiel de Higgs) dans le Lagrangien, qui permet de générer les masses des bosons. L'apparition des termes de masse pour les fermions s'obtient en introduisant un terme supplémentaire (de Yukawa) dans le Lagrangien, qui couple le champ de Higgs aux fermions.

Interactions	Porteurs de force	Intensité de la constante de couplage
Electromagnétique	photon (γ)	$\alpha = \frac{1}{137}$
Faible	boson Z^0, W^\pm	$\alpha_w = 10^{-6}$
Forte	gluons (g)	$\alpha_s = 1$
Gravitationnelle	graviton	$\alpha_G = 7.10^{-39}$

TAB. 1 – Liste des interactions fondamentales avec leur médiateur et l’intensité des constantes de couplage associée. Les interactions sont comparées pour deux mêmes particules (des protons) et à des distances identiques, donc de type nucléaire.

tandis que les quarks ne se manifestent que sous la forme d’états liés (les hadrons), soit par paire (cas des mésons) soit par triplets (baryons), comme c’est le cas du proton (constitué de deux quarks u et d’un quark d) et du neutron (udd). Les quarks sont sensibles aux interactions électromagnétique, faible et forte. Les caractéristiques des fermions sont résumées dans le tableau 2.

Leptons			Quarks		
Nom (symbole)	Masse (MeV)	Charge électrique	Nom (symbole)	Masse (GeV)	Charge électrique
Neutrino électron (ν_e)	$< 2.10^{-9}$	0	up (u)	$0,0015 < m_u < 0,0033$	2/3
Electron (e)	$m_e = 0,510998910 \pm 0,000000013$	-1	down (d)	$0,0035 < m_d < 0,006$	-1/3
Neutrino muon (ν_μ)	$< 0,0002$	0	charm (c)	$m_c = 1,27^{+0,07}_{-0,11}$	2/3
Muon (μ)	$m_\mu = 105,658367 \pm 0,000004$	-1	strange (s)	$m_s = 0,104^{+0,026}_{-0,034}$	-1/3
Neutrino tau (ν_τ)	$< 0,02$	0	top (t)	$m_t = 171,2 \pm 2,1$	2/3
Tau (τ)	$m_\tau = 1776,84 \pm 0,17$	-1	bottom (b)	$m_b = 4,20^{+0,17}_{-0,07}$	-1/3

TAB. 2 – Caractéristiques des fermions [25]. Les valeurs des masses données pour les neutrinos sont des limites supérieures.

2.1.3 Formalisme du Modèle Standard

Le Modèle Standard est décrit par un Lagrangien, qui doit tenir compte de l’ensemble des particules élémentaires ainsi que de leurs interactions et qui contient toute la dynamique du système. La construction de cet outil s’obtient en requérant l’invariance du Lagrangien sous des transformations de symétrie locales (translation dans le temps, translation dans l’espace, rotation et transformation de jauge). L’invariance du Lagrangien sous ces transformations peut s’obtenir en introduisant des termes supplémentaires (appelés champs de jauge) au Lagrangien. Et comme on doit à la fois représenter ce qui se passe dans le cadre de la théorie électrofaible et de la chromodynamique quantique, le Lagrangien doit être invariant sous les transformations des symétries de couleur C (associée à l’interaction forte), d’isospin faible I (associée à l’interaction faible) et d’hypercharge Y (associée à l’interaction électromagnétique), soit sous le groupe

de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_I \times U(1)_Y$. On commence donc par insérer des champs W_μ^\pm , Z_μ et B_μ associés aux bosons W^\pm , Z^0 et γ dans le Lagrangien. De plus, comme mentionné dans l'introduction, on introduit un champ supplémentaire associé au boson de Higgs, qui permet de briser la symétrie électrofaible et de conférer une masse aux bosons de jauge. Ce même champ de Higgs est utilisé pour générer la masse des fermions en introduisant un terme supplémentaire (couplage de Yukawa) dans le Lagrangien. Lorsque l'on tient compte de tous ces termes de champ, le Lagrangien du Modèle Standard peut s'écrire de la manière raccourcie suivante :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_W + \mathcal{L}_Z + \mathcal{L}_{photon} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{electron} + \mathcal{L}_{muon} + \mathcal{L}_{tau} + \mathcal{L}_{neutrinos} + \mathcal{L}_{interactions} \quad (1)$$

où \mathcal{L}_W représente le champ vectoriel complexe du W, \mathcal{L}_Z représente le champ vectoriel réel du Z, \mathcal{L}_{photon} représente le champ du photon, \mathcal{L}_{Higgs} représente le champ scalaire du Higgs, $\mathcal{L}_{electron}$ représente le champ de l'électron, \mathcal{L}_{muon} représente le champ du muon, \mathcal{L}_{tau} représente le champ du tau, $\mathcal{L}_{neutrinos}$ celui des neutrinos et $\mathcal{L}_{interactions}$ contient des termes qui décrivent toutes les interactions possibles entre ces champs (incluant des couplages trilineaires et quadrilineaires). On explicite ci-dessous l'expression des composantes du Lagrangien associées aux champs, ce qui permet de faire apparaître des termes de masse.

$$\mathcal{L}_W = -\frac{1}{2}(\partial_\mu W_\nu^* - \partial_\nu W_\mu^*)(\partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu) + \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^* W^\mu \quad (2)$$

$$\mathcal{L}_Z = -\frac{1}{4}(\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu)(\partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu) + \frac{v^2(g^2 + g'^2)}{8} Z_\mu Z^\mu \quad (3)$$

$$\mathcal{L}_{photon} = -\frac{1}{4}(\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu)^2 \quad (4)$$

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma) - \mu^2 \sigma^2 \quad (5)$$

$$\mathcal{L}_{electron} = i\bar{e}\gamma^\mu \partial_\mu e - \frac{hw^2}{2}\bar{e}e \quad (6)$$

$$\mathcal{L}_{neutrinos} = i\bar{\nu}\gamma^\mu \frac{1 - \gamma^5}{2} \partial_\mu \nu \quad (7)$$

où les ∂_i et ∂^j sont des dérivées covariantes, les γ^k correspondent aux matrices de Dirac, h est la constante de Planck, g la constante de couplage du groupe $SU(2)$, g' la constante de couplage du groupe $U(1)$, μ un paramètre exprimant la masse du boson de Higgs et v la valeur attendue dans le vide du potentiel de Higgs que l'on devra déterminer expérimentalement. De plus, les termes de masse pour le muon et le tau peuvent s'exprimer de la même manière que celui de l'électron.

On remarque tout d'abord que le photon et les neutrinos n'ont pas de masse. Mais dans le cadre du Modèle Standard, il est possible d'exprimer les masses des autres bosons et de l'électron en fonction des constantes de couplages g et g' , et des paramètres μ et v (l'introduction de termes de masse non-nuls pour les neutrinos après la découverte expérimentale des oscillations [26] sort du cadre de ce chapitre) :

$$m_W = \frac{gv}{2} \quad (8)$$

$$m_Z = \frac{v\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} \quad (9)$$

$$m_H = \mu \sqrt{2} \quad (10)$$

$$m_e = \frac{hv^2}{2} \quad (11)$$

Le développement de l'autre partie du Lagrangien permet d'obtenir des relations entre les constantes de couplage g et g' , la charge électrique e et l'angle de mélange électrofaible θ_W :

$$e = g \cdot \sin(\theta_W) = g' \cdot \cos(\theta_W) \quad (12)$$

où l'angle de mélange électrofaible est défini par la relation suivante :

$$\sin(\theta_W) = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (13)$$

Les couplages entre quarks et gluons, ainsi que les termes de masse des quarks peuvent aussi être obtenus à partir de cette partie du Lagrangien. Enfin, la masse du boson de Higgs n'est pas prédite dans ce modèle et reste un paramètre libre car le paramètre μ est indéterminé. On distingue donc 4 paramètres libres (g , g' , μ et v) et beaucoup d'observables expérimentales ($\sin(\theta_W)$, m_W , m_Z et m_H). Le LEP a permis de mesurer très précisément m_Z et $\sin(\theta_W)$.

Cependant, une valeur précise de la masse du boson W peut être dérivée de la relation :

$$G_F = \frac{\alpha\pi}{\sqrt{2}M_W^2(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2})} \frac{1}{1 - \Delta r} \quad (14)$$

où G_F est la constante de Fermi, α la constante de structure fine (i.e constante de couplage de l'interaction électromagnétique) et Δr un terme qui rend compte des corrections radiatives dues aux fluctuations du vide quantique et qui dépend des masses du quark top et du boson de Higgs, ce qui rend cette mesure indirecte de m_W environ 10 fois moins précise que celle de la masse du Z. Une mesure directe de m_W en collisions hadroniques est difficile à réaliser avec une précision similaire à celle obtenue sur m_Z car seuls sont accessibles les modes

de désintégration leptoniques $W \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow \mu\nu$. Ces modes contiennent un neutrino dans l'état final : on peut seulement mesurer l'impulsion transverse manquante et en déduire p_T^ν , ce qui ne permet pas une reconstruction précise de m_W et implique des incertitudes systématiques liées à l'énergie hadronique de l'événement sous-jacent. D'autre part, les mesures de m_W à LEP-2 à travers les désintégrations hadroniques $W \rightarrow jj$ ont souffert également d'incertitudes systématiques supérieures à celle sur m_Z .

Le Modèle Standard est un des plus grands succès de la physique des particules puisqu'il a permis de mesurer certains paramètres avec une très grande précision (la masse du boson Z a été mesurée avec une précision de 2.10^{-5}). Il permet non seulement d'expliquer la majorité des phénomènes physiques observables, mais il est aussi pourvu d'un fort pouvoir prédictif. En effet, le Modèle Standard a prédit l'existence des bosons W et Z avec leurs paramètres fondamentaux, et dans une moindre mesure celle du quark top. En combinant les mesures expérimentales et les prédictions du Modèle Standard, on a ensuite pu estimer les masses de ces particules avant de les mesurer.

2.2 Les insuccès du Modèle Standard

Le Modèle Standard reste une théorie effective valable à basse énergie car plusieurs paramètres de la théorie (comme les paramètres libres mentionnés ci-dessus) doivent être introduits de façon ad-hoc (souvent suite à des observations expérimentales) pour rendre le modèle cohérent. Le Modèle Standard compte en effet 19 paramètres libres (toujours avec l'hypothèse d'une masse nulle pour les neutrinos) : les 3 constantes de couplage g , g' et α_s , la masse du boson de Higgs, les neuf masses des fermions, un paramètre lié à la violation de CP³ dans les interactions fortes (θ_{QCD}), une masse de boson électrofaible (M_Z ou M_W), ainsi que 4 paramètres qui expriment le mélange de saveur des quarks que l'on peut regrouper dans la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [27] [28].

De plus, il y a des questions fondamentales auxquelles le Modèle Standard ne répond tout simplement pas. Tout d'abord, il n'inclut pas dans ses équations la gravitation, car la description quantique pose problème et l'effet de la gravitation à cette échelle est très faible comparé aux autres forces. On ne sait pas pourquoi il y a 3 familles de quarks et 3 familles de leptons et l'apparente symétrie qui existe entre ces deux catégories de particules reste troublante. Enfin, il reste à expliquer pourquoi les fermions et les bosons ont des masses si dispersées : c'est le problème de la hiérarchie des masses.

³En physique des particules, une théorie possède la symétrie CP si elle est invariante sous une transformation simultanée de conjugaison de charge, qui échange particules et antiparticules, et une inversion d'espace.

2.3 Théories au-delà du Modèle Standard

2.3.1 La supersymétrie (SUSY)

L'une des théories les plus populaires qui tente de résoudre certains des problèmes du Modèle Standard est la supersymétrie⁴. Cette théorie proposée dans les années 70 par J. Wess et B. Zumino [29], consiste à introduire dans le Modèle Standard une symétrie supplémentaire dans le Lagrangien qui permet de faire le lien entre les bosons (de jauge) et les fermions (cette symétrie porte le nom de la théorie). Ainsi à chaque particule existant dans le cadre du Modèle Standard, on peut associer un partenaire supersymétrique. Les squarks sont associés aux quarks, les sleptons aux leptons, les gluinos aux gluons, les charginos, neutralinos et Higgsinos sont associés aux bosons électrofaibles et au boson de Higgs.

La nouvelle symétrie bosons-fermions permet de résoudre le problème de divergence de la masse du Higgs en fonction des corrections radiatives, du moment que l'échelle de brisure de SUSY reste inférieure à 1 TeV. L'une des prédictions intéressantes de SUSY réside dans l'unification possible des forces électrofaible et forte à grande énergie. En effet, les constantes de couplage g , g' et α_s , extrapolées dans le cadre du Modèle Standard jusqu'à des énergies élevées ne convergent pas précisément vers la même valeur [30]. L'introduction de la supersymétrie modifie l'évolution des équations du groupe de renormalisation et cela permet aux constantes de couplage g , g' et α_s de se rejoindre à une échelle d'énergie de 10^{16} GeV (voir la figure 2.1, [25]). Les différents modèles de SUSY sont en général compatibles avec les dernières mesures obtenues des masses du W et du top.

D'autre part, pour justifier certaines observations expérimentales (comme par exemple la non-désintégration du proton), plusieurs modèles phénoménologiques de SUSY font l'hypothèse d'une symétrie supplémentaire, appelée la R-parité. Dans le cas où celle-ci est conservée, les particules supersymétriques sont toujours produites par paires. Chaque particule supersymétrique se désintègre ensuite en deux particules plus légères, jusqu'à ce qu'on obtienne la particule SUSY la plus légère et donc stable (LSP ou Lightest Supersymmetric Particle). Cette dernière est un candidat crédible pour la matière noire.

Enfin, on peut également inclure la gravitation de façon naturelle dans l'un des modèles qui utilise le principe de la supersymétrie, appelé mSUGRA [31].

2.3.2 La théorie des cordes

La théorie des cordes a été proposée vers la fin des années 60, avant d'être développée de manière très poussée dans les années 80 [32] [33]. Elle substitue au concept de particule ponctuelle (i.e sans extension spatiale) la notion de corde (avec extension spatiale). Cela permet entre autres de s'affranchir d'infinis qui apparaissent dans le calcul de sections efficaces dans le cadre de la théorie

⁴C'est la seule théorie des champs renormalisable proposée au-delà du Modèle Standard. La supersymétrie a surtout été motivée par le problème de la hiérarchie des masses. Elle a aussi été invoquée pour unifier les constantes de couplage microscopiques.

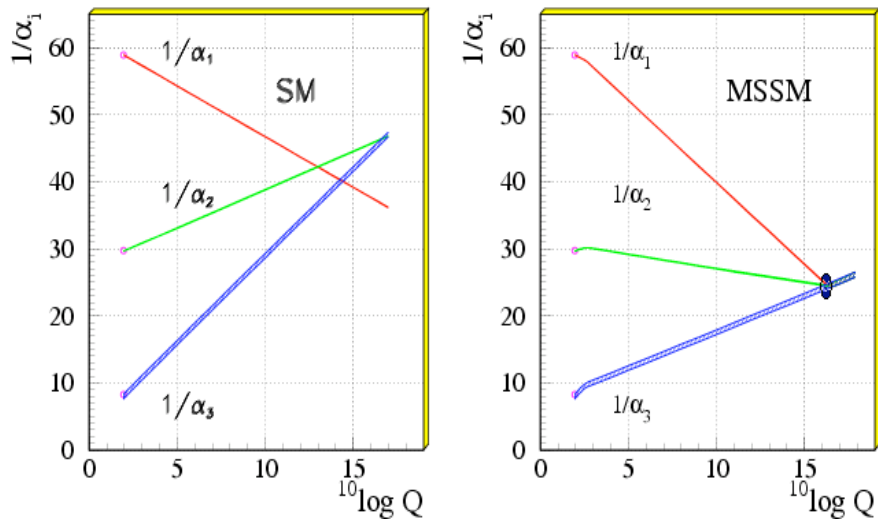


FIG. 2.1 – Evolution en fonction de l'échelle d'énergie Q des constantes de couplage des trois interactions fondamentales : l'interaction électromagnétique ($1/\alpha_1$), l'interaction nucléaire faible ($1/\alpha_2$) et l'interaction nucléaire forte ($1/\alpha_3$), pour le Modèle Standard (à gauche) et pour le Modèle Standard Supersymétrique Minimal ou MSSM (à droite), obtenue à partir des données du LEP de 1991. La différence entre les deux figures est due à l'inclusion de partenaires supersymétriques associés aux particules du Modèle Standard dans le MSSM. La région en noir sur la figure de droite correspond à des corrections dépendantes des paramètres du MSSM.

électrofaible. Il existe différents modèles de la théorie des cordes. Pour des raisons de cohérence interne, le seul espace temps utilisable pour construire ces modèles doit contenir 10 ou 11 dimensions (4 de ces dimensions seraient observables et les autres seraient compactes). Un autre intérêt de la théorie des cordes est de proposer un modèle qui inclut la gravitation et qui permet de la quantifier.

Les modes de vibration quantique des cordes relativistes peuvent être identifiés à des particules élémentaires. Ainsi l'un des modes de vibration d'une corde fermée décrit le graviton, le médiateur de la force gravitationnelle. De même, l'un des modes de vibration d'une corde ouverte représente le photon et d'autres modes permettent de décrire les bosons électrofaibles ainsi que les fermions (quarks et leptons). De cette manière toutes les particules (constituants de la matière et vecteurs de force) apparaissent comme des excitations quantiques d'une corde relativiste. Le paramètre fondamental de la corde est sa tension T_0 (équivalent à une force), dont on peut déduire l'énergie :

$$E = \int \frac{T_0 \cdot dS}{\sqrt{1 - v_t^2}} \quad (15)$$

où dS est la longueur de la corde et v_t la vitesse de la corde correspondant à une oscillation transverse de celle-ci. La corde ne possède pas de sous-structure. Les extrémités des cordes ouvertes se déplacent à la vitesse de la lumière. De plus une corde relativiste possède une orientation qui définit le signe de sa charge électrique. On peut alors imaginer des objets plus complexes pour décrire de manière plus précise les particules. Les interactions peuvent être comparées à des intersections entre différents plans contenant ces objets. De ce fait, il est possible de développer une multitude de modèles à partir de ces bases. Cependant la théorie des cordes n'est pas encore capable de faire des prédictions expérimentales permettant de tester différents modèles ou de la mettre en évidence, même indirectement.

Il devrait être possible toutefois d'observer les premiers signes de compactification de dimensions supplémentaires au LHC. Les signaux les plus spectaculaires impliquent l'échange de bosons du Modèle Standard de spin 1 (γ et Z) et leur modes de résonances de Kaluza-Klein dans l'état final dileptonique $pp \rightarrow l^+l^- X$. Avec 100 fb^{-1} de luminosité, le LHC pourrait mettre en évidence des modes de résonances de Kaluza-Klein pour des échelles de compactification de l'ordre de 6 TeV [34].

2.4 Les contributions du LEP et du Tevatron

2.4.1 Le LEP

La construction du grand collisionneur d'électrons-positons (LEP) au CERN a été approuvée en 1981 avant même la découverte des bosons W et Z (1983). Cet accélérateur circulaire a fonctionné entre 1989 et 2000 et a enregistré au total environ 1000 pb^{-1} de données avec une énergie maximale de 104,6 GeV par faisceau. Le LEP comptait quatre expériences, ALEPH, DELPHI, OPAL et L3, qui ont apporté d'importantes contributions à la physique des particules.

Dans le cadre du Modèle Standard, le LEP avait pour objectif de permettre une étude fine des paramètres du Z (à LEP-1), d'effectuer des mesures sur les bosons W (à LEP-2), et également d'obtenir des mesures sur les couplages du boson Z aux fermions. On a ainsi mesuré les masses et les largeurs des bosons Z et W avec une très bonne précision : $m_Z = 91,1874 \pm 0,0021$ GeV [35], $\Gamma_Z = 2,4952 \pm 0,0023$ GeV [35], $m_W = 80,376 \pm 0,033$ GeV [36], $\Gamma_W = 2,196 \pm 0,083$ GeV [36]. A partir de la mesure des couplages du boson Z aux fermions, le LEP a permis d'obtenir une mesure de l'angle de mélange électrofaible $\sin^2\theta_W = 0,23152 \pm 0,00017$ [37].

Le premier résultat majeur obtenu par le LEP concerne le nombre de familles de neutrinos légers (c'est à dire tels que $m_\nu < \frac{m_Z}{2}$ et où le neutrino est couplé au Z) d'hélicité⁵ gauche, qui est désormais fixé à 3 (voir figure 2.2) : $N_\nu = 2,984 \pm 0,008$ [38], et qui a été obtenu grâce à l'étude de la courbe de résonance du Z en hadrons.

A travers l'étude de la physique des hadrons, le LEP a apporté d'importantes contributions dans la mesure de certains paramètres de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) avec par exemple la mesure de $V_{cs} = 0,94_{-0,26}^{+0,32} \pm 0,13$ (grâce à l'étude des désintégrations $W \rightarrow cs$ [39]). Le LEP a également donné une mesure de la constante de couplage forte $\alpha_s(m_Z) = 0,1202 \pm 0,0003$ (stat) $\pm 0,0049$ (syst) [40].

Enfin, et c'est sûrement ce qui intéresse le plus l'ensemble des physiciens des particules ces dernières années, les quatre expériences ont permis de contraindre la masse du boson de Higgs prédit dans le cadre du Modèle Standard, avec la limite suivante : $m_H > 114$ GeV [41] à 95 % de niveau de confiance (voir la figure 2.3).

En conclusion, le LEP a permis de tester avec une très grande précision un grand nombre de paramètres du Modèle Standard, sans pour autant réussir à le prendre en défaut.

2.4.2 Le Tevatron

Le Tevatron est actuellement le collisionneur de plus haute énergie en fonctionnement, alors que le démarrage du LHC est imminent (automne 2009). Il est situé à Fermilab, aux Etats-Unis (près de Chicago) et opère des collisions protons-antiprotons à 1,96 TeV dans le centre de masse (980 GeV par faisceau) depuis 1987. Comme le LEP, le Tevatron comprend deux phases principales de prise de données : le Run I opérait à une énergie de 1,8 TeV entre 1987 et 1997, le Run II opère à 1,96 TeV depuis 2000. Les collisions sont enregistrées dans deux expériences : CDF (Collider Detector at Fermilab) et D0 (D0 Experiment). La luminosité nominale actuelle (correspondant au Run II) est de 10^{32} cm⁻²s⁻¹ et les expériences ont enregistré environ 6 fb⁻¹ de données (février 2009). Le W est produit à un taux de 3 Hz et le quark top est produit par paires environ 25 fois par heure. Les objectifs du Tevatron sont nombreux : tests de QCD, de QED, de

⁵L'hélicité est la projection du spin d'une particule sur l'axe de sa quantité de mouvement. Le spin est le moment cinétique propre de la particule.

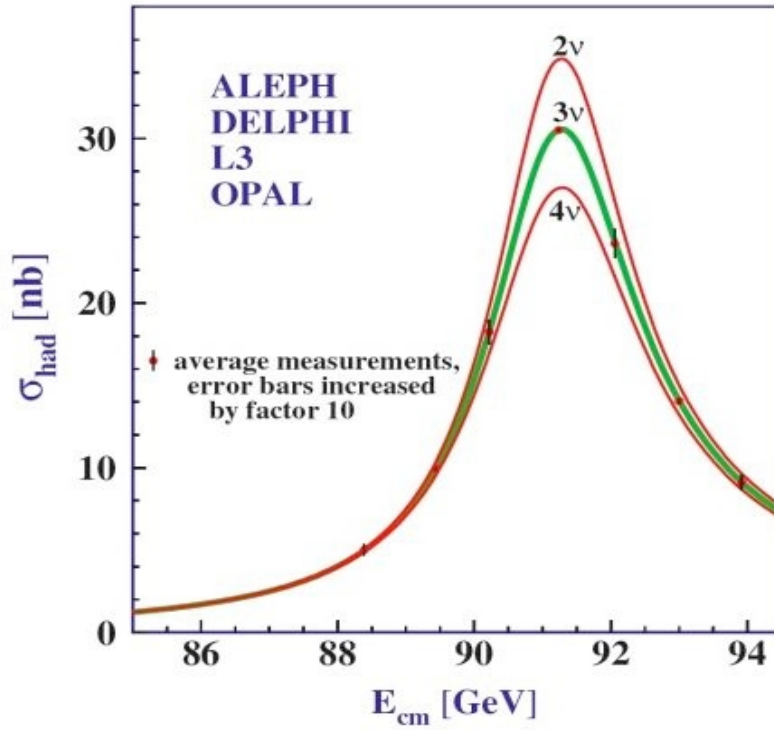


FIG. 2.2 – Section efficace hadronique en fonction de \sqrt{s} autour de la masse du Z, obtenu à partir de l’annihilation e^+e^- . Les points sont les valeurs mesurées, et les trois courbes sont les prédictions théoriques pour 2, 3 ou 4 types de neutrinos légers d’hélicité gauche. Seule la courbe correspondant à 3 familles de neutrinos est compatible avec les points de mesure. Ces résultats utilisent les données combinées des expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL. Enfin, les barres d’erreur ont été augmentées d’un facteur dix pour avoir une meilleure visibilité.

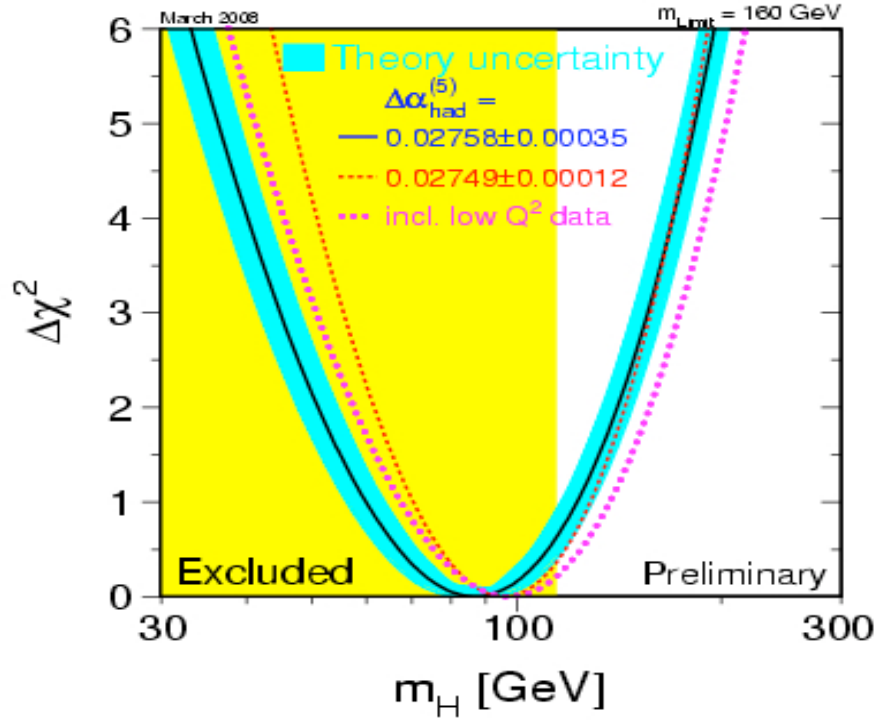


FIG. 2.3 – Distribution du $\Delta\chi^2$ provenant de l’ajustement des paramètres électrofaibles en fonction de la masse du boson de Higgs obtenu par le LEPWWG en 2008 [42]. La région ombrée (en jaune) qui s’arrête à $m_H = 114$ GeV correspond au domaine cinématique exclu par les recherches directes du boson de Higgs. Les 95 % de niveau de confiance correspondent à $\Delta\chi^2 = 2,7$. Les trois ajustements qui sont représentés ne diffèrent que par la valeur des corrections quantiques $\Delta\alpha$ utilisée dans les calculs théoriques : la ligne pleine correspond à une valeur basée uniquement sur les données à basse échelle d’énergie (elle est donnée avec les incertitudes théoriques basées sur les prédictions du Modèle Standard), alors que les deux autres courbes en pointillés ont été obtenues en tenant compte de certaines hypothèses théoriques supplémentaires.

la physique des quarks de saveur lourde, vérification des paramètres du Modèle Standard, et surtout recherche du boson de Higgs et de nouvelle physique.

Pour tester la Chromo-Dynamique-Quantique, on peut commencer par étudier la structure interne du proton. On peut également vérifier si les sections efficaces de production s'accordent avec les prédictions théoriques, et si ce n'est pas le cas, cela pourrait être un premier signe de nouvelle physique. Mais jusqu'à maintenant, la mesure des sections efficaces de production des jets⁶ sont en excellent accord avec les calculs de QCD.

L'un des plus grand succès du Tevatron est la découverte du quark top [21] [22]. C'est la particule élémentaire la plus lourde connue à l'heure actuelle. La mesure combinée de CDF et de D0 donne aujourd'hui une valeur de sa masse de $172,6 \pm 0,8 \pm 1,1$ GeV [43]. De même, pendant la deuxième phase de prise de données de CDF (run II), les expérimentateurs ont obtenu une mesure de la masse et de la largeur du boson W : $m_W = 80,430 \pm 0,040$ GeV [44] et $\Gamma_W = 2,049 \pm 0,058$ GeV [44]. Il est important de mesurer avec une grande précision les masses du quark top et du boson W car cela permet d'obtenir des limites indirectes sur la masse du boson de Higgs.

Concernant la physique du B, on a mesuré les temps de vie des hadrons B_S^0 , Λ et B_c , des oscillations du B_S^0 [45], et il existe de nombreuses études sur la mesure des paramètres de la matrice CKM avec le B_s .

Toutes les recherches sur SUSY n'ont pour l'instant donné lieu à aucune découverte, mais on a toutefois amélioré les limites inférieures sur les masses des superparticules : $m_{squark} > 325$ GeV [46], $m_{gluino} > 241$ GeV [46], $m_{stop} > 134$ GeV [47] [48], $m_{sbottom} > 240$ GeV [49] et $m_{charginos} > 145$ GeV [50].

Le Tevatron a atteint très récemment une sensibilité réelle à la production de bosons de Higgs. Le programme du Tevatron a pour objectif de trouver le boson de Higgs principalement dans les canaux $gg \rightarrow H$ ($H \rightarrow WW^*$) ($l^+l^- \nu\bar{\nu}$), $q\bar{q} \rightarrow HW$ ($l\nu b\bar{b}$) et $q\bar{q} \rightarrow HZ$ ($l\bar{l}b\bar{b}$) (voir la figure 2.4). Les expériences espèrent trouver le boson de Higgs avant le LHC, mais la sensibilité restera trop faible pour une découverte sans ambiguïté. La combinaison des recherches du Tevatron avec celles du LEP donne une nouvelle contrainte (indirecte) sur la limite supérieure de la masse du boson de Higgs⁷ avec $M_H^{SM} < 144$ GeV à 95 % de niveau de confiance [52].

2.5 Le LHC et ses expériences

2.5.1 Le grand collisionneur de hadrons (LHC)

Le grand collisionneur de hadrons est actuellement la plus grande et la plus ambitieuse machine jamais construite pour étudier la physique des particules et va fournir la plus haute énergie jamais atteinte (voir la comparaison des paramètres du LEP, du Tevatron et du LHC dans le tableau 3).

⁶Un jet est une gerbe de particules issues de l'hadronisation d'un quark ou d'un gluon.

⁷Au Tevatron, c'est principalement la recherche du canal $H \rightarrow WW$ qui contribue à contraindre la limite supérieure sur la masse du Higgs.

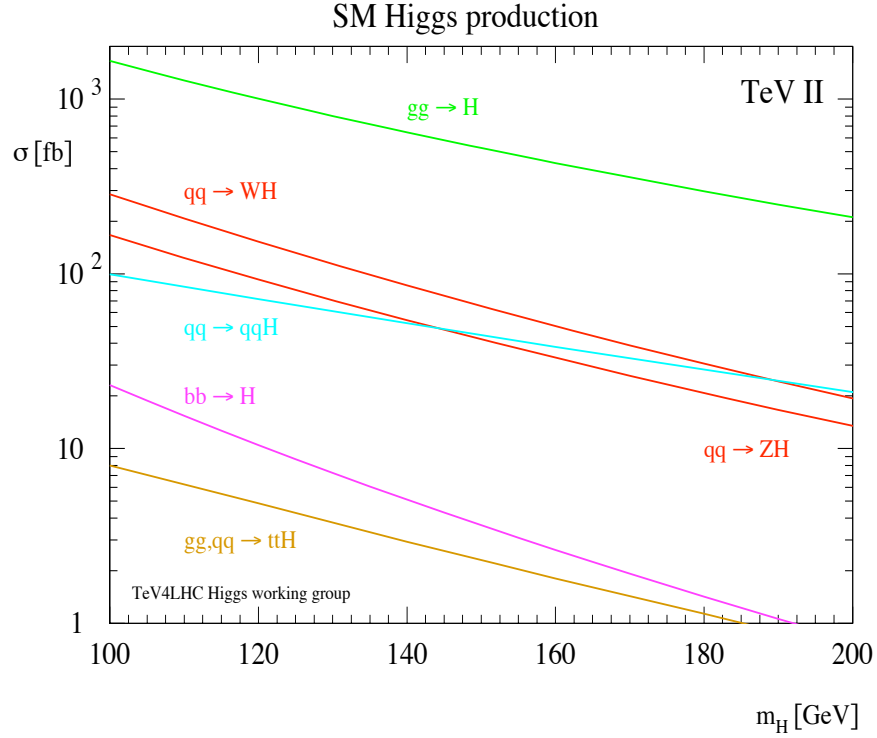


FIG. 2.4 – Sections efficaces de production du boson de Higgs du Modèle Standard pour des collisions $p\bar{p}$ à 1,96 TeV [51].

Accélérateurs de particules	LEP	TEVATRON	LHC
Type de collisionneur	$e^+ e^-$	$p \bar{p}$	$p p$
Date de début de la prise de données	1989	1987	2009
Date de fin de la prise de données	2000	≥ 2010	-
Energie maximale d'un faisceau (GeV)	100 - 104,6	980	7000
Luminosité nominale ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$2,4 \cdot 10^{31}$	$2,86 \cdot 10^{32}$	10^{34}
Temps entre les croisements (ns)	22 000	396	24,95
Longueur moyenne d'un paquet (cm)	1,0	50	7,55
Dimensions transverses du faisceau ($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$)	300 x 8	28 x 16	16,6 x 16,6

TAB. 3 – Comparaison des paramètres du LEP, du Tevatron et du LHC [25].

Le LHC a été construit dans le grand complexe des accélérateurs du CERN (voir figure 2.5) situé à Genève dans le tunnel circulaire de 27 km de circonférence situé à environ 100 mètres sous terre (voir figure 2.6) qui abritait précédemment le LEP. A l'intérieur du LHC, des paquets de $n = 1,15 \times 10^{11}$ protons [25] vont circuler à une fréquence f de 40 MHz pour créer des collisions proton-proton avec une énergie disponible dans le centre de masse de 14 TeV. La taille transverse des faisceaux sera d'environ $16,6 \mu m$ ($\sigma_x \approx \sigma_y$). Ainsi à partir de l'équation (16), on peut calculer la luminosité nominale L attendue : $1,5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (soit une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} par an).

$$L = f \cdot \frac{n^2}{4\pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y} \quad (16)$$

Le LHC va également produire des collisions d'ions lourds, en particulier d'ions plomb, à une énergie de 5,5 TeV par paire de nucléons avec une luminosité nominale de $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [25].

Pour obtenir les protons, de l'hydrogène gazeux est injecté dans un cylindre métallique, entouré par un champ électrique qui sépare les électrons des protons. Ce procédé a une efficacité de l'ordre de 70 % pour les protons. Ces derniers sont ensuite injectés dans un accélérateur linéaire (le LINAC) juste avant d'être successivement accélérés dans le Proton Synchrotron (PS) et le Super Proton Synchrotron (SPS). Les faisceaux sortant du SPS sont alors injectés dans les anneaux du LHC à 450 GeV. Les protons sont ensuite accélérés jusqu'à 7 TeV à l'aide de cavités radio-fréquence supraconductrices, opérant à une fréquence de 400 MHz et fonctionnant sous une tension de 16 MV. Les faisceaux circulent dans les anneaux du LHC dans un vide poussé (10^{-13} bars⁸) et sont guidés par un champ magnétique puissant (8,33 Teslas) produit par des aimants supraconducteurs refroidis en permanence par de l'hélium liquide.

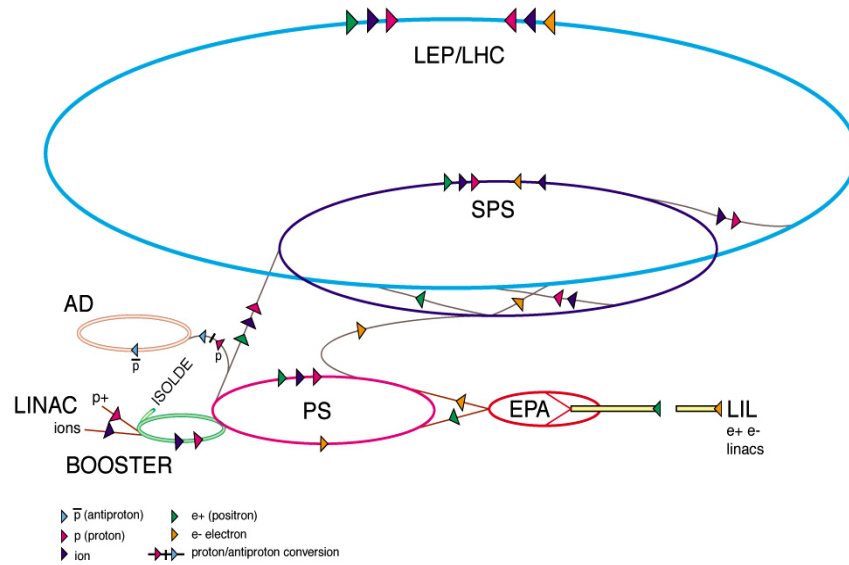
Les nombreux aimants (dont 1232 dipôles supraconducteurs opérant à 1,9 K) permettent le guidage des faisceaux et chaque faisceau comptera 2808 paquets de protons. A l'énergie maximale, les protons vont circuler à une vitesse très proche de la vitesse de la lumière : $0,999999991 c$. L'énergie totale contenue dans chaque faisceau est de 362 MJ⁹, ce qui est équivalent à l'énergie chimique dégagée par 60 kg de TNT. Il y aura environ 23 collisions par croisement de faisceaux, avec des croisements toutes les 25 ns ($f = 40 \text{ MHz}$). Le tableau 4 regroupe les principaux paramètres du LHC.

Les collisions vont avoir lieu dans quatre cavernes où sont placés les détecteurs des quatre expériences suivantes : ATLAS, CMS, ALICE et LHCb (voir figure 2.7). Les deux premières expériences sont généralistes et mettent en jeu des collisions proton-proton, tandis que LHCb sera concentrée sur la recherche

⁸Cette pression est dix fois inférieure à la pression régnant sur la lune. Le vide est également nécessaire pour l'isolation thermique des aimants dans leurs cryostat.

⁹L'énergie stockée par faisceau est égale à l'énergie de collision d'un faisceau de protons avant collision ($7 \cdot 10^{12} \text{ eV}$), multipliée par le nombre de paquets envoyés toutes les 25 ns (2808), multipliée par le nombre de particules par paquet ($1,15 \cdot 10^{11}$), multipliée par l'énergie en Joule correspondant à 1 électron-volt ($1,6 \cdot 10^{-19}$).

CERN Accelerator Complex (operating or approved projets)



CERN AC_HF205_V2/2/1998

FIG. 2.5 – Schéma du complexe des accélérateurs du CERN. Les ions ou protons issus du LINAC (accélérateur linéaire) sont envoyés dans le "Booster" où ils subissent une première phase d'accélération, avant d'être successivement accélérés dans le Proton Synchrotron (PS) et le Super Proton Synchrotron (SPS). Les faisceaux sortant du SPS sont alors injectés dans les anneaux du LHC à 450 GeV. Les protons sont ensuite accélérés jusqu'à 7 TeV. Les faisceaux circulent dans les deux sens des anneaux du LHC et le chemin des différentes particules susceptibles de circuler dans les différents anneaux est indiqué avec leur direction. Les installations AD, EPA, LIL et ISOLDE sont liées à d'autres expériences du CERN.



FIG. 2.6 – Vue du tunnel du LHC.

Circonférence des anneaux	26,659 km
Energie d'injection des faisceaux de protons	450 GeV
Energie de collision des faisceaux de protons	7000 GeV
Nombre de paquets envoyés toutes les 25 ns	2808
Nombre de particules par paquet	$1,15 \times 10^{11}$
Intensité du faisceau	584 mA
Energie stockée par faisceau avant collision	362 MJ
Longueur moyenne d'un paquet	7,55 cm
Nombre d'événements par paquet à la luminosité nominale	23
Dispersion moyenne transverse du faisceau	$16,6 \mu\text{m}$
Champ magnétique à l'injection	0,535 T
Champ magnétique en collisions	8,3 T
Energie maximale perdue par tour par rayonnement synchrotron	6,7 keV
Fréquence de révolution	11,2 kHz
Fréquence RF des cavités accélératrices	400,8 MHz
Tension RF totale à l'énergie de collision	16 MV
Durée de vie de la luminosité	14,9 h

TAB. 4 – Principaux paramètres du LHC [25].

et l'étude des quarks b produits dans le même type de collisions. Enfin, l'expérience ALICE permettra d'étudier précisément les collisions plomb-plomb. La section efficace totale d'interaction proton-proton est estimée à 100 mb pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. La section efficace totale est dominée par la section efficace des collisions inélastiques valant environ 80 mb au LHC [54].

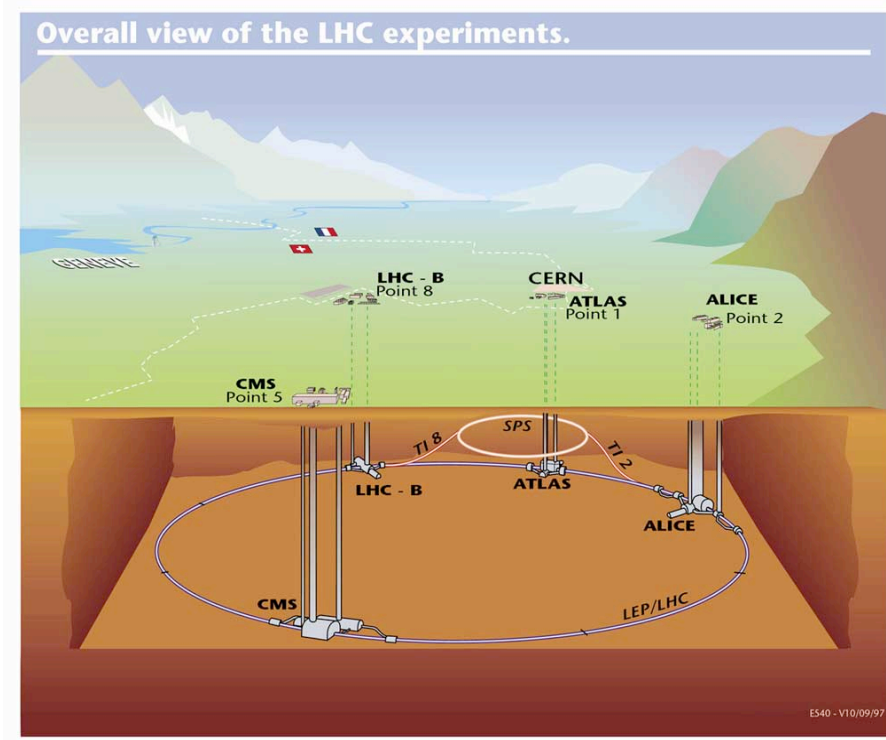


FIG. 2.7 – Vue souterraine du LHC montrant l'emplacement des quatre expériences ATLAS, CMS, ALICE et LHCb.

2.5.2 Motivations pour la physique

Le LHC a un potentiel de recherche important pour la physique des particules, aussi bien concernant des mesures de précision des paramètres du Modèle Standard que la découverte de nouveaux phénomènes physiques. De plus, les collisions noyau-noyau au LHC offrent une opportunité de recréer un état particulier de la matière, appelé plasma de quarks et de gluons, qui aurait existé dans l'Univers 10^{-12} seconde après le Big-Bang, et d'en étudier ses propriétés.

Les caractéristiques exceptionnelles du LHC vont permettre de tester avec une très grande précision la chromodynamique quantique, l'interaction électro-

faible et la physique des quarks lourds. En effet, le LHC est une usine à top, W et Z (voir le tableau 5). Le quark top sera ainsi produit à la fréquence de quelques dizaines de Hertz, ce qui sera très utile pour tester ses couplages, ses modes de désintégration, et ses autres propriétés. Il sera possible de mesurer avec une très bonne précision la masse du quark top, la masse du boson W ou encore $\sin^2(\theta_W)$. De plus, le LHC pourrait permettre de mettre en évidence le boson de Higgs, les premiers signaux de particules supersymétriques, l'existence de nouveaux bosons lourds W' ou Z' , ou encore l'existence de dimensions supplémentaires.

Processus	Section efficace (nb)	Nombre d'événements produits pour une luminosité intégrée de 100 pb ⁻¹
Inélastique	8.10^7	10^{13}
$b\bar{b}$	5.10^5	5.10^{10}
$W \rightarrow e\nu$	20	2.10^6
$Z \rightarrow ee$	2	2.10^5
$t\bar{t}$	0,8	10^4

TAB. 5 – Sections efficaces et nombres d'événements attendus pour différents processus du Modèle Standard et pour une luminosité intégrée de 100 pb⁻¹, correspondant à la statistique espérée au LHC pour 2009-2010.

2.5.3 Recherche du boson de Higgs au LHC

L'un des objectifs principaux du LHC et de l'expérience ATLAS est la recherche du boson de Higgs (dans le cadre du Modèle Standard ou de modèles supersymétriques). Mais on ne sait pas prédire avec précision sa masse (la mesure des masses du top et du W nous permet seulement de contraindre indirectement la masse du boson de Higgs). Il existe différents processus susceptibles de produire le boson de Higgs, selon sa masse (voir la figure 2.8). La figure 2.9 montre les différents canaux possibles d'observation du boson de Higgs, avec les rapports d'embranchement correspondants.

On distingue 3 types de modes de production dominants du boson de Higgs au LHC :

- Par production directe, qui correspond au canal $gg \rightarrow H$,
- Par production associée WH, ZH ou $t\bar{t}H$,
- Par fusion de bosons vecteurs : $qq \rightarrow qqH$.

Pour le mode de production direct $gg \rightarrow H$, et pour $m_H < 180$ GeV, la largeur de la résonance ne sera que de quelques MeV, et l'observation dépendra donc beaucoup de la résolution instrumentale du détecteur. Il sera impossible d'observer le mode prédominant de désintégration en $b\bar{b}$ à cause du bruit de

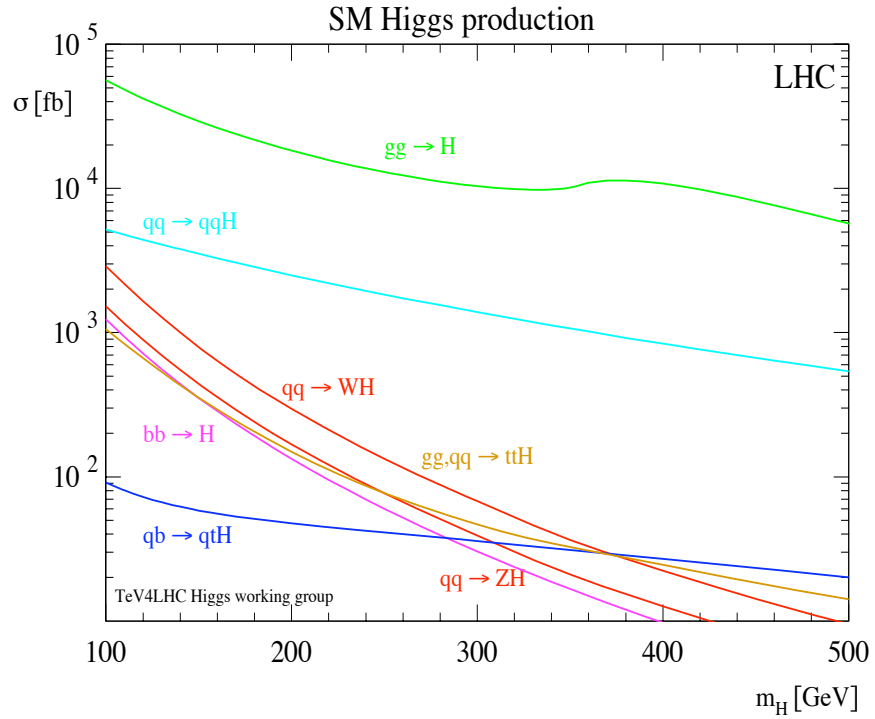


FIG. 2.8 – Sections efficaces de production du boson de Higgs du Modèle Standard pour des collisions pp à 14 TeV [51]. Pour $m_H > 200$ GeV, les distributions supposent que le boson de Higgs, bien que non standard, garde des propriétés proches de celui envisagé pour le Modèle Standard.

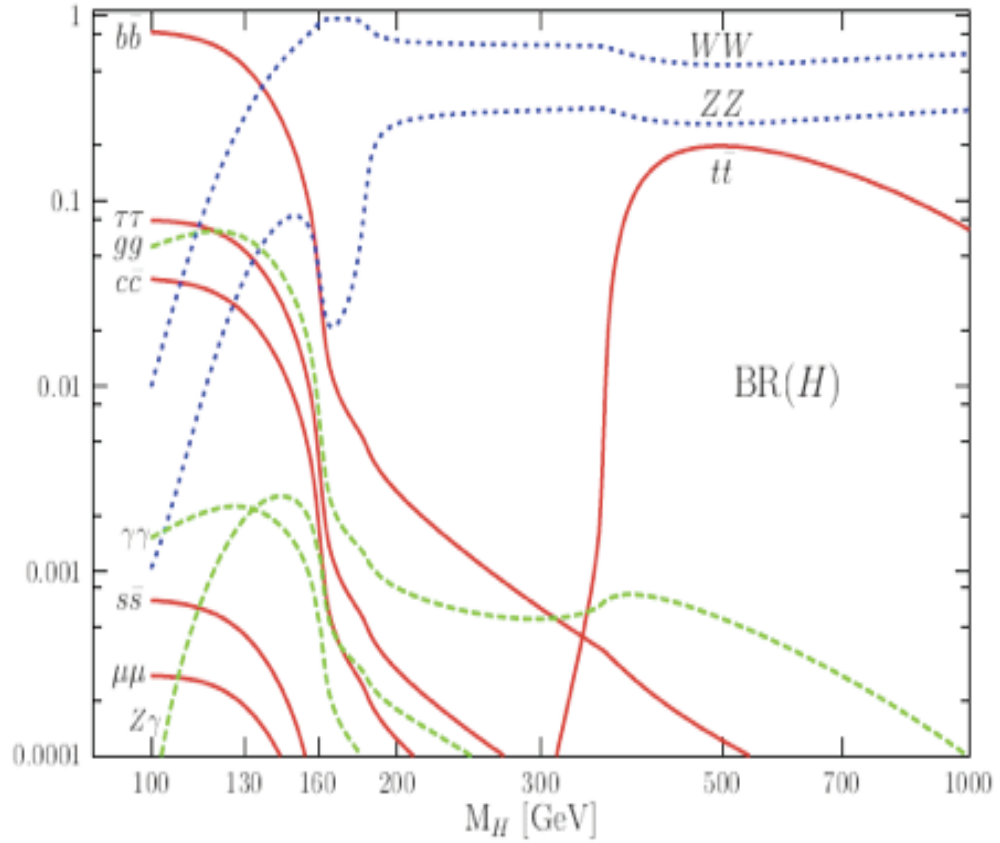


FIG. 2.9 – Rapports d'embranchement des différents modes de désintégration du boson de Higgs standard en fonction de sa masse [53]. Pour $M_H > 200$ GeV, les distributions supposent que le boson de Higgs, bien que non standard, garde des propriétés proches de celui envisagé pour le Modèle Standard.

fond QCD, et c'est le canal beaucoup plus rare en deux photons qui sera le plus prometteur. Lorsque la masse du boson de Higgs vaut environ deux fois la masse du boson W, le canal $H \rightarrow WW$ sera également prometteur comme il l'est au Tevatron.

Dans le cas de la production du boson de Higgs avec d'autres particules dans l'état final comme $t\bar{t}H$, WH ou ZH, il sera possible d'utiliser pour la détection de ces événements un lepton de la désintégration d'un des quarks top ou du boson vecteur pour le déclenchement et la réjection du bruit de fond. Lorsque $m_H > 130$ GeV, le canal $H \rightarrow ZZ(*) \rightarrow lll$ est le plus prometteur. Enfin, dans le cas où la masse du boson de Higgs est supérieure à deux fois la masse du boson Z, le boson de Higgs se désintègre alors exclusivement en paires de bosons vecteurs $H \rightarrow WW$ et $H \rightarrow ZZ$ ou alors en paire $t\bar{t}$. Au-dessus de 600 GeV, c'est la recherche dans les canaux $H \rightarrow ZZ \rightarrow l\nu\nu$, $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ et $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ qui sera préférée.

Si le boson de Higgs est découvert, il sera nécessaire de l'étudier dans différents canaux, afin d'étudier ses propriétés et de savoir s'il rentre complètement dans le cadre du Modèle Standard, ou s'il fait partie d'une extension de celui-ci, fournissant ainsi une preuve indirecte de l'existence d'une nouvelle physique.

3 Description du détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS est un détecteur générique. Pour réaliser les objectifs du programme de physique de l'expérience mentionné dans le chapitre 1, le détecteur doit avoir les caractéristiques suivantes :

- Des cellules de détection avec une électronique de lecture embarquée rapides et résistantes aux rayonnements, et avec une grande granularité pour gérer les flux très importants de particules chargées et pour minimiser les effets de l'empilement,
- Une grande acceptance géométrique,
- Une excellente précision sur la mesure de l'impulsion des particules chargées et une bonne efficacité de reconstruction dans le détecteur interne. Le détecteur ATLAS doit également permettre d'observer les vertex secondaires proches du point d'interaction,
- Une excellente calorimétrie électromagnétique pour la mesure et l'identification des électrons et des photons sur une gamme d'énergies allant de quelques GeV à plusieurs TeV,
- Un excellent spectromètre à muons pour la mesure et l'identification des muons sur une gamme d'impulsions allant de quelques GeV à plusieurs TeV,
- Une mesure précise des jets et une bonne détermination de l'énergie transverse manquante dans le calorimètre hadronique,
- Une excellente efficacité de déclenchement pour les différents objets (électrons, photons, muons et jets) de haute impulsion transverse, avec un fort taux de réjection du bruit de fond, obtenu en ligne.

La figure 3.1 donne une vue générale du détecteur ATLAS : comme la plupart des détecteurs généralistes, il est construit à la façon d'un oignon, où le coeur est le centre de la collision (aussi appelé vertex), et il est entouré par des couches successives destinées à détecter l'ensemble des particules issues de la collision. Proche du vertex primaire se trouve le trajectomètre, aussi appelé détecteur interne. La fonction du détecteur interne est de mesurer la charge et l'impulsion des particules chargées qui ont des trajectoires différentes parce qu'elles sont soumises à un fort champ magnétique de 2 T (produit par un aimant solénoïdal supraconducteur entourant le détecteur interne). Cela concerne donc plus particulièrement les électrons et les muons, mais aussi toutes les particules chargées dans les jets (essentiellement des pions...). Viennent ensuite les calorimètres qui mesurent l'énergie déposée par les particules. Au-delà des calorimètres, il ne reste plus que les muons qui ont traversé les différentes couches sans interagir

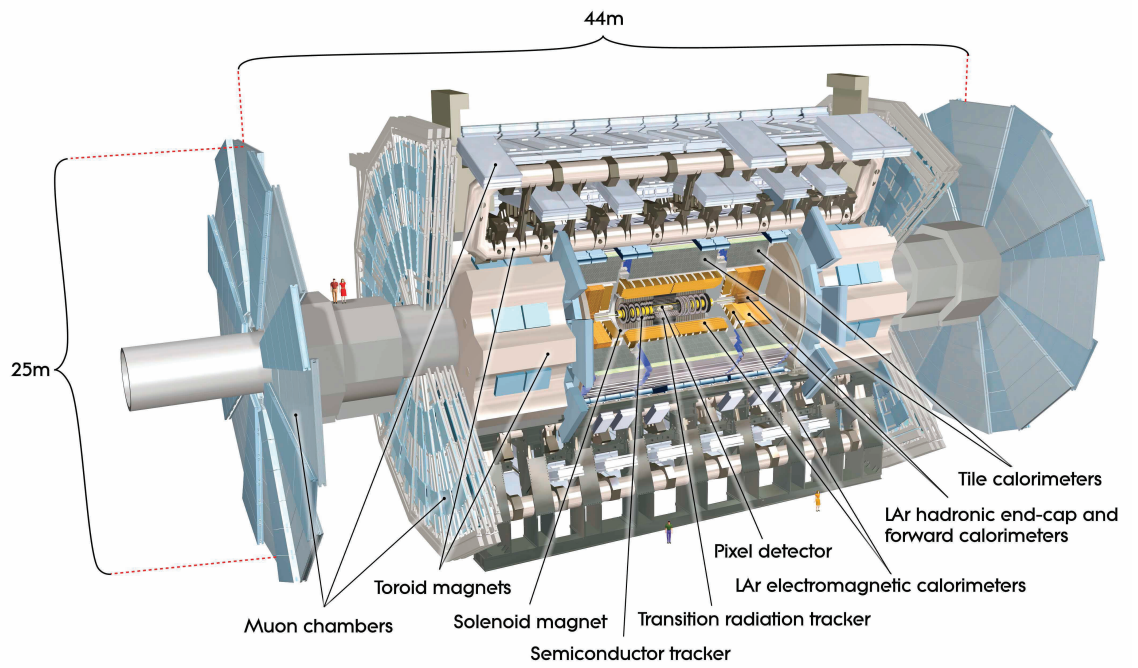


FIG. 3.1 – Vue en coupe du détecteur ATLAS. Les dimensions du détecteur sont de 25 m de hauteur et 44 m de longueur. Le poids total du détecteur est d'environ 7000 tonnes.

(on ne détecte pas les neutrinos) et on utilise pour les détecter et les mesurer un spectromètre de grandes dimensions autour d'aimants toroïdaux.

Le tableau 6 donne la précision requise ainsi que la région couverte en pseudorapidité, η , pour les différents sous-détecteurs d'ATLAS. Une description détaillée et récente du détecteur complet est donnée dans [55].

Détecteur	Précision requise	Région couverte en η
Trajectomètre (détecteur interne)	$\sigma_{p_T}/p_T = 0,035\%p_T$ (en GeV) $\oplus 1,5\%$	$\pm 2,5$
Calorimètre électromagnétique	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0,7\%$	$\pm 2,5$
Calorimètre hadronique : tonneau et bouchons	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$\pm 3,2$
Calorimètre hadronique : partie avant	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3,1 < \eta < 4,9$
Spectromètre à muons	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ à $p_T = 1$ TeV	$\pm 2,7$

TAB. 6 – Performances globales requises pour l'expérience ATLAS.

Pour la suite, il est important de préciser que la direction du faisceau est suivant l'axe z et le plan $(x - y)$ est perpendiculaire à la direction du faisceau. Les x positifs se dirigent du point d'interaction vers le centre des anneaux du LHC et les y positifs pointent vers le haut. Au côté A (resp. C) du détecteur correspondent les z positifs (resp. négatifs). L'angle azimutal ϕ est mesuré autour de l'axe du faisceau, et l'angle polaire θ est l'angle depuis l'axe du faisceau. La pseudo-rapidité est définie par la relation $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$. L'impulsion transverse p_T , l'énergie transverse E_T , et l'énergie transverse manquante E_T^{miss} sont toutes définies dans le plan $(x - y)$. La distance ΔR dans l'espace de pseudorapidité-angle azimutal est définie par $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

Les différents sous-détecteurs de l'expérience ATLAS vont maintenant être détaillés, en mettant l'accent sur le détecteur à rayonnement de transition (TRT) du détecteur interne, car une grande partie du travail de thèse porte sur celui-ci.

3.1 Le détecteur interne

Le détecteur interne doit remplir les fonctions suivantes :

- Reconstruire avec une grande efficacité les trajectoires des particules chargées sur une gamme d'impulsions allant de 100-200 MeV (mesures initiales) à quelques TeV,
- Mesurer précisément l'impulsion et la position au vertex des particules primaires,
- Mesurer les vertex secondaires proches (b, c) et lointains (γ , e^+e^- , K_s^0 , $\pi^+\pi^-$) du vertex primaire,
- Identifier les électrons (en utilisant le rayonnement de transition),
- Déclencher l'enregistrement des données pour des électrons ou des muons de

grande impulsion transverse (niveaux 2 et 3 du système de déclenchement) et pour des vertex secondaires (physique du B).

La figure 3.2 montre une vue du détecteur interne. Ce dernier est positionné à l'intérieur d'un solénoïde produisant un champ magnétique de 2 T. Le détecteur interne est un cylindre de 1,05 m de rayon et 6,2 m de longueur, centré autour du point d'interaction, entre l'axe des faisceaux et le cryostat (où sont placés le solénoïde et le calorimètre électromagnétique). Le détecteur interne est constitué de trois éléments principaux : le Pixel (détecteur à pixels), le SCT (détecteur à micro-rubans de silicium) et le TRT (détecteur à rayonnement de transition). Afin de limiter les dommages causés par les radiations, le Pixel et le SCT doivent fonctionner à température légèrement négative, soit à environ -7°C , contrairement au TRT qui peut fonctionner à température ambiante. Le Pixel et les trois éléments du SCT (un tonneau et deux bouchons) sont donc isolés thermiquement.

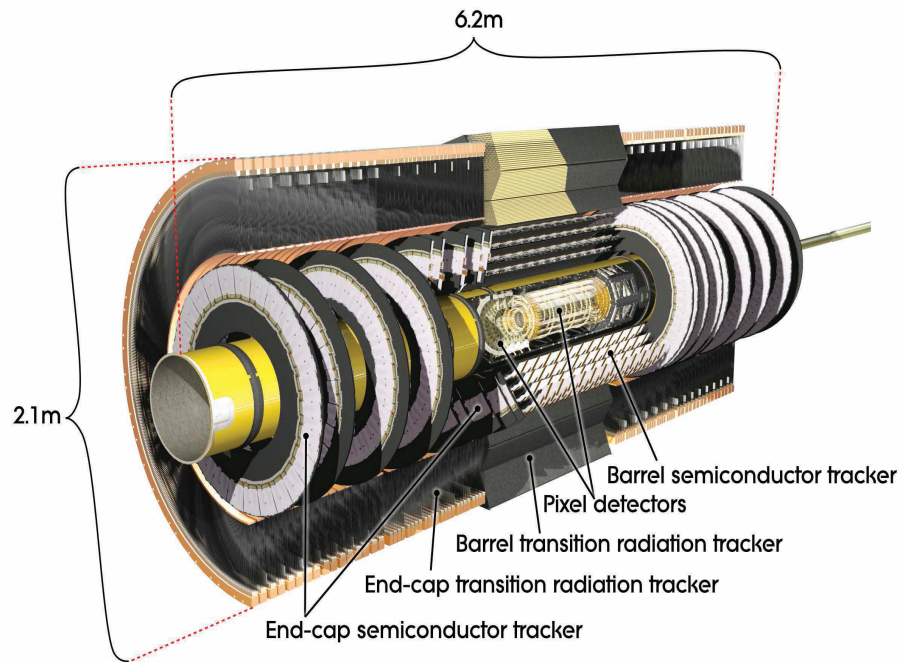


FIG. 3.2 – Vue en coupe du détecteur interne d'ATLAS. Les dimensions du détecteur sont de 2,1 m de hauteur et 6,2 m de longueur. Le poids total du détecteur interne seul est d'environ 4,5 tonnes.

Dans ce qui suit, le Pixel et le SCT seront décrits succinctement et le TRT sera décrit de manière plus détaillée.

3.1.1 Pixel

Le détecteur Pixel fournit trois points mesurant précisément et simultanément en $(R - \phi)$ et z la position des particules chargées près du vertex d'interaction. Grâce à sa fine granularité, le détecteur à pixels permet de mesurer avec une grande précision le paramètre d'impact d'une particule avec une résolution d'environ $10 \mu\text{m}$ à grande impulsion transverse. Le Pixel doit opérer dans un environnement difficile, avec une grande densité de points de mesure, tout en étant soumis à des rayonnements intenses¹⁰, pouvant aller jusqu'à l'équivalent de $10^{15} n_{eq} / \text{cm}^2$ accumulés en plusieurs années de fonctionnement pour sa couche la plus proche du point d'interaction.

Le Pixel est composé d'un tonneau central, entouré de chaque côté par un bouchon. L'axe du tonneau est dirigé suivant l'axe z . La première couche autour de l'axe du faisceau, située à $R = 5 \text{ cm}$, aussi appelée couche vertex, couvre toute l'acceptance en η ($\eta < 2,5$) et aura une durée de vie limitée à environ cinq ans due à sa forte exposition aux rayonnements. Le tonneau comporte deux cylindres supplémentaires situés à $R = 9 \text{ cm}$ et $R = 12 \text{ cm}$. Les bouchons sont constitués de trois disques de chaque côté. L'ensemble du Pixel est composé de modules pixel à silicium identiques : chaque module mesure $62,4 \text{ mm}$ de long et $21,4 \text{ mm}$ de large. La taille de chaque pixel est de $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ dans le plan $(R - \phi) \times z$. Les couches du Pixel sont disposées de telle façon que chaque trace traverse les 3 couches. On peut atteindre une résolution spatiale de $10 \mu\text{m}$ suivant le plan $(R - \phi)$ et environ $115 \mu\text{m}$ selon l'axe z dans le tonneau, et une résolution de $10 \mu\text{m}$ suivant le plan $(R - \phi)$ et environ $115 \mu\text{m}$ selon l'axe R dans les bouchons. Le Pixel possède environ 80,4 millions canaux de lecture.

3.1.2 SCT

Le SCT fournit huit points mesurant avec précision en $(R - \phi)$ et z la position des particules chargées. Le SCT est comme le Pixel, un détecteur au silicium. Des modules à micro-rubans de silicium sont disposés sur quatre structures cylindriques concentriques dans le tonneau et sur neuf disques dans les bouchons. Le tonneau est compris entre $R = 25 \text{ cm}$ et $R = 55 \text{ cm}$, sur une longueur de $\pm 80 \text{ cm}$. Les bouchons couvrent les régions autour du tonneau. Chaque détecteur de silicium est composé de 768 micro-rubans de $20 \mu\text{m}$ de large espacés de $80 \mu\text{m}$. Le SCT a une résolution spatiale (par point sur une trace reconstruite avec plusieurs points) de $17 \mu\text{m} \times 580 \mu\text{m}$ dans le plan $(R - \phi) \times z$ pour le tonneau et $17 \mu\text{m} \times 580 \mu\text{m}$ dans le plan $(R - \phi) \times R$ dans les disques. Au total le SCT fournit environ 6,3 millions de canaux.

¹⁰La couche de plus faible rayon du détecteur à pixels subira des flux ionisants et non-ionisants élevés, estimés respectivement à $22,5 \text{ kGy/an}$ et 10^{14} neutrons (équivalents $1 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-2}/\text{an}$) [56]. Un rayonnement ionisant est un rayonnement qui produit des ionisations dans la matière qu'il traverse. Les rayonnements non-ionisants peuvent provoquer le passage d'un électron sur un niveau d'énergie plus élevé dans un atome et ainsi modifier par exemple la structure cristalline d'un semi-conducteur.

3.1.3 TRT

3.1.3.1 Introduction

Le TRT a deux fonctions principales. D'une part, il permet d'assurer la mesure de l'impulsion des traces chargées en utilisant un grand nombre de points de mesures par trace (36 en moyenne) à grand rayon. Il permet aussi de reconstruire les traces de vertex secondaires éloignés du vertex primaire (en particulier pour γ , e^+e^- , K_s^0 , $\pi^+\pi^-$ et Λ $p\pi$). D'autre part, il permet d'identifier les électrons sans utiliser les informations du calorimètre électromagnétique, grâce à la détection des rayons X produits par rayonnement de transition (détaillé dans la section suivante).

Le TRT est composé de tubes à dérive (ou pailles) remplis par un mélange gazeux à base de xénon (70 % Xe + 27 % CO_2 + 3 % O_2). Le xénon a été choisi pour son excellente absorption des rayons X. La fraction de 70% correspond à la limite du compromis entre une bonne performance du rayonnement de transition et une bonne stabilité d'opération. Le CO_2 fournit une excellente vitesse de dérive permettant de recueillir le signal en environ 40 ns et garantit une faible diffusion longitudinale. Il permet de stabiliser la mixture du gaz en absorbant de manière efficace les photons émis dans l'ultraviolet par les processus d'ionisation. Enfin, l'association du xénon et du dioxyde de carbone seuls ne permet pas d'obtenir une opération stable des pailles sous haute tension. C'est pourquoi de l'oxygène a été ajouté. Une concentration d'au moins 2 % d' O_2 est nécessaire pour assurer la stabilité d'opération, et une concentration allant jusqu'à 4% n'affecte pas de manière significative les autres performances du TRT. Ces arguments résument très brièvement les années de recherche et de développement qui ont amené à la composition finale du mélange gazeux. De plus amples informations sur le choix du gaz sont disponibles dans [57].

Chaque paille a un diamètre de 4 mm et une longueur maximale de 1,44 m dans le tonneau. Les tubes sont orientés selon la direction z dans le tonneau (figure 3.3), et perpendiculairement dans les disques, ce qui permet globalement de reconstruire les traces jusqu'à $\eta = 2.0$. Le tonneau est décomposé en 32 secteurs autour de l'axe ϕ . Les deux bouchons sont constitués de 20 disques par côté, séparés en deux groupes (soit 12 roues de type A et 8 roues de type B) pour tenir compte de la segmentation des pailles en η qui grandit. La figure 3.4 montre une photographie du tonneau et du bouchon C du TRT. Chaque paille est reliée à un circuit intégré électronique proche, qui amplifie le signal et le transforme en signal digital suivant deux niveaux de seuil disponibles : un seuil bas (environ 0,2 keV) pour la reconstruction des traces et un seuil haut (environ 7 keV) pour l'identification des électrons.

Par mesure du temps de dérive, on obtient une résolution spatiale de 130 μm par paille dans le plan ($R - \phi$). Le grand nombre de points de mesure par trajectoire permet d'obtenir une précision sur la mesure de la position meilleure que 50 μm pour la luminosité nominale du LHC. Le nombre total de canaux du TRT est d'environ 351 000. Les documents de référence pour le tonneau et les bouchons du TRT sont [58] et [59].

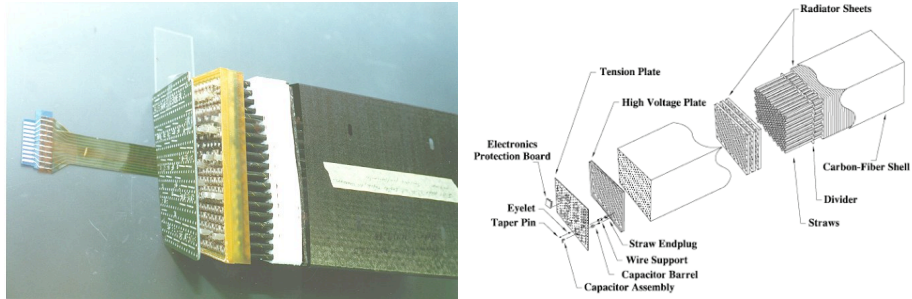


FIG. 3.3 – Photographie (à gauche) et description (à droite) d'un module du tonneau du TRT d'ATLAS. L'image de droite décrit successivement les éléments suivants à partir de l'arrière-plan : structure en fibre de carbone, diviseur, pailles, feuilles de radiateur, plaque de haute tension, embout de paille, support de fil, cylindre condensateur, plaque de support, carte électronique de protection, oeillet, patte de connection et assemblage de condensateur.

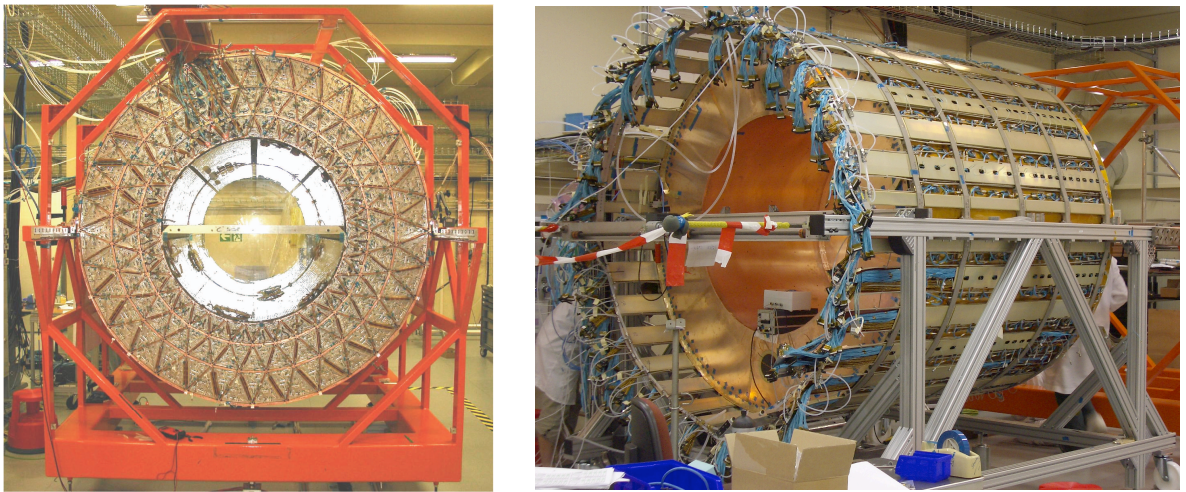


FIG. 3.4 – Photographies du tonneau (à gauche) et du bouchon C (à droite) du TRT d'ATLAS (2006).

3.1.3.2 Le rayonnement de transition

Une particule chargée produit un rayonnement de transition lorsqu'elle passe subitement d'un milieu à un autre milieu ayant des propriétés optiques différentes [60] [61] [62].

Lorsqu'une particule de charge ze franchit la limite entre le vide et un milieu de fréquence de plasma w_p , l'énergie rayonnée vaut :

$$I = \frac{1}{3} \alpha z^2 \gamma \bar{h} w_p \quad (17)$$

où

$$\bar{h} w_p = \frac{1}{\alpha} \sqrt{4\pi N_e r_e^3} \times m_e c^2 = \sqrt{4\pi N_e a_\infty^3} \times 2 \times 13,6 \text{ eV} \quad (18)$$

Dans cette dernière équation, \bar{h} est la constante de Planck réduite, N_e est la densité en électrons dans le milieu considéré, r_e est le rayon classique de l'électron (i.e basé sur un modèle relativiste classique), et a_∞ est le rayon de Bohr. Pour le polypropylène ou des matériaux ayant des propriétés similaires, $\sqrt{4\pi N_e a_\infty^3} \sim 0,8$, et donc $\bar{h} w_p \sim 20 \text{ eV}$. Typiquement, l'angle d'émission vaut alors $\frac{1}{\gamma}$.

Le spectre de rayonnement diverge de manière logarithmique aux basses énergies et décroît rapidement lorsque le rapport $\frac{\bar{h} w}{\gamma \bar{h} w_p} > 1$. Environ la moitié de l'énergie est émise pour ce rapport compris entre 0,1 et 1. Pour une particule ayant un facteur $\gamma = 10^3$, les photons rayonnés correspondent à la région d'émission des rayons X ayant une énergie comprise entre 2 et 20 keV.

Typiquement, pour une énergie rayonnée du photon de $\gamma \bar{h} w_p / 4$, le rendement quantique vaut :

$$N_\gamma \sim \frac{1}{2} \frac{\alpha z^2 \gamma \bar{h} w_p}{3} \times \frac{4}{\gamma \bar{h} w_p} \sim \frac{2}{3} \alpha z^2 \sim 0,5\% \times z^2. \quad (19)$$

Plus précisément, le nombre de photons rayonnés avec une énergie $\bar{h} w > \bar{h} w_0$ peut être donné par la formule suivante :

$$N_\gamma(\bar{h} w > \bar{h} w_0) = \frac{\alpha z^2}{\pi} \left[\left(\ln \left(\frac{\gamma \bar{h} w_p}{\bar{h} w_0} \right) - 1 \right)^2 + \frac{\pi^2}{12} \right] \quad (20)$$

avec des corrections de l'ordre de $\left(\frac{\bar{h} w_0}{\gamma \bar{h} w_p} \right)^2$. Le nombre de photons rayonnés croît donc comme $(\ln(\gamma))^2$, jusqu'à une certaine énergie fixée $\gamma \bar{h} w_p$ où le nombre de photons devient quasiment constant.

Dans sa configuration la plus courante, un module de détecteur à rayonnement de transition se compose de feuilles de matériaux de faible Z suivies par une couche active à grand Z, constituée de compteurs proportionnels remplis par un mélange gazeux riche en xénon. Les considérations autour du numéro atomique viennent de la section efficace dominante de l'absorption photoélectrique d'un atome, qui varie comme (Z^n/E_x^3) , où n varie entre 4 et 5 pour la

région d'intérêt, et où E_x correspond à l'énergie des rayons X. Pour minimiser l'absorption des rayons X mous dans le radiateur lui-même, on peut utiliser des matériaux comme le polypropylène, le mylar ou le carbone. Dans les régions actives, le signal du rayonnement de transition se superpose dans la plupart des cas avec les processus de perte par ionisation des particules (rayons delta d'énergie de quelques keV).

Les bouchons du TRT d'ATLAS contiennent des radiateurs constitués de feuilles de polypropylène. Dans ce cas particulier, c'est l'espacement optimal choisi entre les feuilles (environ $250 \mu\text{m}$) qui définit le rendement du rayonnement de transition. L'épaisseur effective de la couche de xénon est d'environ $2,3 \text{ mm}$ par paille et le nombre moyen de feuilles entre deux couches de pailles successives est compris entre 20 et 40, avec une épaisseur de feuille d'environ $15 \mu\text{m}$.

La séparation entre les électrons et les pions, sur la gamme d'énergie qui nous intéresse, et pour laquelle les pions ne sont pas relativistes, peut être obtenue à partir de la mesure de la quantité d'énergie déposée dans le détecteur, pour un choix de seuil optimal au-dessus duquel les dépôts d'énergie proviennent le plus souvent des rayonnements de transition. Ce seuil est typiquement de l'ordre de 5 à 7 keV, comme le montrent les figures 3.5 et 3.6 (la figure 3.7 montre la superposition des distributions mesurées dans une paille du TRT avec et sans radiateur, pour le mélange final choisi). La performance attendue en termes d'identification des électrons sera présentée dans le chapitre 4.

3.1.3.3 Description des pailles du TRT

Les pailles du TRT [63] sont des tubes en polyimide de 4 mm de diamètre. Le film qui entoure les pailles a été spécialement développé pour avoir de bonnes propriétés électriques et mécaniques avec une épaisseur de matériau minimale, et est constitué de deux couches de $35 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Le matériau principal du film est une couche de $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur de polyimide. Il est recouvert d'un côté d'une couche de $0,2 \mu\text{m}$ d'aluminium, elle-même protégée par une couche de $5\text{-}6 \mu\text{m}$ de graphite-polyimide. L'autre côté du film est recouvert par une couche de $5 \mu\text{m}$ de polyuréthane utilisé pour sceller les deux côtés du tube. Mécaniquement, les pailles sont stabilisées grâce à des fibres de carbone. Après la fabrication, les pailles ont été ajustées à la bonne longueur (144 cm pour le tonneau et 37 cm pour les bouchons) et la résistance aux fuites a été testée pour une pression de 1 bar. La résistance électrique de chaque paille au niveau de la cathode a été testée et est inférieure à $300 \Omega/\text{m}$.

Les anodes des pailles sont des fils de $31 \mu\text{m}$ de diamètre constitués à 99,95 % de tungstène. A leurs extrémités, les fils sont recouverts d'une fine couche de $0,5$ à $0,7 \mu\text{m}$ d'or (qui est un excellent conducteur électrique et protège de l'oxydation). Les anodes sont directement reliées à l'électronique de lecture, ainsi qu'à la masse. La résistance des anodes est environ $60 \Omega/\text{m}$ et la résistance capacitive d'une paille assemblée est inférieure à 10 pF. La longueur d'atténuation du signal est environ 4 m et le temps de propagation de celui-ci est environ de 4 ns/m. Les cathodes fonctionnent typiquement sous une tension de 1530 V, afin

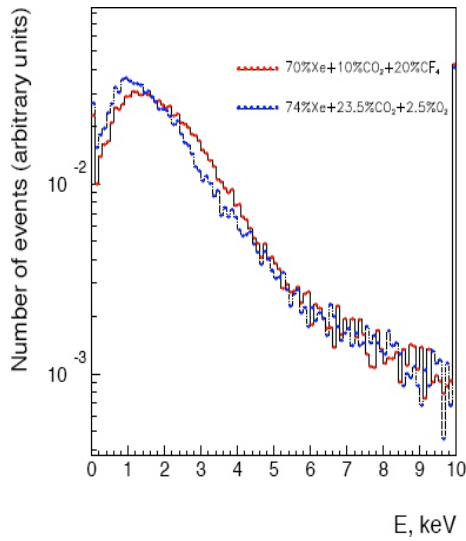


FIG. 3.5 – Distribution de l'énergie déposée par ionisation pour des électrons de 20 GeV. Cette énergie a été mesurée en faisceau test dans une paille du TRT, en l'absence de radiateur. Les distributions sont données pour le mélange gazeux prévu initialement pour le TRT (en rouge) et pour un mélange proche du mélange final choisi (en bleu).

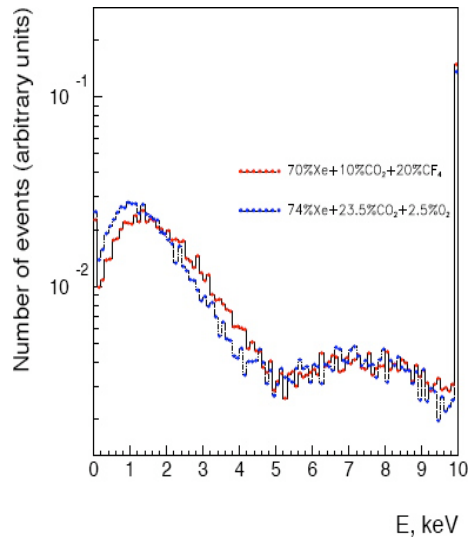


FIG. 3.6 – Distribution de l'énergie déposée par ionisation et par rayonnement de transition pour des électrons de 20 GeV. Cette énergie a été mesurée en faisceau test dans une paille du TRT, en présence d'un radiateur. Le radiateur est constitué de feuilles espacées régulièrement comme dans les bouchons du TRT d'ATLAS. Les distributions sont données pour le mélange gazeux prévu initialement pour le TRT (en rouge) et pour un mélange proche du mélange final choisi (en bleu).

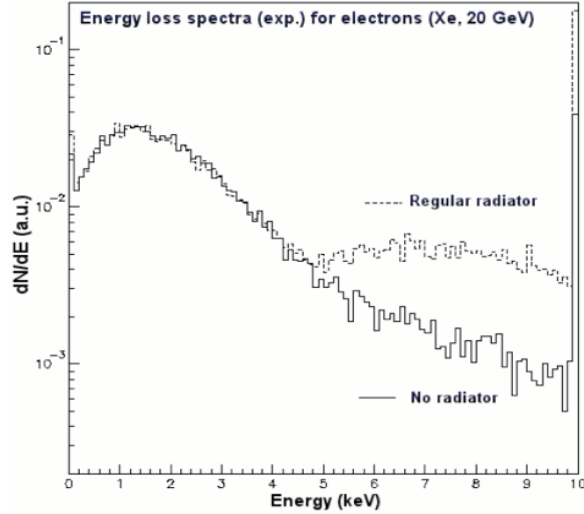


FIG. 3.7 – Distribution de l'énergie déposée par ionisation et par rayonnement de transition pour des électrons de 20 GeV. Cette énergie a été mesurée en faisceau test dans une paille du TRT, en présence (ligne en pointillés) et en l'absence (ligne continue) d'un radiateur.

d'obtenir un gain de $2,5 \times 10^4$ pour le mélange gazeux choisi, avec 5-10 mbars de surpression.

Pour les tests d'acceptance et de vieillissement, le xénon (coûteux) a été remplacé par de l'argon, car l'absorption des rayons X est moins cruciale pendant ces tests. Il n'est pas nécessaire d'inclure de l'oxygène dans le mélange gazeux pour des gains modérés ($< 10^4$). Il a été montré dans [64] qu'un mélange gazeux contenant 70 % d'argon et 30 % de CO_2 est tout à fait adapté pour les tests de contrôle.

Dans les conditions normales d'opération, le temps de collection du signal pour les électrons est au maximum de 48 ns. Les photons de basse énergie émis par rayonnement de transition sont assez efficacement absorbés par le mélange gazeux à base de xénon, ce qui mène à de plus grandes amplitudes pour les particules relativistes (électrons) que pour les particules chargées proches du minimum d'ionisation (pions). La distinction entre les rayonnements de transition et les signaux de la reconstruction de traces s'obtient par l'utilisation des deux seuils (haut et bas) définis pour l'électronique de lecture et décrits ci-dessus.

Dans le tonneau, les fils des anodes (dont la longueur active est 142,4 cm) sont séparés électriquement en leur milieu et lus à chaque extrémité pour réduire le taux d'occupation des pailles. Au centre, les fils sont soutenus mécaniquement par une pièce de plastique collée au mur interne de la paille et séparés électri-

quement par des capillaires de verre renforcé de 6 mm de longueur et de 0,254 mm de diamètre. Chaque longue paille du tonneau possède ainsi une zone d'efficacité réduite proche de son centre sur une longueur de 2 cm. Dans les neuf premières couches des modules de type 1 du tonneau, les fils sont subdivisés en trois segments, de manière à maintenir actifs seulement les segments de bout, de longueur 31,2 cm. Ceci réduit le taux d'occupation des pailles les plus proches des faisceaux et permet de mieux couvrir la zone de transition entre le tonneau et les bouchons. La figure 3.8 montre l'assemblage des fils à l'intérieur des pailles.

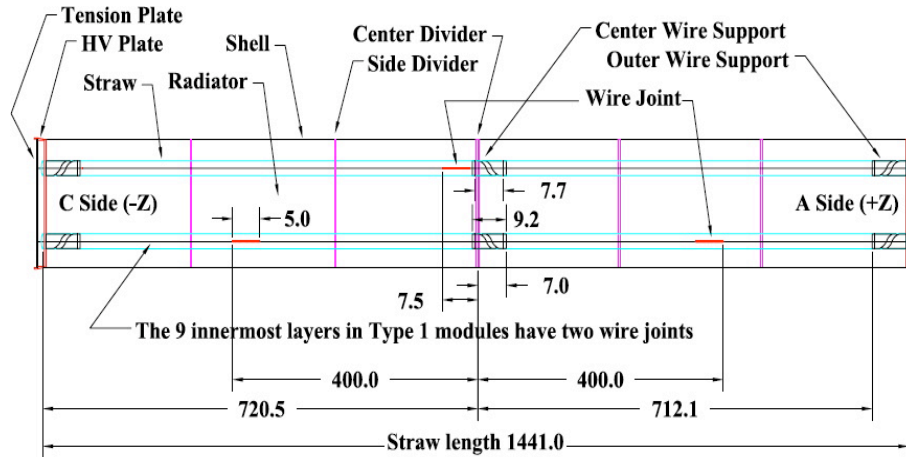


FIG. 3.8 – Assemblage des fils (Wire) dans les pailles (Straw). Deux pailles sont représentées. La paille du haut montre un fil avec une seule articulation (Wire Joint) au centre. La paille du bas montre un fil avec deux articulations. Les neuf premières couches des modules de type 1 du tonneau ont deux articulations pour chaque fil. Le radiateur (Radiator), la structure de haute tension (HV Plate), la structure mécanique (Tension Plate), l'encapsulage (Shell), ainsi que les supports centraux (Center Wire Support) et extérieurs (Outer Wire Support) des fils sont également indiqués. Le côté C (respectivement A) correspond aux valeurs négatives (positives) de Z. Les dimensions sont en mm et le dessin n'est pas à l'échelle.

Pour garantir une opération stable en haute tension, le décalage du fil par rapport au centre de la paille doit être inférieur à $400 \mu\text{m}$. Cette contrainte concerne essentiellement la forme de la paille puisque le échissement du fil est inférieur à $15 \mu\text{m}$. Pour maintenir la position des longues pailles dans le tonneau, des plans alignés faits en polyimide et contenant des trous de 4,3 mm de diamètre sont disposés tous les 25 cm le long d'un module. Les fils ayant un décalage supérieur à $400 \mu\text{m}$ (ce qui représente environ 0,1 % de tous les fils) ont été déconnectés après les tests d'acceptances finaux du tonneau et des bouchons. Les mesures de ces décalages ont été obtenues en mesurant la variation de l'amplitude du signal du gain du gaz le long du fil (les pailles ont

été déconnectées lorsque cette variation était supérieure à 10 %).

Une opération stable des pailles du TRT nécessite un système de gaz circulant continuellement et pour lequel la qualité du gaz doit être vérifiée en permanence. Pour éviter toute pollution du gaz provenant du monde extérieur, le volume qui entoure les pailles est rempli de CO_2 .

Pour les taux de désintégration du LHC, des échauffements significatifs sont générés dans les pailles par le courant d'ionisation dans le gaz. La dissipation de la chaleur est proportionnelle au taux de comptage d'une paille seule et est environ de 10 à 20 mW par paille pour les pailles ayant le plus grand taux d'occupation (correspondant aux couches intérieures du tonneau) pour la luminosité nominale du LHC.

Pour préserver l'uniformité du gain dans le gaz, le gradient de température le long de chaque paille doit être inférieur à 10 °C. La chaleur est évacuée de manière différente pour les modules du tonneau (utilisation des structures en fibres de carbone entourant chaque module) et les roues des bouchons (utilisation d'un flux de CO_2).

Pour la luminosité nominale du LHC, le taux de comptage des pailles atteindra 20 MHz dans les régions les plus exposées du détecteur, et la densité du courant d'ionisation atteindra $0,15 \mu A$ par cm de fil d'anode. La charge totale accumulée après dix ans d'opération sera d'environ 10 C/cm dans les pailles les plus exposées. Plusieurs études (dont certaines incluaient des tests de vieillissement de plusieurs milliers d'heures) ont démontré la stabilité de fonctionnement des pailles tout au long de leur durée de vie. L'intrusion d'impuretés dans les pailles ne peut bien sûr pas être totalement exclue, et leur concentration doit être maintenue en-dessous de 10^{-11} car les conséquences peuvent être particulièrement néfastes au fonctionnement (dépôts de silicium ou autres impuretés sur les fils suivi de réduction du gain et donc d'efficacité de collecte du signal). C'est pourquoi un filtre a été incorporé au système de circulation du gaz du TRT. Ce filtre permet également d'enlever de manière efficace l'ozone produit pendant l'amplification gazeuse. Dans le cas où les effets du vieillissement affecteraient de manière significative les performances du détecteur, il a été démontré que l'utilisation d'un mélange gazeux $Ar/CO_2/CF_4$ pendant quelques jours de conditions d'opération normale du LHC permet de nettoyer les dépôts à base de silicium des fils d'anode.

3.1.3.4 Description des modules du TRT

Le TRT contient jusqu'à 73 couches de pailles entourées par un radiateur composé de fibres de polypropylène dans le tonneau et 160 plans de pailles, entourés d'un radiateur composé de couches de films minces de polypropylène dans les bouchons, ce qui permet de produire le rayonnement de transition pour l'identification des électrons. Toutes les traces chargées avec $p_T > 0,5 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2,0$ traverseront environ 36 pailles, sauf dans la région de transition entre le tonneau et les bouchons ($0,8 < |\eta| < 1,0$), où ce nombre peut descendre jusqu'à un minimum de 22 pailles traversées. Typiquement, entre sept et dix pailles avec

un signal dû au rayonnement de transition où le seuil haut a été franchi, sont attendues pour des électrons ayant une énergie supérieure à 2 GeV.

Le tonneau du TRT est divisé en trois anneaux composés de 32 modules chacun, maintenus à chaque extrémité par une structure rigide qui constitue la composante principale de la structure qui supporte le tonneau. Chaque module est constitué d'une armature en fibre de carbone et d'un arrangement de 300 à 800 pailles. Les pailles forment un ensemble axial uniforme avec un espacement moyen entre les plans d'environ 7 mm. Les principaux paramètres du tonneau sont donnés dans le tableau 7. La figure 3.9 montre un quart du tonneau du TRT pendant l'intégration des modules au CERN.

	$ z _{min}$ (mm)	$ z _{max}$ (mm)	R_{min} (mm)	R_{max} (mm)	Nombre de modules	Nombre de couches	Nb de pailles par module
Tonneau (les deux côtés)	0	780	554	1082	96	73	52544
Module type 1 (intérieur)	400	712,1	563	624	32	9	329
Module type 1 (extérieur)	7,5	712,1	625	694		10	
Module type 2	7,5	712,1	697	860	32	24	520
Module type 3	7,5	712,1	863	1066	32	30	793
Bouchon (un côté)	827	2744	615	1106	20	160	122880
Roues type A	848	1705	644	1004	12	8	6144
Roues type B	1740	2710	644	1004	8	8	6144

TAB. 7 – Paramètres des modules du tonneau du TRT et des roues des bouchons (pour un côté). Les dimensions données pour les lignes 2 et 7 du tableau sont globales et incluent les services et l'électronique. Toutes les autres quantités correspondent aux modules individuels et à leur région active. Les modules de type 1 pour le tonneau incluent deux types de pailles, comme spécifié dans le texte.

Les spécifications des dimensions sont fixées par la résolution intrinsèque des pailles en $(R - \phi)$ de 130 μm , ce qui implique que la position de chaque fil soit connue à $\pm 50 \mu\text{m}$ près. L'armature des modules est une structure en fibres de carbone de 400 μm d'épaisseur ayant une bonne conductivité thermique et une forme uniforme avec des distorsions inférieures à 40 μm .

L'armature des modules sert aussi d'enveloppe pour le CO_2 qui circule à l'extérieur des pailles et qui minimise également l'impact éventuel de décharges de haute tension ou d'accumulation de xénon due à des fuites de gaz qui auraient pour conséquence d'absorber les photons de rayonnement de transition. La chaleur dissipée par les pailles du tonneau est transférée à l'armature des modules par conduction. Chaque module est refroidi par l'intermédiaire de deux tubes axiaux placés dans les coins et fixés à l'armature. Ces tubes servent aussi de tuyaux de retour pour le circuit de refroidissement du C_6F_{14} de l'électronique de lecture.

Les extrémités des modules sont représentées sur la figure 3.10. L'élément central est la structure de haute tension (HV plate), qui a été assujettie à des spécifications contraignantes (forme plate, propreté pour prévenir les décharges, ainsi que la position des pailles). Comme le montre la figure 3.10, une autre

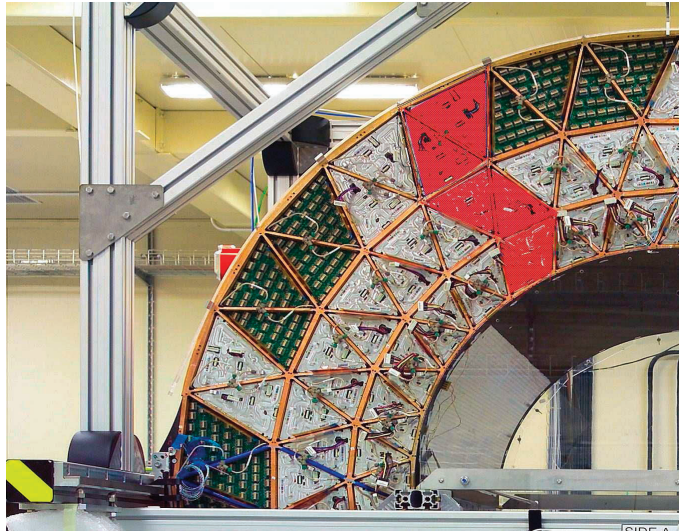


FIG. 3.9 – Photographie d'un quart du tonneau du TRT pendant son intégration. Les formes des trois types de modules sont indiquées en ombragé. La structure en forme de triangle de l'armature qui soutient le tonneau est également visible.

structure mécanique (tension plate) est montée sur celle de haute tension. Cette plaque est un circuit imprimé connecté aux fils, qui reprend la tension mécanique des fils et assure les connections électriques. Cette structure permet aussi de fermer le volume où circule le gaz actif et sert de cage de Faraday pour les éléments actifs des modules.

Des tests mécaniques et électriques ont été effectués sur les modules et sur les pailles individuelles à différentes étapes de l'assemblage et en fonction de l'arrivée des modules au CERN. Les longueurs des modules devaient être comprises entre 1461,5 et 1462,9 mm, et un décalage maximal en rotation de 1 mm était toléré entre les modules. Des critères de sélection stricts ont été appliqués à la tension des fils, à la forme des pailles et à la stabilité de la haute tension. A l'issue de ces tests, les modules installés dans le tonneau contiennent 98,5 % de canaux opérationnels.

Les bouchons du TRT contiennent chacun deux séries de roues indépendantes (voir la figure 3.11 et le tableau 7). Du côté du point d'interaction, la première série comporte 12 roues, contenant chacune huit couches successives de pailles espacées de 8 mm. L'autre série contient 8 roues, avec le même nombre de couches de pailles à l'intérieur, mais espacées de 15 mm. Chaque couche contient 768 pailles orientées radialement, de 37 cm de longueur et avec un espacement azimutal uniforme. L'espace situé entre chaque couche successive de pailles est rempli par des couches de radiateur en polypropylène de 15 μm d'épaisseur.

Chaque roue huit-plans est un assemblage de deux roues quatre-plans iden-

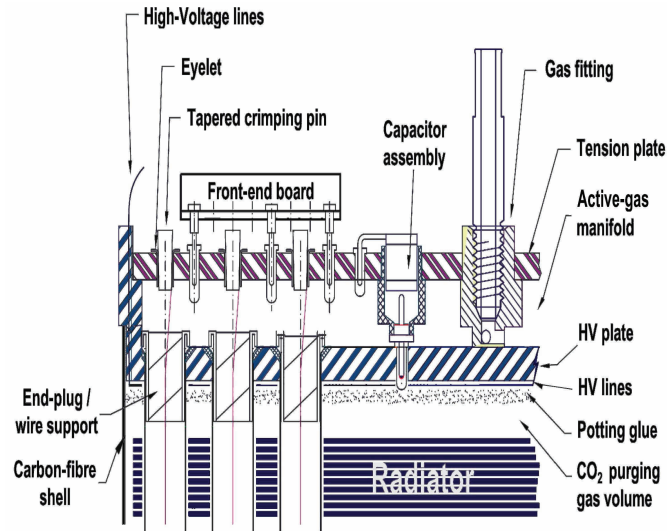


FIG. 3.10 – Vue détaillée d’une extrémité de module du tonneau du TRT, montrant la connection des extrémités des pailles à la haute tension (HV), la connection des fils aux circuits imprimés de lecture (Front-end board), et la connection du gaz aux pailles.

tiques. Pour l’assemblage d’une roue quatre-plans, les pailles ont été insérées et collées précisément dans les emplacements prévus des anneaux intérieurs et extérieurs en fibre de carbone. Les anneaux et les pailles constituent la structure mécanique principale des roues. Les couches successives de pailles, espacées par les radiateurs, sont tournées d’une couche à la suivante de $\frac{3}{8}$ de l’espace azimutal entre les pailles dans une couche donnée. Cela permet d’avoir une uniformité optimale du nombre de pailles traversées pour les traces à grande impulsion transverse.

Des plaques flexibles et rigides de circuits imprimés fournissent les connections de la haute tension et du signal aux roues des bouchons à travers deux couches séparées (voir figure 3.12). Chacune des couches flexibles possède des pistes conductrices sur un côté (connecté à la partie rigide de la plaque). Pour fournir une connection électrique fiable et rapide à assembler, des pattes flexibles en forme de pétales fixées à la couche de haute tension viennent en contact avec la paroi interne de la paille à l’aide d’une petite pièce plastique. Des pétales similaires mais de dimensions plus petites assurent la liaison entre les pattes métalliques de la couche du signal aux fils de l’anode. Il y a 32 plaques de ce type par roue quatre-plans, chacune correspondant à un secteur en ϕ de 96 pailles.

Chaque secteur est ensuite divisé en trois groupes de 32 canaux de lecture et 12 groupes de haute tension de 8 pailles se partageant un fusible commun

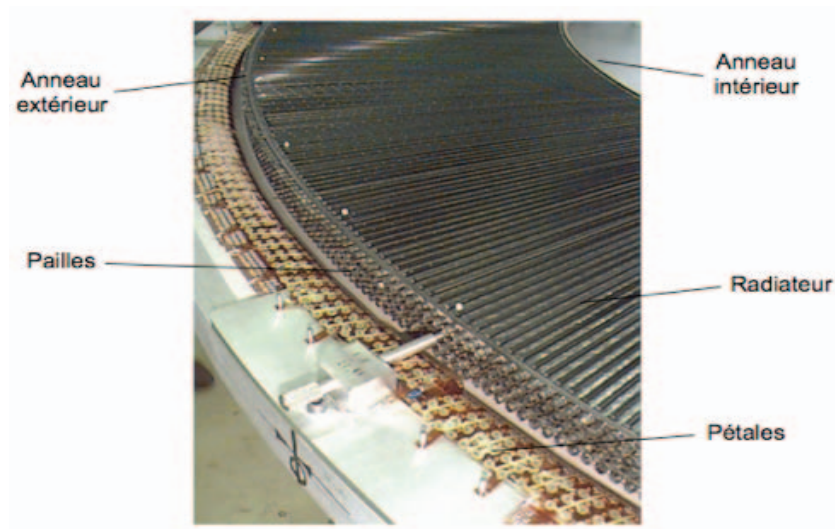


FIG. 3.11 – Photographie d'une roue quatre-plans d'un bouchon du TRT pendant l'assemblage. Les anneaux intérieurs et extérieurs en fibre de carbone sont visibles, ainsi que la première couche de pailles et la première pile de couches de radiateurs en polypropylène sous-jacente. On peut également voir la pièce de plastique utilisée pour positionner et fixer les pailles à l'anneau extérieur en fibre de carbone. Les pétales utilisés pour connecter les pailles aux lignes de haute tension sont horizontales à ce stade de l'assemblage et seront redressées verticalement pour s'appuyer contre les pailles lors de la prochaine étape du montage.

et un condensateur de découplage de la haute tension. L'anneau en fibre de carbone qui porte les pailles et les circuits intégrés, associé avec un troisième anneau de fibre de carbone et un support latéral en fibre de verre, constituent ensemble la structure rigide autour du périmètre de la roue extérieure qui sert aussi d'enveloppe pour le gaz (voir figure 3.12). L'enveloppe intérieure du gaz est constituée de polyimide métallisé.

La chaleur dissipée par les pailles des bouchons est évacuée à travers l'enveloppe de CO_2 qui est contraint de circuler le long des pailles, de l'intérieur vers l'extérieur des bouchons. Chaque groupe de roues possède son propre circuit de refroidissement au CO_2 . Le gaz passe successivement à travers toutes les roues d'un groupe. Des échangeurs de chaleur refroidis au C_6F_{14} permettent de dissiper la chaleur provenant du gaz situé entre des roues adjacentes. Les grands flux de circulation requis ($50 m^3$ par heure pour les roues de type A et $25 m^3$ par heure pour les roues de type B), nécessitent un système capable de maintenir une pression du gaz entre 0 et 5 mbars avec une stabilité de $\pm 0,5$ mbar à l'intérieur du détecteur.

Comme pour les modules du tonneau, toutes les roues des bouchons ont subi des procédures de contrôle qualité pendant la construction et lors de l'arrivée des modules au CERN. Au total, 98 % des canaux sont opérationnels après l'installation dans la caverne d'ATLAS.

3.1.3.5 Description de l'électronique de lecture

Le traitement analogique du signal et la discrimination par seuil pour détecter les signaux provenant à la fois des particules au minimum d'ionisation et du rayonnement de transition, ainsi que la numérisation du signal et l'acheminement des données, sont réalisées par deux ASICs (Application Specific Integrated Circuits ou circuits intégrés spécialisés). Le traitement du signal est illustré sur la figure 3.13 pour chaque étape de la chaîne de lecture, qui comprend :

a) un ASIC analogique à huit canaux [65], appelé ASDBLR, fabriqué en technologie bi-CMOS DMILL tolérante aux radiations. Ce composant réalise l'amplification et la mise en forme du signal. L'ASIC inclut deux discriminateurs, l'un opérant à seuil bas (typiquement 250 eV) pour la détection d'un signal au minimum d'ionisation, et l'autre opérant à seuil haut (typiquement 7 keV) pour la détection du rayonnement de transition ;

b) un ASIC à 16 canaux fabriqué dans une technologie CMOS $0,25 \mu m$ tolérante aux radiations [66]. Ce composant réalise la mesure du temps de dérive (environ 3 ns par intervalle de mesure). Cela inclut la conservation des données pendant l'attente de la décision du système de déclenchement de premier niveau (L1), une mémoire tampon de triage des données et une interface en série de 40 Mbits/s. Cela inclut aussi l'interface nécessaire à la synchronisation, au déclenchement et au contrôle, ainsi que les convertisseurs numériques-analogiques qui fixent les seuils des discriminateurs des ASICs analogiques, et la génération

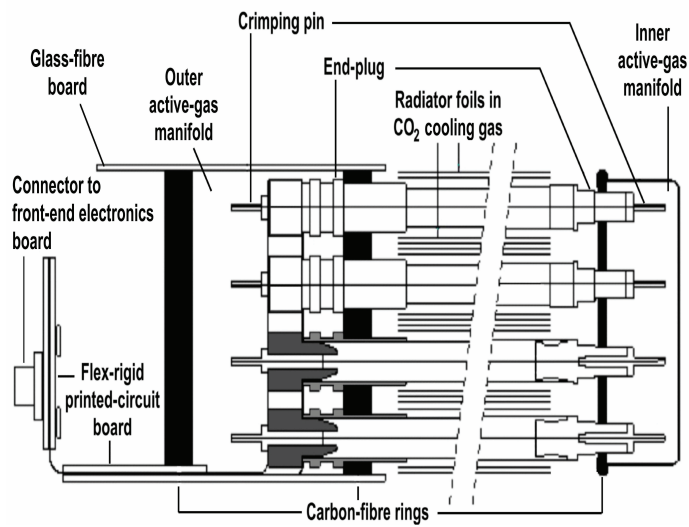


FIG. 3.12 – Vue schématique des extrémités intérieure et extérieure des roues des bouchons du TRT, montrant les pièces en plastique utilisées pour positionner et fixer les pailles aux anneaux intérieur et extérieur en fibre de carbone, les embouts sertis aux fils, les enveloppes intérieure et extérieure du gaz actif, et le circuit imprimé utilisé pour connecter les pailles à la haute tension et les fils à l'électronique de lecture.

d'impulsions tests pour mimer les entrées analogiques des ASICs.

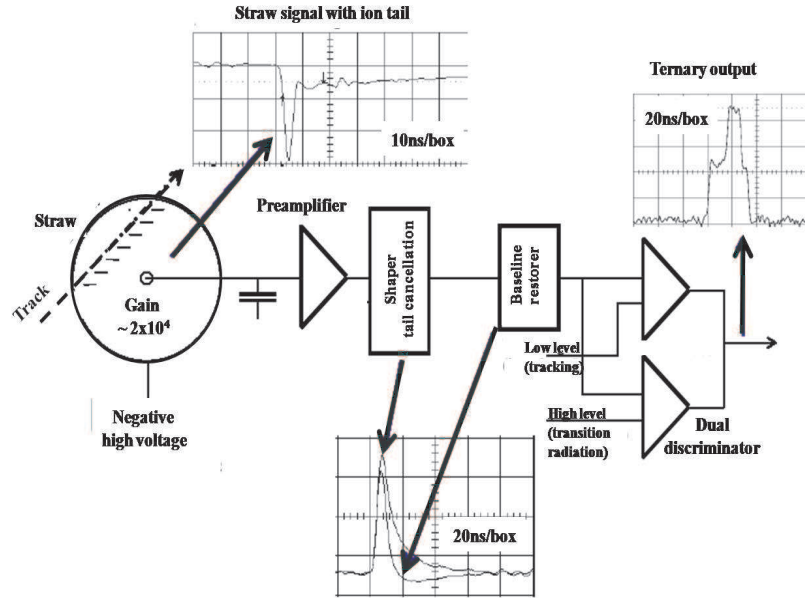


FIG. 3.13 – Vue schématique de l'électronique de lecture du TRT, illustrant la forme du signal avant et après amplification, après mise en forme et après discrimination à double seuil avant de fournir finalement une sortie numérique.

Les ASICs sont positionnés sur des circuits de lecture insérés dans le détecteur. Il y a 12 types de circuits différents pour le tonneau et trois pour les bouchons. L'électronique est refroidie en utilisant du C_6F_{14} .

Pour la lecture à bas seuil utilisée pour la reconstruction des traces (le seuil de 0,25 keV correspond à environ 15 % du signal moyen attendu pour des particules au minimum d'ionisation), le taux d'occupation moyen dû au bruit électronique des pailles est d'environ 2 %. Une petite fraction des canaux (de l'ordre de 1 %) ont un taux d'occupation qui excède 10 %, mais cela reste cependant faible comparé aux taux d'occupation maximal des pailles attendu (40 %).

La chaîne complète de l'électronique de lecture a été exposée à des rayonnements ionisants (neutrons) et non-ionisants (rayons X), respectivement de 80 kGy et $4.10^{14} \text{ neq.cm}^{-2}$. Des changements pouvant aller jusqu'à 25 % ont pu être observés sur le gain des ASDBLR, mais rien n'a affecté les performances concernant les seuils ou le bruit, après avoir appliqué une procédure standard de compensation des éventuelles pertes de tension.

Les données sont ensuite transmises des ASICs vers les panneaux de connexion PP2 (Patch Panel 2), situés au milieu du spectromètre à muons, à environ 15 m de distance du TRT. Les données sont ensuite converties en signaux optiques. Le taux de lecture optique requis pour tout le TRT est de 7681,6 Gbits/s.

Les informations sont ensuite relayées jusqu'à des RODs (Read Out Driver), qui sont des modules de lecture (au standard VME) situés à environ 100 m du détecteur dans la salle de comptage souterraine d'ATLAS. Chaque ROD reçoit $\frac{1}{16}$ des données de la moitié du tonneau ou $\frac{1}{32}$ des données d'un bouchon. Les RODs contiennent également les informations du système de déclenchement du niveau L1 (numéro d'identification ou ID de l'événement, ID du temps de croisement des faisceaux et type de déclenchement).

L'électronique de lecture au niveau du détecteur TRT nécessite trois alimentations électriques à basse tension (fonctionnant à +2,5 V en numérique et ± 3 V en analogique). La valeur nominale de la haute tension est d'environ 1530 V. Chaque source d'alimentation haute tension fournit jusqu'à 3 mA pour 2 kV à environ 200 pailles. Un total de 1984 canaux haute tension est nécessaire pour l'ensemble du détecteur.

3.2 Les calorimètres

Pour mesurer l'énergie déposée par les particules, deux calorimètres sont utilisés. Immédiatement après le détecteur interne se trouve le calorimètre électromagnétique (à argon liquide), constitué d'un tonneau ($\eta \leq 1,4$) et de deux bouchons ($1,5 \leq \eta < 2,5$). Chacune de ces parties est entourée par un double mur thermique (cryostat). Le deuxième système de calorimétrie (hadronique) se situe au-delà du calorimètre électromagnétique et couvre une grande acceptance angulaire jusqu'à $\eta = 4,9$. Cette couverture angulaire est nécessaire pour bien mesurer le bilan en énergie transverse des collisions inélastiques au LHC. La grande couverture en η et la grande vitesse de réponse des calorimètres leur permettent de participer efficacement à la prise de décision du premier niveau de déclenchement, qui doit traiter les données à un taux de 40 MHz. La figure 3.14 montre une vue en coupe du système calorimétrique d'ATLAS.

3.2.1 Le calorimètre électromagnétique

Le but du calorimètre électromagnétique (ECAL) est de mesurer l'énergie des électrons et des photons avec précision et de fournir un déclenchement de premier niveau efficace sur les électrons et photons à grande énergie transverse. Il doit avoir un temps de réponse court, une granularité fine et une bonne résolution sur l'énergie. Il utilise une technologie à argon liquide avec des électrodes de kapton en forme d'accordéon et des plaques absorbantes de plomb. La forme en accordéon garantit une couverture totale de l'espace selon ϕ . Le calorimètre électromagnétique possède environ 110 000 canaux dans le tonneau et 64 000 canaux dans chaque bouchon.

3.2.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique (HCAL) est dédié à la détection des gerbes hadroniques (ou jets) en combinaison avec le calorimètre électromagnétique. Il doit avoir une bonne résolution en énergie, une grande couverture selon η et ϕ , et

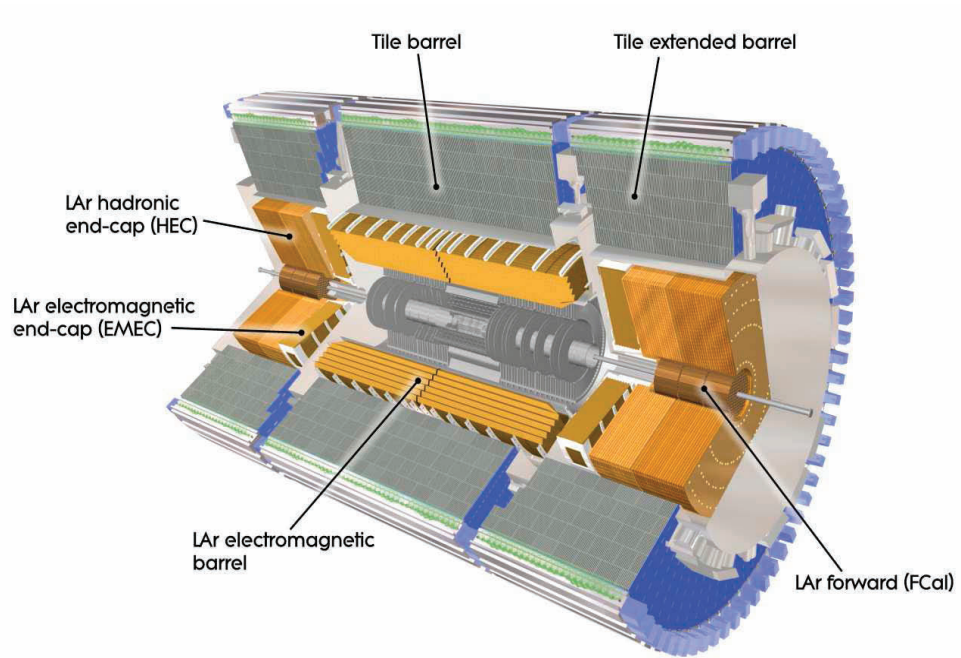


FIG. 3.14 – Vue en coupe du système calorimétrique d'ATLAS.

permettre de déterminer de manière suffisamment précise l'énergie transverse manquante. Deux technologies différentes sont implémentées pour le tonneau et les bouchons. Dans le tonneau, des tuiles à scintillateur plastique alternées avec des couches absorbantes en fer sont utilisées (Tile). Dans les bouchons, l'argon liquide est utilisé comme milieu actif et le cuivre est utilisé comme absorbant (HEC). Dans l'ensemble du calorimètre hadronique, la granularité moyenne des cellules est d'environ $(0,1 \times 0,1)$ dans le plan $(\eta-\phi)$. Le calorimètre hadronique contient en tout environ 14 000 canaux dans le Tile et environ 18 000 canaux dans le HEC.

3.3 Le spectromètre à muons

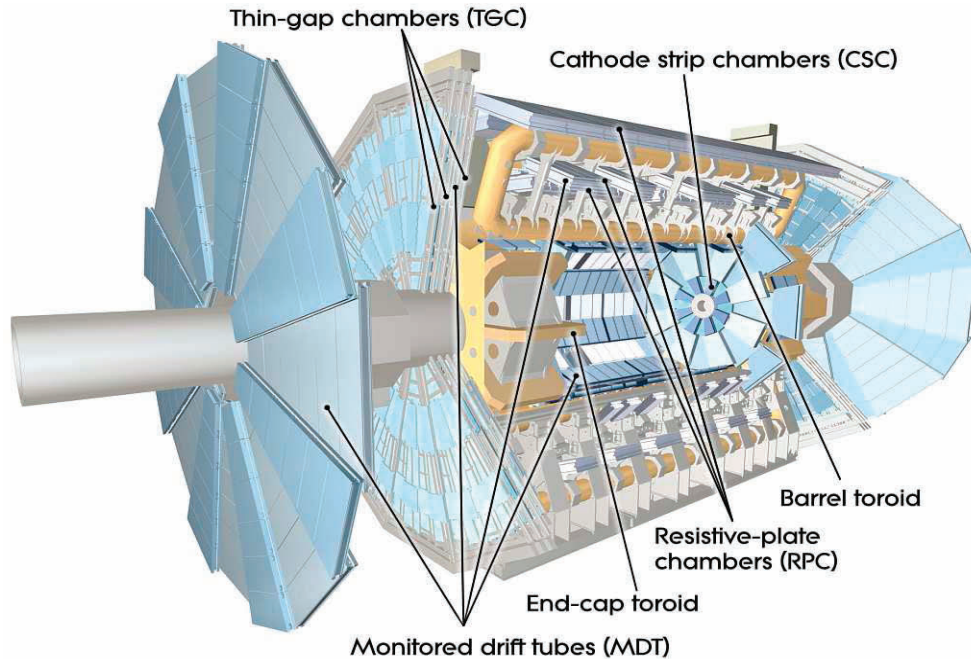


FIG. 3.15 – Vue en coupe du spectromètre à muons d'ATLAS.

Le spectromètre à muons permet d'effectuer des mesures indépendantes de l'impulsion des muons (en particulier pour les traces à grand p_T), mais ses informations peuvent aussi être combinées avec celles du détecteur interne. Par ailleurs, comme les muons ont une signature caractéristique (leur énergie n'est pas déposée dans les calorimètres), le spectromètre doit être inclus dans la prise de décision du premier niveau de déclenchement. Tout le système à muons d'ATLAS est soumis à un champ magnétique toroïdal supraconducteur (environ 1 T). Il est constitué de 3 couches de détecteur, remplies par des chambres utilisant

différentes technologies et qui représentent au total environ 1 100 000 canaux de lecture : les tubes à dérive, les chambres à pistes cathodiques et les chambres de déclenchement (voir figure 3.15).

Les tubes à dérive (MDT ou Monitored Drift Tubes) sont constitués de couches multiples de tubes d'aluminium de 30 mm de diamètre, contenant un fil de 50 μm et remplis avec un mélange gazeux Ar/CO_2 (93 % et 7 %). La résolution spatiale d'un plan est de 80 μm . Les chambres à pistes cathodiques (CSC ou Cathode Strip Chambers) sont composées de chambres proportionnelles multi-fils reliées à un système de lecture par la cathode et remplies d'un mélange gazeux $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ et sont utilisées pour couvrir une petite région à grand η . La résolution spatiale est de 60 μm . Le déclenchement de premier niveau est fourni par des chambres à plaques résistives (RPC ou Resistive Plate Chambers) utilisées dans le tonneau, et par des chambres à faible espacement (TGC ou Thin Gap Chambers) placées dans les bouchons. Les RPC sont formées de deux plaques résistives de Bakelite, séparées par un espace gazeux de 2 mm. Les premiers électrons créés sont démultipliés par avalanche à l'aide d'un champ électrique de 4,5 kV/mm. La disposition de ces plaques permet d'obtenir une résolution spatio-temporelle dans le plan ($\eta - \phi$) de 1 cm x 1 ns. Les TGC sont similaires à des chambres proportionnelles multi-fils.

3.4 Le système de déclenchement

Au LHC, vu le grand nombre d'interactions attendues et le faible nombre d'événements intéressant, il est important, voire indispensable d'avoir un filtre (soit un système de déclenchement) efficace, qui sélectionne ou rejette les événements et détermine s'il est utile de les stocker en fonction de l'importance des informations qu'ils contiennent. Le système de déclenchement doit avoir une grande efficacité de sélection pour les processus de physique intéressants. Il doit également permettre d'avoir un fort taux de réjection des événements de bruit de fond (sans que le temps de traitement de cette opération soit trop long), et ainsi réduire la quantité d'informations stockées en sortie à un niveau acceptable.

ATLAS utilise un système de déclenchement à trois niveaux, qui réduit progressivement le taux des événements après chaque étape de la sélection. Cela permet d'appliquer des algorithmes beaucoup plus compliqués à des stades plus avancés de la sélection. Le système de déclenchement de premier niveau (L1) est un système de déclenchement qui s'applique en temps réel avec de l'électronique dédiée. Le système de déclenchement de deuxième (L2) et troisième (EF ou Event Filter) niveaux s'appliquent de manière asynchrone avec des logiciels spécialisés. L'ensemble de ces deux derniers niveaux de déclenchement s'appelle le déclenchement de haut niveau ou HLT (High Level Trigger).

La figure 3.16 montre la structure du système de déclenchement et de la chaîne d'acquisition des données d'ATLAS. Le système de déclenchement doit permettre de réduire le taux de production des événements issus des collisions protons-protons de 1 GHz (qui correspond à un taux de croisement des paquets de particules de 40 MHz avec environ 20 collisions proton-proton pour chaque

croisement) à environ 100 kHz après L1, puis 2 kHz après L2 et enfin à environ 200 Hz après toute la chaîne de déclenchement, ce qui correspond à un taux de stockage des données maximal d'environ 300 MB/s.

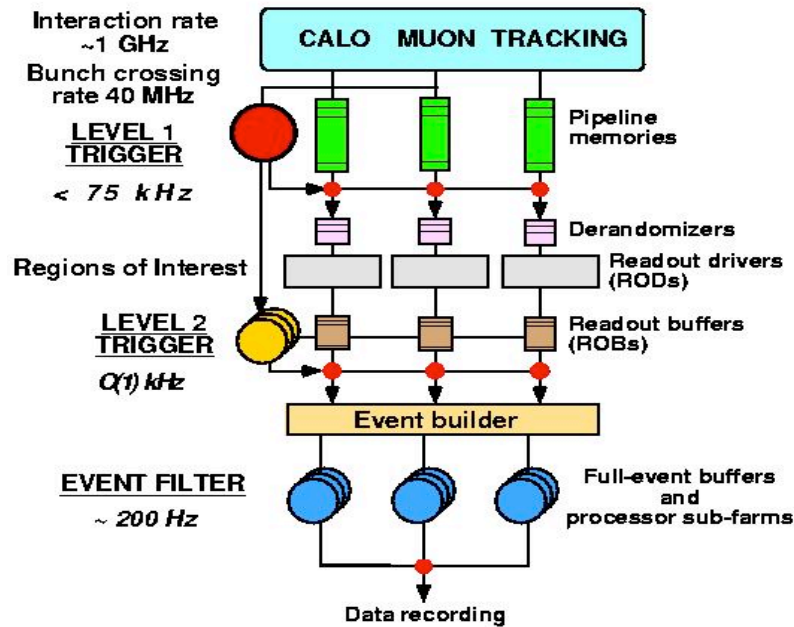


FIG. 3.16 – Structure du système de déclenchement et de la chaîne d'acquisition des données d'ATLAS.

3.4.1 Premier niveau de déclenchement (L1)

Le premier niveau de déclenchement est mis en oeuvre avec une électronique spécialisée, car il doit avoir un temps de réponse très bref pour minimiser le temps mort. Des processeurs montés en parallèle analysent les données des calorimètres et du système à muons de manière séparée, en utilisant une granularité de lecture moins fine et une chaîne de lecture différente de celle de lecture normale des données. Le temps de latence du système est inférieur à $2,5 \mu\text{s}$. Environ $2 \mu\text{s}$ sont nécessaires pour le transfert des informations depuis le détecteur et vers le détecteur et environ $0,5 \mu\text{s}$ sont nécessaires pour prendre la décision de L1. Les algorithmes identifient et comptent les objets électromagnétiques (électrons, photons), les objets hadroniques (tau, jets) et les muons. Ils permettent également de calculer l'énergie transverse totale E_T (mesurée). En combinant les informations du détecteur, on peut ensuite en déduire l'énergie transverse manquante (E_T^{miss}) pour tout l'événement. Après avoir appliqué plu-

seurs seuils possibles de déclenchement sur l'énergie transverse et des critères d'isolation dans certains cas, la décision L1 est prise et transmise au deuxième niveau de déclenchement. Pour améliorer le temps de prise de décision du HLT, le niveau 1 définit une ou plusieurs région(s) d'intérêt, correspondant à des objets de grande impulsion transverse pouvant être identifiés ultérieurement comme des électrons, photons, muons, taus ou jets. A la sortie du niveau 1, le taux d'événements est réduit à 75-100 kHz.

3.4.2 Deuxième niveau de sélection (L2)

Le second niveau de déclenchement utilise la plus fine granularité du détecteur à l'intérieur des régions d'intérêt. En plus des calorimètres et des chambres à muons, il utilise l'information du détecteur interne, ce qui permet de distinguer notamment les électrons des photons, et de mieux identifier et mesurer les muons. L'ajout de coupures supplémentaires plus sévères permet encore de réduire le taux d'événements à environ 2 kHz, avec un temps de réponse compris entre 1 et 10 ms.

3.4.3 Troisième niveau de sélection (EF)

Le troisième niveau de déclenchement traite avec les logiciels de reconstruction standard toute l'information du détecteur ATLAS avec la meilleure granularité possible, et les dernières informations mises à jour concernant l'étalonnage et l'alignement du détecteur. Cela permet une analyse encore plus fine de l'événement permet de réduire le taux d'événements acceptés à environ 200 Hz, ce qui correspond à un stockage des données d'environ 300 MB par seconde.

3.4.4 Acquisition des données

Le flux des données à travers le système d'acquisition s'effectue comme suit. Lorsque l'électronique de lecture sur le détecteur reçoit le signal d'acceptation d'un événement par le déclenchement L1, les données stockées sont transmises (via des mémoires tampon ou les "pipeline memories") vers des mémoires de triage ("derandomisers"). On adapte alors le flux de données à la bande passante des modules de lecture (RODs), pour les y stocker temporairement. Si requises par le deuxième niveau de déclenchement, les données sont ensuite transmises vers des modules de lecture tampon standardisés pour tous les détecteurs (ROBs ou Read Out Buffers) à partir desquels elles sont transmises. Enfin, si l'événement passe avec succès le deuxième niveau de déclenchement, il est complètement reconstruit, en incluant également les régions situées hors des régions d'intérêt. Et si l'événement est sélectionné par le dernier filtre (EF), il est finalement stocké pour l'analyse hors-ligne (offline).

4 Simulation du détecteur ATLAS

4.1 Présentation

La complexité du détecteur ATLAS et de la physique attendue au LHC exigent un programme de simulation du détecteur où sont modélisées avec une grande précision la physique sous-jacente et la réponse du détecteur. La simulation doit satisfaire à de nombreuses exigences, et doit par exemple tenir compte des effets d'empilement des événements, de l'impact du rayonnement, des interactions secondaires, du taux d'occupation du détecteur et des bruits de fond.

Rappelons, comme on l'a vu dans le chapitre 1, qu'au LHC deux paquets de protons se croisent toutes les 25 ns et à haute luminosité, on s'attend en moyenne à environ 23 collisions inélastiques par croisement de faisceau. Ces événements provenant principalement d'interactions de faible impulsion transverse sont appelés "événements de biais minimum". Ils vont se superposer aux processus durs de faible section efficace et provoquer ce qu'on appelle un empilement d'événements (ou pile-up). Le dépôt d'énergie des nombreuses particules contribue au bruit dans les calorimètres et à la multiplicité des traces de faible impulsion transverse dans le détecteur interne. Le temps de réponse des détecteurs contribue aussi à l'empilement. L'empilement d'événements impose de très fortes contraintes sur les détecteurs et en particulier sur l'électronique de lecture et de traitement du signal.

L'ensemble des logiciels de simulation doivent aussi être souples dans leur conception, afin de faciliter les changements, comme il sera par exemple nécessaire de le faire pour réaligner certains composants. La simulation doit à la fois contenir une description précise de la géométrie, mais elle doit aussi offrir des résultats aussi rapidement que possible en minimisant le temps de CPU utilisé. Il faudra donc souvent faire un compromis entre précision et vitesse, et veiller à ce que le mode de simulation choisie ait un impact minimal sur les analyses de physique.

La simulation complète des processus de physique pour l'expérience ATLAS s'articule en trois modules distincts, qui peuvent tourner séparément ou être mis bout à bout dans le cadre de l'espace de travail "Athena" [67]. Il s'agit de la simulation de la physique au point d'interaction (génération des événements), de la simulation des interactions dans le détecteur et enfin de la simulation de la réponse des différents éléments du détecteur. Les logiciels de simulation doivent donc permettre de modéliser un grand nombre de processus de physique différents, allant des effets de corrections de boucles quantiques (calcul NLO ou "Next-To-Leading-Order", voir chapitre 5) à des processus nucléaires de basse énergie dans le développement des gerbes hadroniques, et à la collection des charges électriques dans un semi-conducteur ou dans un espace rempli d'argon liquide.

4.1.1 Génération des événements

La première étape de la génération des événements est réalisée à l'aide de logiciels puissants et généralistes tels que Pythia [68] et Herwig (Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons) [69]. Ces logiciels simulent complètement les collisions proton-proton et produisent donc une liste complète des particules issues de la région d'interaction pour chaque événement.

Pour comprendre un peu mieux la manière dont sont simulées les collisions, il est commode de prendre comme exemple une collision de type $pp \rightarrow X$ et de distinguer les différentes phases d'une telle collision à travers la description de son processus dur. Les étapes qui s'enchaînent successivement sont ainsi :

- la définition des fonctions de structure des partons dans le proton, qui sont bien connues et modélisées grâce notamment aux mesures obtenues par HERA [70],
- le calcul rigoureux du processus dur en théorie des perturbations (QCD ou théorie électrofaible),
- la simulation des processus radiatifs (gluons et photons) dans l'état initial (ISR) et l'état final (FSR) en théorie des perturbations ou par des logiciels dédiés (par exemple Photos [71] [72] [73]),
- et la simulation des processus de fragmentation et hadronisation des partons dans l'état final, étape bien connue et modélisée à grand moment de transfert (mesures à LEP [74]) mais nettement moins bien connue à bas moment de transfert (événement sous-jacent à la collision dure).

Ces différentes phases sont décrites plus en détail dans le chapitre 5. Un générateur d'événements délivre ainsi une liste de particules qui reflète les aspects particuliers de la physique étudiée. Les paramètres d'entrée des générateurs sont généralement l'énergie des faisceaux, le processus dur spécifique choisi, les fonctions de structure choisies, ainsi qu'un grand nombre de paramètres régulant les composantes décrites ci-dessus (ISR, FSR et événement sous-jacent). En sortie de la génération, on obtient une liste d'événements qui va servir d'entrée pour la simulation. Chaque particule est paramétrée par son vertex initial et son quadri-vecteur impulsion. Chaque générateur est mis à jour régulièrement pour tenir compte des dernières avancées théoriques. Dans le cas de la phénoménologie du LHC, les calculs sont soumis en particulier aux incertitudes de la QCD, qui ont de multiples sources, comme décrit ci-dessus, et qui sont par conséquent importantes pour la majorité des processus considérés. Les générateurs d'événements pour ATLAS doivent aussi tenir compte de certains détails du faisceau, le plus important étant la taille longitudinale des paquets de protons qui est environ de 8 cm, ce qui correspond à une largeur de la distribution longitudinale du vertex d'interaction d'environ 5,6 cm.

4.1.2 Simulation des interactions dans le détecteur

Pour simuler la réponse du détecteur ATLAS aux particules générées par les interactions, on utilise l'outil GEANT4 [75]. La simulation nécessite une des-

cription précise de la géométrie des composants du détecteur, en incluant parfois les moindres détails des matériaux utilisés et du champ magnétique. A partir du point d'interaction, le quadri-vecteur de chaque particule est contrôlé tout au long du passage de la particule dans le détecteur, représenté par des volumes géométriques et des matériaux. La particule interagit avec ces matériaux suivant toute une gamme de processus physiques qui dépendent de son type, de son énergie, ainsi que du type et de l'épaisseur des matériaux traversés. Plus précisément, on peut distinguer les trois types de processus suivants :

- les processus électromagnétiques : ces processus sont bien connus et décrits précisément et les seules incertitudes qui subsistent sont à très haute énergie (i.e. environ supérieure à 300 GeV) en raison de l'absence de données expérimentales suffisantes à ces énergies. Les processus dominants comprennent la diffusion multiple, la perte d'énergie par ionisation (dE/dx), le rayonnement de transition et le rayonnement de freinage (ou Bremsstrahlung).

- les processus hadroniques : c'est la source principale des interactions hadroniques. Ceux-ci sont moins bien connus même à basse énergie, et ils sont beaucoup plus sensibles aux détails de la matière du détecteur (neutrons lents, nombreuses possibilités d'interactions nucléaires, ...).

- les processus d'accumulation de rayonnements ionisants et de production et d'interactions des flux de neutrons donnant lieu à des dégradations de performance du détecteur, et à l'activation de certains composants. Ces processus sont simulés avec des logiciels dédiés.

Les données représentant chaque particule issue d'une collision proton-proton sont donc lues par le logiciel de simulation, traitées par GEANT4 et les logiciels spécialisés de la simulation ATLAS. Les résultats de cette étape sont stockés comme des dépôts d'énergie dans les éléments sensibles (semi-conducteurs, gaz, scintillateur, argon liquide) avec la granularité adéquate définie par la géométrie et le schéma de fonctionnement de chaque type de capteur de ces signaux. Les données sont ensuite enregistrées en tant que points de mesure avant d'être stockées ou analysées par l'algorithme de numérisation.

4.1.3 Simulation de la réponse du détecteur

Cette étape, souvent appelée algorithme de numérisation, est la dernière de la simulation, pendant laquelle toutes les énergies collectées sont enregistrées, réunies et traitées afin de simuler la sortie électronique du détecteur. L'étape de numérisation inclut la simulation de certains effets spécifiques au détecteur, à l'électronique de réponse et aux bruits de fond. Ceci inclut par exemple, la dérive des électrons et des ions dans un gaz ou un semi-conducteur (effets de Lorentz $\vec{B} \times \vec{E}$), puis le partage et la propagation du signal jusqu'aux canaux de lecture sur le détecteur, puis la simulation de la mise en forme de l'électronique, et enfin la numérisation des signaux afin d'obtenir l'information bit par bit telle

qu'elle sort du détecteur avec les données réelles. La sortie de la numérisation est stockée dans un format qui est le même que celui des données réelles (RDO ou Raw Data Objects). Ces objets seront utilisés par la suite par les programmes de reconstruction, et pourront donc en général être traités de la même manière que les vraies données.

4.2 Simulation du TRT

4.2.1 Introduction

Cette partie présente le long travail effectué pour compléter la description du TRT présente dans la simulation depuis 2002. Celle-ci contenait une description approchée, qui s'avère insuffisante pour l'analyse des données. Il devenait donc nécessaire de se pencher sur cette question à l'approche du démarrage du LHC. De plus amples détails sur ce travail sont disponibles dans [76] et [77]. Et pour la suite de la discussion, il est utile de revoir la description du TRT (donnée dans la section 3.1.3).

La région active du tonneau du TRT était déjà décrite de manière détaillée mais de nombreux changements ont été effectués aux extrémités du tonneau ("end-ange" ou brides de fermeture). De même, les bouchons ont été assemblés pendant les dernières années, donc une grande partie de la simulation devait être mise à jour. Cela a entraîné d'importantes modifications de la quantité et de la composition des matériaux. Dans ce qui suit, on donne la description aussi précise que possible¹¹ de la géométrie, de la masse, des longueurs de radiation et des longueurs d'interaction nucléaire du tonneau et des bouchons du TRT qui ont été implémentées dans la simulation du détecteur. On fait également une comparaison entre les estimations des masses du tonneau et des bouchons obtenues à partir de la collecte des matériaux utilisés lors de la construction et les masses effectives mesurées après assemblage.

La quantité de matière présente dans le détecteur interne affecte de manière significative l'ensemble des performances de l'expérience ATLAS (voir le chapitre 4). Cette quantité de matière est beaucoup plus importante qu'elle ne l'a été dans les détecteurs généralistes de LEP et du Tevatron. A défaut d'avoir pu maintenir cette quantité de matière au niveau de ce qui a été réalisé précédemment, il est d'une importance cruciale pour une compréhension rapide des premières données, d'en connaître la répartition exacte aussi précisément que possible.

La figure 4.1 présente la quantité de matière dans le détecteur TRT d'ATLAS, en fonction de $|\eta|$, basée sur des estimations faites avant la phase de conception détaillée et de construction [78]. La quantité de matière de la région active du détecteur représente environ 10% de X_0 (ce terme désigne la longueur de radiation et sera expliqué dans la section 4.2.4) pour tout le domaine de variation de η . La faible contribution entre $\eta=0$ et $\eta=0,2$ est due aux joints de verre et aux supports centraux des fils. L'augmentation brutale d'environ 10

¹¹Comme mentionné au début de ce chapitre, il s'agit d'optimiser le compromis entre temps de calcul et précision.

% de X_0 autour de $\eta=0,7$ est due aux brides de fermeture et aux services du tonneau du TRT, tandis que l'augmentation additionnelle à grand rayon autour de $\eta=1,8$ provient de la fermeture extérieure et de l'accumulation de tous les services du TRT (tonneau et bouchons).

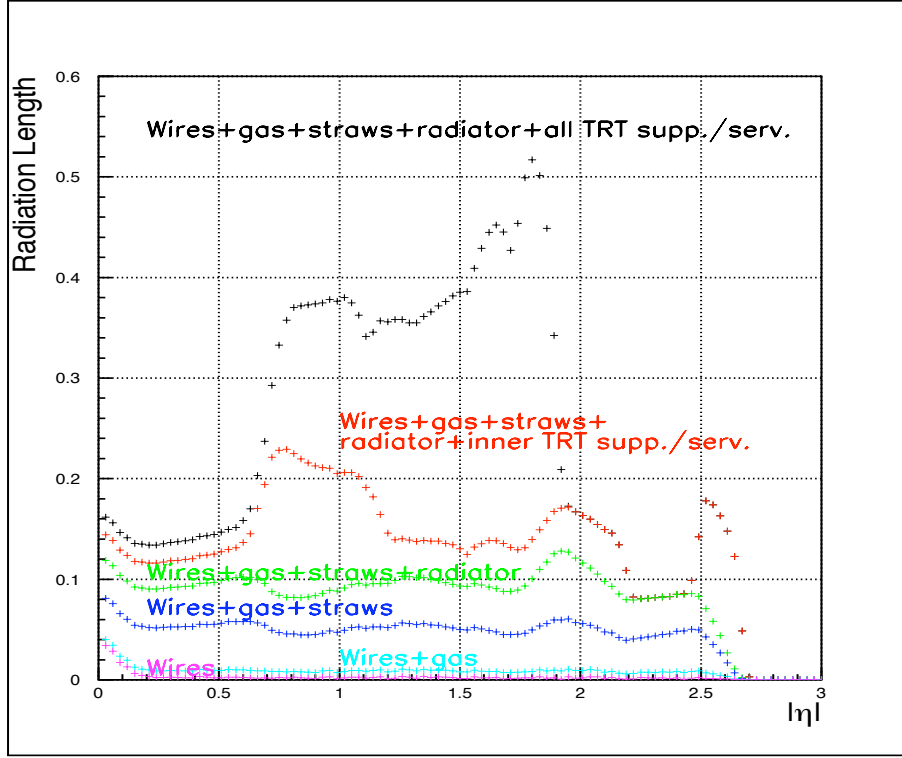


FIG. 4.1 – Quantités de matière en termes de longueur de radiation, en fonction de $|\eta|$ pour le détecteur TRT, basées sur des estimations données dans [78]. Les distributions sont cumulatives et incluent successivement les matériaux de la région active (fils ou "wires", gaz, pailles ou "straws", et radiateurs), les supports et les services internes (armatures des modules de tonneau, cylindres de support du tonneau, brides de fermeture, services du tonneau à l'intérieur du volume actif, et fermeture des bouchons du côté intérieur), et les supports et services externes (fermeture des bouchons du côté extérieur, services du tonneau et des bouchons positionnés le long des murs du cryostat).

Aux extrémités du tonneau, une grande partie des services (refroidissement, gaz actif, gaz de ventilation) et de l'électronique a été modifiée. La plupart des pièces en acier inoxydable ont été remplacées par des pièces en polyetherethercétone (PEEK)¹². Les circuits de protection, les cartes électroniques et les plaques

¹²Le PEEK est un polymère thermoplastique semi-cristallin stable à haute température de

de refroidissement ont été produits de manière définitive et de nombreux composants manquaient dans la description précédente. Le tonneau contient maintenant davantage de cuivre et de G10¹³.

La description réelle de tous les composants du détecteur est impossible, car elle serait trop détaillée, donc trop coûteuse en termes de temps de calcul. Une description approchée a donc été adoptée. La description précédente des matériaux des extrémités du tonneau était ainsi constituée d'une épaisseur équivalente de carbone avec une densité modifiée. Cette description approchée présentait deux inconvénients. Tout d'abord, l'épaisseur équivalente de carbone était calculée de manière à décrire au mieux la longueur de radiation X_0 , mais pas la longueur d'interaction nucléaire ou la masse. De plus, les valeurs étaient sous-estimées par manque d'informations (comme on le verra précisément par la suite, la valeur de X_0 pour la région des brides de fermeture du tonneau a augmenté inéluctablement avec le temps : 8 % en 1997, 13 % en 2002, et 18 % en 2008).

Dans les bouchons, de nombreux détails importants ont changé entre le début de la conception et la construction. Un cylindre interne structurel, nécessaire pour le refroidissement des pailles par circulation de gaz composé de 30% de cuivre et de 70% de G10, a été ajouté au rayon interne des bouchons (et représente un changement significatif de la quantité de matière présente aux plus faibles rayons du TRT). De plus, il n'y a maintenant plus que deux types de disques pour chaque bouchon du TRT (12 roues de type A et 8 roues de type B), donc il n'y a plus de roues de type C (dont l'emplacement anciennement prévue est encore visible sur la figure 4.2).

Il y a donc eu deux types de changement différents proposés pour la description du détecteur : géométrie (taille et définition de nouveaux volumes) et matériaux (contenu des volumes). L'ensemble de ces modifications a été ajouté dans la simulation en 2007.

4.2.2 Description de la géométrie

Commençons par situer l'emplacement du TRT au sein du détecteur interne. La figure 4.2 montre les enveloppes des différents sous-détecteurs du trajectomètre. Les enveloppes sont des volumes légèrement plus larges que les volumes contenant effectivement les composants du détecteur, et la fonction de ces enveloppes est de tenir compte des déformations mécaniques et des défauts de tolérance de fabrication. De plus, il est nécessaire d'avoir un jeu entre les enveloppes se déplaçant les unes par rapport aux autres (par exemple, l'enveloppe interne du cryostat pour le tonneau est située à $R = 1150$ mm).

Les figures 4.3 et 4.4 montrent une vue schématique en coupe des différents volumes du tonneau et des bouchons, délimités par leurs coordonnées selon l'axe z (le long de l'axe du faisceau) et selon les rayons intérieurs (R_{int}) et extérieurs

prix élevé. Il est utilisé par exemple pour renforcer des structures en fibre de carbone.

¹³Le G10 est un matériel synthétique fait de fibre de verre imprégnée de résine époxy sous pression. C'est un matériau très résistant aux rayonnements et très peu sensible aux conditions extérieures.

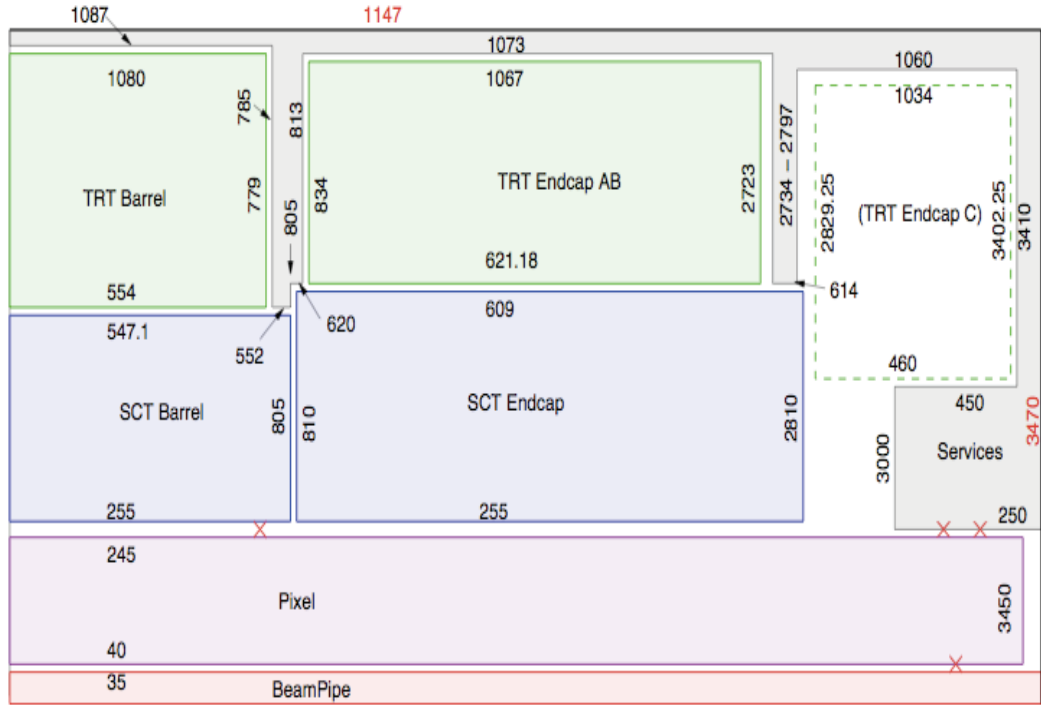


FIG. 4.2 – Vue schématique en coupe de la géométrie du détecteur interne. Les dimensions sont données en mm. Les trois sous-détecteurs du détecteur interne sont indiqués (Pixel, SCT et TRT) avec leurs tonneaux (Barrel) et leurs bouchons (Endcap). L'emplacement qui était initialement prévu pour les roues de type C du TRT est encore visible, mais ce volume est maintenant partiellement occupé par des services. La zone d'interaction est située dans le coin en bas à gauche de la figure et le faisceau circule le long de l'axe horizontal dans le volume du "BeamPipe". L'axe vertical correspond aux coordonnées suivant R mentionnées dans le texte.

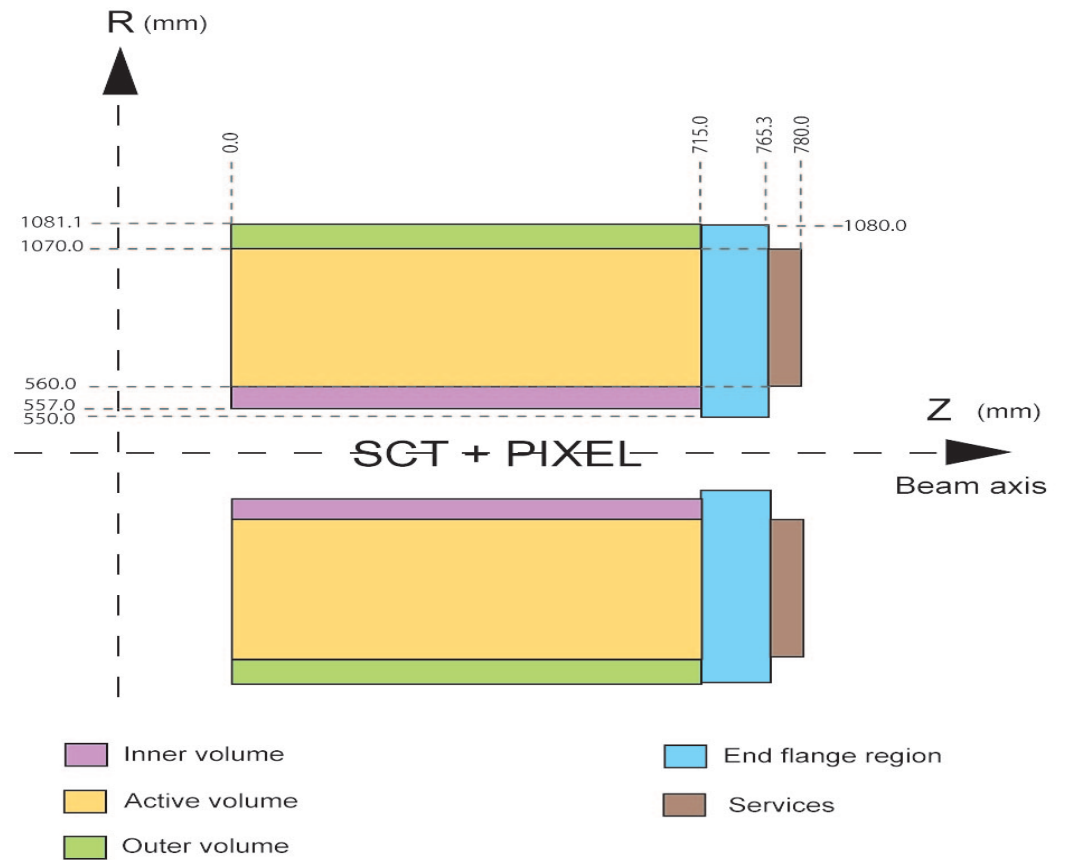


FIG. 4.3 – Vue schématique en coupe de la géométrie du tonneau du TRT. Le faisceau est dirigé suivant l'axe Z (beam axis) et le point d'interaction est situé à l'intersection des axes R et Z . Les différents volumes choisis pour décrire le tonneau sont indiqués : volume interne (Inner volume), volume actif (Active volume), volume externe (Outer volume), les services et la bride de fermeture (End flange region). Les tonneaux du SCT et du Pixel sont situés à des rayons R inférieurs à 550 mm et ne sont pas représentés. Le dessin n'est pas à l'échelle.

(R_{ext}). Les dimensions données proviennent du travail des ingénieurs et ont pour objectif de donner une fidèle description de la position du détecteur. Les dimensions sont données pour la moitié du tonneau et pour un bouchon, tandis que les volumes sont calculés pour les sous-éléments complets.

Concernant les bouchons, les espaces situés entre les membranes¹⁴ et les roues contiennent des petites plaques de G10 et des échangeurs de chaleur qui ont été modélisés dans les volumes adjacents par simplification. L'espace situé entre $R = 1067$ mm et $R = 1075$ mm est nécessaire pour pouvoir effectuer des ajustements ultérieurs sur la position de certains objets (il sera par exemple utile de pouvoir ajuster la position des roues après assemblage de celles-ci et de leur électronique, ou encore la position des tiroirs de câbles et des tuyaux alimentant l'assemblage des roues).

D'autre part, le volume des services a été volontairement simplifié par rapport à la réalité, pour avoir un espace suffisant entre les sous-volumes. Toutes les dimensions ont été déterminées avec une précision de ± 1 mm. Enfin, comme le positionnement des plans de pailles dans la région active des bouchons n'est pas parfait suite à la construction et à l'installation des pailles, il est nécessaire de garder un espace minimum entre les sous-systèmes (par exemple pour aligner des sous-détecteurs ou des modules par rapport aux autres, ou par rapport à l'axe des faisceaux), de façon à permettre un déplacement des volumes actifs de quelques mm ou mrad par rapport au nominal (l'alignement du TRT sera détaillé dans le chapitre 7).

Ainsi les dimensions réelles mesurées sur les détecteurs sont ensuite légèrement modifiées (pour tenir compte des contraintes citées ci-dessus) avant d'être mises dans la simulation (voir les tableaux 8 et 9).

Nom du volume	Zmin (mm)	Zmax (mm)	Rint (mm)	Rext (mm)	Volume(cm ³)
Volume interne	0,0 (0,0)	715,0 (712,75)	557,0 (557,0)	560,0 (559,05)	15054 (10246)
Volume actif	0,0 (0,0)	715,0 (712,75)	560,0 (560,0)	1070,0 (1070,0)	3734596 (3722844)
Volume externe	0,0 (0,0)	715,0 (712,75)	1070,0 (1077,65)	1081,1 (1080,0)	107267 (22707)
Bride de fermeture	715,0 (715,0)	765,3 (765,25)	550,0 (554,0)	1080,0 (1080,0)	273030 (271364)
Services	765,3 (765,25)	780,0 (778,0)	560,0 (560,0)	1070,0 (1070,0)	76781 (66595)

TAB. 8 – Dimensions des volumes du tonneau du TRT. Les valeurs entre parenthèses sont celles choisies pour la simulation.

¹⁴Les membranes sont des disques situés aux extrémités et au centre des bouchons, composés principalement de fibres de carbone (90 %). La fonction des membranes est de permettre l'acheminement du CO_2 du circuit de refroidissement dans les bouchons. Le CO_2 entre ainsi dans chaque roue depuis la région interne, circule tout au long des pailles et des radiateurs, puis le gaz est collecté et refroidi dans les échangeurs de chaleur.

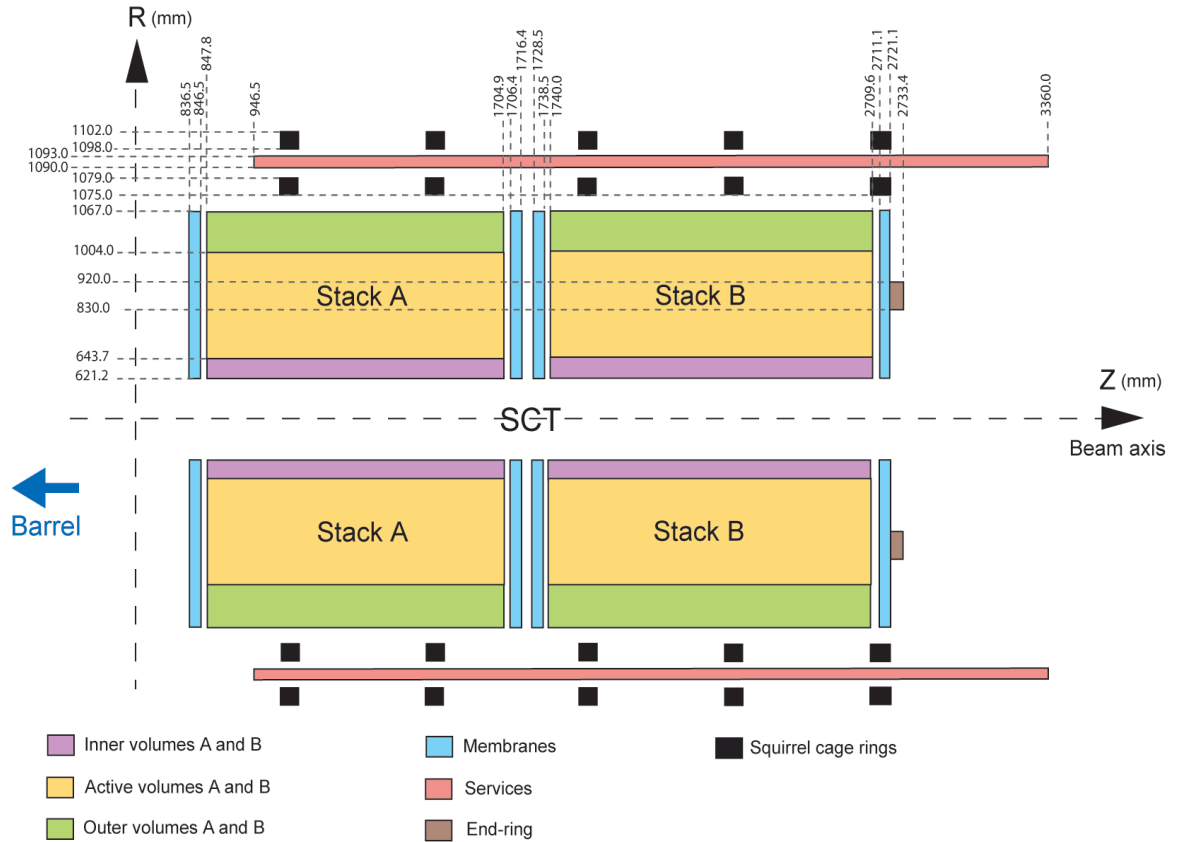


FIG. 4.4 – Vue schématique en coupe de la géométrie du bouchon côté A du TRT. Le faisceau est dirigé suivant l'axe Z (beam axis) et le point d'interaction est situé au centre du tonneau (indiqué par la flèche tournée vers la gauche "Barrel"). Les différents volumes choisis pour décrire le bouchon sont indiqués : volumes internes A et B (Inner volumes), volumes actifs A et B (Active volumes), volumes externes A et B (Outer volumes), les membranes, les services, l'anneau de fermeture (end-ring) et les anneaux de la cage de Faraday (Squirrel cage rings). Les bouchons du SCT et du Pixel sont situés à des rayons R inférieurs à 621,2 mm et ne sont pas représentés. Enfin, le regroupement des roues de type A et de type B est indiqué (Stack A, Stack B). Le dessin n'est pas à l'échelle.

Volume	Zmin (mm)	Zmax (mm)	Rint (mm)	Rext (mm)	Masse (kg)
Volume interne A	847,8 (849,8)	1704,9 (1699,58)	621,2 (621,18)	643,7 (643,7)	37,6
Volume interne B	1740,0 (1740,58)	2709,6 (2704,33)	621,2 (621,18)	643,7 (643,7)	33,5
Région active A	847,8 (849,8)	1704,9 (1699,58)	643,7 (643,7)	1004,0 (1004,0)	92,1
Région active B	1740,0 (1740,58)	2709,6 (2704,33)	643,7 (643,7)	1004,0 (1004,0)	104,0
Volume externe A	847,8 (849,8)	1704,9 (1699,58)	1004,0 (1004,0)	1067,0 (1067,0)	269,8
Volume externe B	1740,0 (1740,58)	2709,6 (2704,33)	1004,0 (1004,0)	1067,0 (1067,0)	276,3
Membrane 1	836,5	846,5	621,2	1067,0	12,1
Membrane 2	1706,4	1716,4	621,2	1067,0	12,1
Membrane 3	1728,5	1738,5	621,2	1067,0	12,1
Membrane 4	2711,1	2721,1	621,2	1067,0	12,1
Services	946,5 (946,5)	3360,0 (3360,0)	1090,0 (1090,0)	1093,0 (1093,0)	219,0
Anneau de fermeture	2721,1 (2721,1)	2733,4 (2733,4)	830,0 (830,0)	920,0 (920,0)	11,9
Anneaux internes de la cage de Faraday	952,1 (952,1)	2721,1 (2721,1)	1075,0 (1075,0)	1079,0 (1079,0)	17,9
Anneaux externes de la cage de Faraday	952,1 (952,1)	2721,1 (2721,1)	1098,0 (1098,0)	1102,0 (1102,0)	18,2

TAB. 9 – Dimensions des volumes du bouchon A du TRT. Les valeurs entre parenthèses sont celles choisies pour la simulation. Lorsque les valeurs entre parenthèse sont identiques aux nombres indiqués juste au-dessus, cela signifie que les valeurs mises dans la simulation sont exactement celles obtenues pour l’estimation et qu’il n’y a donc pas de jeu ou d’espace supplémentaire correspondant. Dans le cas des membranes, ces valeurs sont identiques.

4.2.3 Estimation des masses du tonneau et des bouchons du TRT

Tout d’abord, il est utile de rappeler qu’il est important de connaître les quantités de matière présentes dans le détecteur, notamment pour les analyses de physique. Ici, c’est le cas du TRT qui est illustré. Afin d’avoir une estimation précise (i.e. suffisante par rapport au compromis introduit au début de ce chapitre) de la masse du tonneau et des bouchons du TRT, une longue étude a été effectuée pour réunir toutes les informations concernant les matériaux (et leur composition) utilisés dans la construction du détecteur. Cela a nécessité de nombreuses discussions avec les techniciens et les ingénieurs qui ont construit le détecteur, et cela s’explique simplement par la complexité du détecteur et le grand nombre de modifications apportées au cours des dernières années de construction. Aussi souvent que possible, la mesure directe de la masse des composants a été utilisée¹⁵. Dans tous les autres cas, les masses ont été calculées

¹⁵Par mesure directe, on entend qu’il a été possible de peser la masse des composants seuls sur une balance, par exemple avant insertion ou montage de ceux-ci dans le détecteur. C’est

ou estimées, par exemple à partir des dessins techniques. Le résultat de cette collecte d'information est disponible dans le document [79]. Ce dernier contient des informations sur tout le TRT et présente successivement la masse détaillée de tous les composants. Les masses obtenues pour les différents volumes du tonneau et des bouchons sont donnés dans le tableau 10. Les services indiqués dans ce tableau vont du détecteur jusqu'au repère PPF1, qui désigne le panneau de connection des services vers le monde extérieur.

Volumes du tonneau	Masse (kg)	Volumes des bouchons	Masse (kg)
Volume interne	23,7	Volume interne A	37,6
Région active	361,8	Volume interne B	33,5
Volume externe	65,6	Volume actif A	92,1
Bride de fermeture	113,2 par côté	Volume actif B	104,0
Services (jusque PPF1)	12,7 par côté	Volume externe A	269,8
Masse totale sans services	677,5	Volume externe B	276,3
Masse totale avec services	702,9	Une membrane	12,1
		Services	219,0
		Bride de fermeture	11,9
		Cage de Faraday	36,1
		Masse totale sans services	909,5
		Masse totale avec services	1128,5

TAB. 10 – Masse des différents volumes du tonneau (à gauche) et des bouchons (à droite) du TRT.

Cela donne ainsi une masse de $702,9 \pm 11,6$ kg pour le tonneau avec tous ses services (la précédente description donnait 641 kg) et $1128,5 \pm 16,3$ kg par bouchon du TRT. Les incertitudes totales données sur ces masses n'incluent pas des omissions possibles. Pour obtenir ces valeurs, les incertitudes suivantes ont été assignées aux différents composants du détecteur : 1 % lorsque la masse a été mesurée directement (ce qui représente une incertitude de 5,3 kg pour le tonneau et de 8,4 kg pour un bouchon), 2 % lorsque la masse a été calculée en utilisant les volumes et les densités (soit une incertitude de 2,8 kg pour le tonneau et de 4,4 kg par bouchon), 5 % pour les estimations ou pour révéler l'incertitude sur la composition de certains composants électroniques actifs dans le tonneau (soit une incertitude de 1,4 kg pour le tonneau et de 2,9 kg par bouchon), et enfin 20 % pour les soudures, la colle ou les approximations (soit une incertitude de 2,1 kg pour le tonneau et de 0,6 kg par bouchon). L'incertitude totale a été évaluée en faisant la somme linéaire des erreurs individuelles. On peut donc espérer qu'elle représente une limite supérieure, si on fait l'hypothèse probablement optimiste qu'aucun composant n'a été oublié.

la meilleure estimation que l'on peut obtenir sur la masse de ces composants. La précision de ces mesures dépendait de la précision des balances, qui était donnée meilleure que 1%.

4.2.4 Longueurs de radiation et d interaction nucléaire

La longueur de radiation d'un matériau (en g/cm^2) est définie comme la distance au bout de laquelle l'énergie d'un électron le traversant est réduite d'un facteur $1/e$ (soit environ 37 %). Aux énergies qui nous intéressent, ces pertes d'énergie se produisent essentiellement par rayonnement de freinage (bremsstrahlung). Pour contenir l'essentiel des gerbes, un calorimètre électromagnétique doit être suffisamment épais en termes de longueurs de radiation. On y parvient en utilisant un matériau absorbant de forte densité, tel que le plomb, comme c'est le cas dans le calorimètre électromagnétique d'ATLAS. De même, il est important de minimiser la quantité de matière traversée par les particules avant d'entrer dans les calorimètres (le flux de particules secondaires produit dans la matière fausse la mesure dans les calorimètres). La longueur de radiation X_0 pour un matériau donné peut être obtenue de manière approchée à l'aide de la formule suivante :

$$X_0(g.cm^{-2}) = \frac{716,4(g.cm^{-2}).A}{Z(Z+1).ln(\frac{287}{\sqrt{Z}})} \quad (21)$$

où A et Z sont respectivement la masse atomique ($g.mol^{-1}$) et le numéro atomique du matériau absorbant [80].

Il est également utile pour la suite de rappeler la relation entre X_0 (cm) et la masse volumique ρ :

$$X_0(cm) = \frac{X_0(g.cm^{-2})}{\rho(g.cm^{-3})} \quad (22)$$

La longueur d'interaction nucléaire inélastique dans un milieu donné est la distance moyenne parcourue par un hadron (typiquement un pion chargé) entre deux interactions hadroniques consécutives (libre parcours moyen) inélastiques.

A partir du travail effectué précédemment (pour un milieu composite), il est possible de calculer la contribution des composants individuels dans le calcul de la longueur de radiation (X_{0i}) et de la longueur d'interaction nucléaire (λ_{0i}) à l'intérieur de chaque volume V, ce qui revient à l'exprimer pour la simulation dans la formulation suivante :

$$X_{0i}(\%) = \frac{M(g).T(cm)}{V(cm^3).X_{0i}(g/cm^2)} \quad et \quad \lambda_{0i}(\%) = \frac{M(g).T(cm)}{V(cm^3).\lambda_{0i}(g/cm^2)} \quad (23)$$

où M est la masse de la composante et T l'épaisseur de matière traversée à incidence normale. Ensuite, pour obtenir les longueurs de radiation (X_{0eq}) et d'interaction nucléaires équivalentes (λ_{0eq}) pour chaque volume, on calcule la somme de toutes les contributions individuelles à partir des relations suivantes :

$$X_{0eq}^{-1} = \sum w_i.X_{0i}^{-1} \quad et \quad \lambda_{0eq}^{-1} = \sum w_i.\lambda_{0i}^{-1} \quad (24)$$

où les w_i représentent les fractions massiques des différentes contributions. Les résultats ci-dessous illustrent les estimations obtenues des longueurs de radiation et d'interaction nucléaire pour le tonneau (tableau 11) et pour chaque bouchon (tableau 12). On note ρ_{moy} la densité moyenne du volume considéré et on indique également l'axe selon lequel les longueurs de radiation et d'interaction sont calculées. On ne donne pas de description globale pour les régions actives du TRT car les éléments (comme les pailles) sont décrits dans la simulation de manière plus détaillée (élément par élément).

Nom du Volume	Masse (kg)	ρ_{moy} (g/cm ³)	Volume (cm ³)	T (cm) (axe)	X_0 (g/cm ²)	X/ X_0 (%)	λ_0 (g/cm ²)	λ/λ_0 (%)
Volume interne	23,7	2,3131	10246	0,205 (R)	35,39	1,34	87,81	0,54
Volume externe	65,6	2,8889	22707	0,235 (R)	32,64	2,08	90,52	0,75
Bride de fermeture	226,4	0,8343	271364	5,025 (Z)	23,67	17,71	99,11	4,23
Services	25,4	0,3814	66595	1,275 (Z)	15,69	3,10	121,57	0,40

TAB. 11 – Masses, densités moyennes, volumes, épaisseurs de matériaux à incidence normale et longueurs de radiation et d'interaction nucléaire pour le tonneau.

Nom du Volume	Masse (kg)	ρ_{moy} (g/cm ³)	Volume (cm ³)	T (cm) (axe)	X_0 (g/cm ²)	X/ X_0 (%)	λ_0 (g/cm ²)	λ/λ_0 (%)
Volume interne A	37,6	0,496	75697	2,252 (R)	24,94	4,48	94,70	1,18
Volume interne B	33,5	0,391	85594	2,252 (R)	24,83	3,55	91,82	0,96
Volume externe A	269,8	0,778	346724	6,3 (R)	24,15	20,30	96,49	5,08
Volume externe B	276,3	0,705	392056	6,3 (R)	24,68	17,99	93,45	4,75
Une membrane	12,1	0,511	23643	1,0 (Z)	35,71	1,43	88,04	0,58
Services	219,0	4,461	49090	0,3 (R)	18,87	7,09	112,17	1,19
Bride de fermeture	11,9	2,700	4410	1,23 (Z)	24,01	10,01	106,40	2,26
Cage de Faraday	36,1	2,700	13385	0,8 (R)	24,01	0,91	106,40	0,21

TAB. 12 – Masses, densités moyennes, volumes, épaisseurs de matériaux à incidence normale et longueurs de radiation et d'interaction nucléaire pour chaque bouchon.

Les deux valeurs les plus intéressantes en termes de performance pour la reconstruction de traces sont les longueurs de radiation équivalentes obtenues pour les régions internes des bouchons à incidence normale. La nouvelle estimation donne ainsi 4,48 % pour les roues A et 3,55 % pour les roues B, contre 2,89 % et 2,19 % précédemment. Pour le tonneau, c'est la région du end- ange qui montre la plus grande augmentation du nombre de longueur de radiation, avec 17,71 % contre 13,26 % (en 2002) [81] et 8 % estimé dans le TDR du détecteur interne en 1997 [78].

4.2.5 Modélisation des volumes dans la simulation

A partir de la liste détaillée de tous les composants du détecteur, il est possible de calculer de manière exacte X_0 , λ_0 et les masses. Cependant, pour les régions inactives ou loin du point d'interaction (comme par exemple les services longeant le cryostat tonneau), il n'est pas nécessaire de décrire tous les éléments un par un. On peut en effet simplifier la description en utilisant jusqu'à trois matériaux différents, dont la combinaison permet d'obtenir la masse et les longueurs de radiation et d'interaction nucléaire au degré de précision désiré (d'où parfois des différences observables entre les dimensions de la simulation et les dimensions réelles). Les valeurs des densités des matériaux choisies proviennent du livret PDG [82]. Pour tenir compte du grand nombre de matériaux présents dans un certain volume, il a parfois été nécessaire d'utiliser un matériau qui n'est pas réellement présent dans le détecteur (comme par exemple l'hélium, le béryllium ou l'eau). Les matériaux choisis, ainsi que les fractions massiques sont donnés dans les tableaux 13 et 14. On donne également la densité modifiée utilisée pour remplir les volumes de manière appropriée. Certaines régions (comme l'anneau de fermeture ou end-ring) ne sont composées que d'un matériau unique. En comparant les tableaux 11 et 13 pour le tonneau d'une part, et les tableaux 12 et 14 pour les bouchons d'autre part, le lecteur peut ainsi voir l'accord entre la modélisation et les estimations pour les trois grandeurs physiques importantes (M , X_0 et λ_0).

Nom du Volume	Fractions massiques en % (densités modifiées en g/cm ³)					ρ_{moy} (g/cm ³)	X_0 (g/cm ²)	λ_0 (g/cm ²)
	Cu	Alu	C	G10	H ₂ O			
Volume interne	6,97 (8,556)		68,57 (2,163)		24,46 (0,955)	2,3131	35,39	87,81
Volume externe	13,12 (8,302)		84,84 (2,099)		2,04 (0,927)	2,8887	32,64	90,52
Bride de fermeture	22,97 (2,162)	9,06 (0,651)		67,97 (0,410)		0,8343	23,67	99,11
Services	62,43 (0,520)	33,62 (0,157)		3,95 (0,099)		0,3814	15,69	121,57

TAB. 13 – Fractions massiques et densités modifiées des matériaux utilisés pour définir les volumes du tonneau du TRT, avec les longueurs de radiation et d'interaction nucléaire obtenues avec le mélange.

Une fois la description définie, les informations sont introduites dans la simulation. A l'aide de GEANT4, on peut ensuite visualiser les volumes modélisés (exemple en figure 4.5). Le logiciel fournit également la masse des différents éléments, d'où l'on déduit la masse totale du détecteur. Cela a permis d'ajuster les valeurs de la simulation car les premières comparaisons ont révélé quelques différences significatives. Suite à plusieurs iterations, la simulation est à présent stable. Elle indique des masses de 700 kg pour le tonneau et de 1131 kg

Nom du Volume	Fractions massiques en % (densité modifiée en g/cm ³)							ρ_{moy} (g/cm ³)	X0 (g/cm ²)	λ_0 (g/cm ²)
	Fe	Ge	Alu	Be	Li	He	C			
Volume interne A	34,22 (0,957)		20,05 (0,328)	45,73 (0,225)				0,496	24,94	94,70
Volume interne B		22,76 (0,858)	43,50 (0,435)			33,74 (0,020)		0,391	24,83	91,82
Volume externe A	34,22 (1,485)		25,08 (0,510)	40,70 (0,349)				0,778	24,15	96,49
Volume externe B		20,12 (1,520)	50,34 (0,771)			29,54 (0,036)		0,705	24,68	93,45
Membranes		0,30 (1,599)	53,14 (0,811)		46,56 (0,160)			0,511	35,71	88,04
Service	47,34 (6,921)		35,47 (2,374)				17,19 (1,992)	4,461	18,87	112,18
Anneau de fermeture			100 (2,700)					2,700	24,01	106,40
Cage de Faraday			100 (2,700)					2,700	24,01	106,40

TAB. 14 – Fractions massiques et densités modifiées des matériaux utilisés pour définir les volumes des bouchons du TRT, avec les longueurs de radiation m_0 et d'interaction nucléaire obtenues avec le mélange.

pour chaque bouchon, à comparer aux valeurs correspondantes de 702,9 kg et 1128, 5 kg provenant des estimations détaillées. L'accord est donc tout à fait satisfaisant.

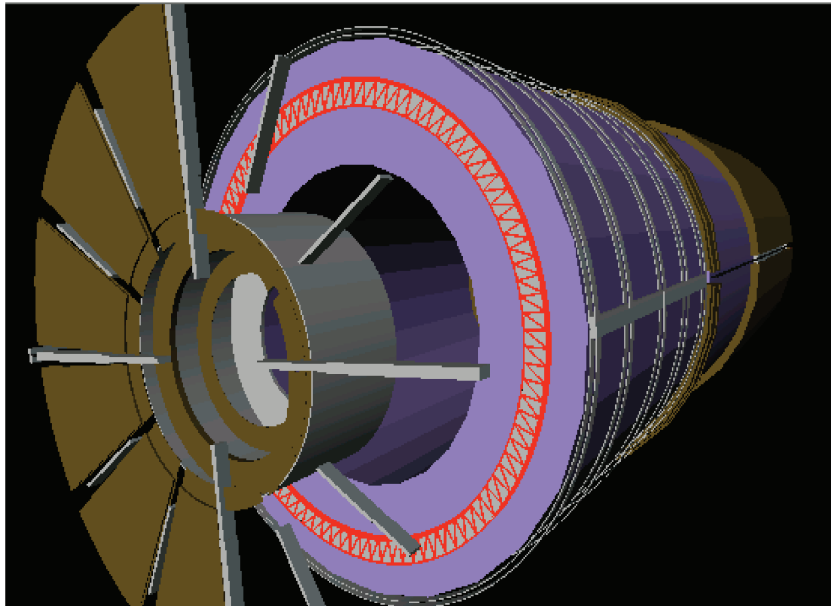


FIG. 4.5 – Visualisation en trois dimensions d'un bouchon du TRT à partir de GEANT4.

Dès lors que les données sont dans la simulation, on peut simuler des particules virtuelles appelées géantinos (ces particules sont uniquement utilisées pour la simulation et n'interagissent pas avec la matière), qui traversent le détecteur pour déterminer précisément la quantité de matière traversée en fonction de la direction des géantinos, et ainsi tracer les distributions des longueurs de radiation et d'interaction nucléaire inélastique. On donne par exemple en figure 4.6 la longueur de radiation en fonction de η pour le bouchon A du TRT. On peut ainsi remarquer un pic à environ 45 % X0 pour $\eta = 1.6$, ce qui illustre la grande quantité de matière présente dans les bouchons du TRT. La prochaine étape consistera à ajuster la quantité de matière dans la simulation en utilisant les vraies données. La figure 4.7 montre ensuite les longueurs de radiation et d'interaction nucléaires que l'on obtient à la sortie du détecteur interne.

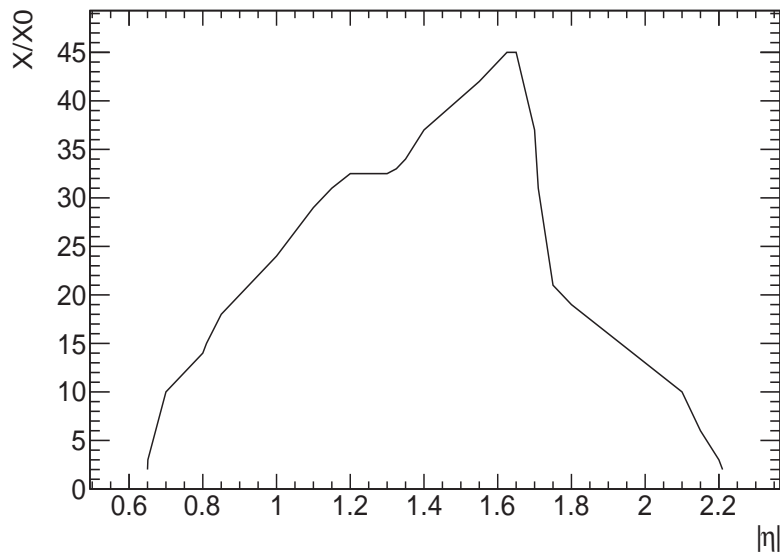


FIG. 4.6 – Longueur de radiation (en %) en fonction de η pour le bouchon A du TRT.

4.2.6 Comparaison entre simulation et mesures des masses

La masse totale du tonneau a été mesurée plusieurs fois. Les comparaisons entre les mesures et les estimations ont été faites dans la configuration où une partie des services et le fluide du circuit de refroidissement n'étaient pas installés. Deux mesures ont été effectuées à l'aide de quatre capteurs de pesage (jauge de pression) placés en-dessous des quatre coins du détecteur. Chaque mesure a été répétée trois fois. La précision sur l'étalonnage initial des capteurs est de \pm

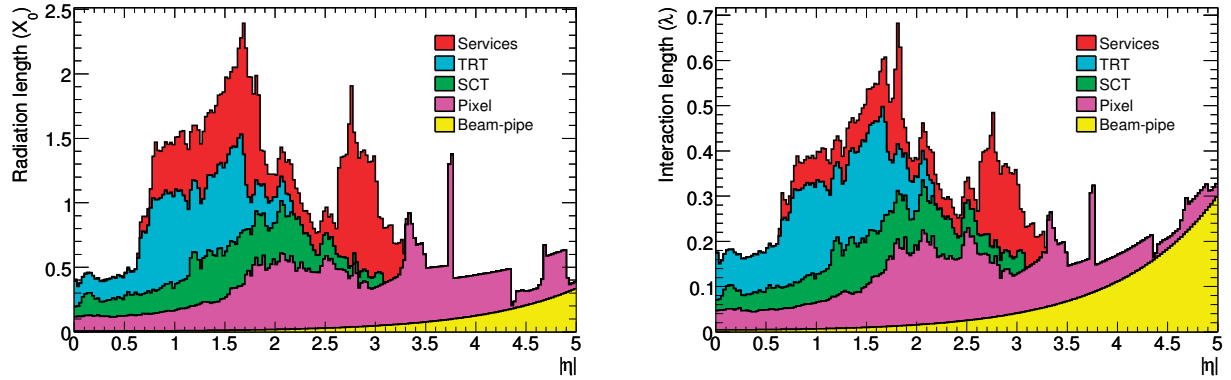


FIG. 4.7 – Longueurs de radiation et d’interaction nucléaires du détecteur interne, présentées de manière cumulative en allant du rayon le plus petit (chambre à vide) au plus grand (services longeant les cryostats).

10 kg sur une mesure individuelle, soit ± 20 kg pour le total (si on utilise la somme quadratique des erreurs individuelles). Les deux mesures ainsi obtenues donnent 707 ± 20 kg et 708 ± 20 kg. L’incertitude sur ces deux mesures est relativement grande pour deux raisons. Tout d’abord, une partie des services qui se situent au-delà de la région de PPB1 (Patch Panel Boards 1) a aussi été pesée en même temps que le reste du tonneau ; il a donc fallu retirer une partie de cette masse difficile à évaluer dans le résultat final. La seconde est due aux limites de l’étalonnage des capteurs utilisés. La valeur correspondante obtenue à partir de l’estimation peut être calculée en enlevant à la masse totale sans services (donnée dans le tableau 10 avec une incertitude de 1 kg) une partie du circuit de refroidissement (12 ± 1 kg), ce qui donne finalement 666 ± 12 kg. Cette valeur est plus faible que les mesures et leur différence est de (41 ± 23) kg.

Ce résultat n’étant pas totalement satisfaisant, d’autres mesures ont été effectuées ultérieurement, mais cette fois-ci sur le tonneau du TRT avec le tonneau du SCT inséré dedans. Trois mesures ont été obtenues : 886 ± 20 kg, 888 ± 20 kg et 875 ± 20 kg. A ces valeurs, il faut soustraire la masse du tonneau du SCT (201 ± 20 kg), et on obtient ainsi une nouvelle mesure (en utilisant la moyenne des trois mesures obtenues) de la masse du tonneau du TRT de 682 ± 28 kg, qui est en meilleur accord avec la mesure (ce qui correspond à une différence de 2-3 % avec l’estimation).

Ensuite, c’est la description des matériaux obtenue à partir de l’estimation (que l’on espère plus précise que les mesures ci-dessus) qui a été choisie pour la simulation. La prochaine étape consistera à ajuster cette description à l’aide de l’analyse des premières données de physique du LHC.

Cette approche est partiellement justifiée par les résultats obtenus avec de

meilleurs capteurs pour les bouchons. La masse totale de chaque bouchon a été mesurée à l'aide de trois capteurs, avec une bonne précision ($\pm 1\%$ par capteur). On a ainsi obtenu 1118 ± 12 kg (bouchon A) et 1120 ± 12 kg (bouchon C). L'estimation de 1129 ± 16 kg est directement donnée dans le tableau 10. On remarque donc que les mesures sont remarquablement en accord avec l'estimation (1% de différence). On peut ainsi espérer que la description des bouchons soit réaliste, avec une précision de l'ordre du pourcent.

4.2.7 Conclusions

Deux points sont à retenir de cette étude :

- Il est très difficile d'estimer précisément la masse d'un détecteur très complexe avant de l'avoir construit. Même à posteriori il semble impossible de trouver une méthode plus fiable qui aurait permis de faire une estimation plus correcte en 1997.

- La quantité de matière dans le détecteur interne est un élément critique pour la performance. Comme le montre la figure 4.7, les particules traversent de 0,5 à 2,3 X/X_0 et de 0,2 à 0,65 λ avant d'atteindre le calorimètre. L'impact sur la performance est non seulement important pour les électrons et les photons, comme le montrent les figures 4.8 et 4.9, mais aussi pour les hadrons chargés, comme cela sera décrit plus en détail dans le chapitre 4.

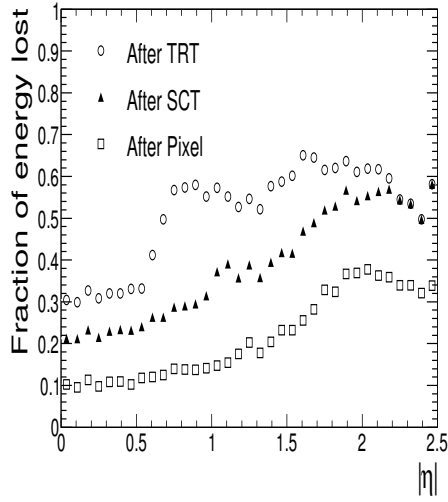


FIG. 4.8 – Fraction d'énergie perdue en moyenne par des électrons de $p_T = 25$ GeV, en fonction de $|\eta|$, lorsqu'ils quittent le Pixel (carrés vides), le SCT (triangles pleins) et le TRT (ronds vides). La fraction d'énergie perdue n'est pas fortement dépendante de l'énergie de l'électron. Pour $|\eta| > 2,2$, il n'y a plus de matière pour le TRT, c'est pourquoi les courbes du SCT et du TRT se rejoignent.

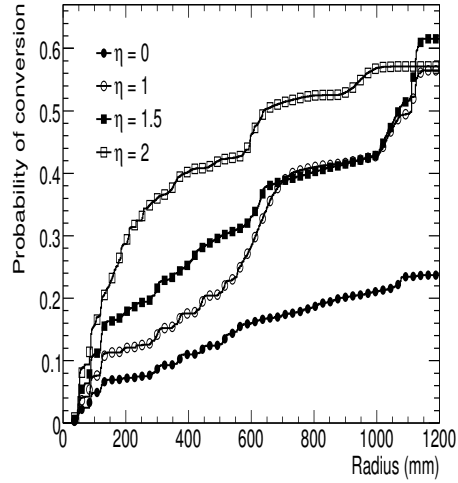


FIG. 4.9 – Probabilité pour un photon ayant une impulsion transverse supérieure à 1 GeV dans les événements de biais minimum d'avoir été converti, en fonction du rayon et pour différentes valeurs de $|\eta|$. La probabilité n'est pas fortement dépendante de l'énergie du photon.

5 Performances du détecteur et reconstruction des électrons

5.1 Introduction

L'objectif de cette partie est de présenter un aperçu des performances du détecteur ATLAS, ainsi que les principes de la reconstruction des objets principaux utilisés pour la physique. La discussion est plus particulièrement focalisée sur les électrons et les photons et les résultats sont donnés pour la luminosité initiale attendue au LHC. Comme la luminosité devrait passer de $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en quelques années, la plupart des performances présentées ici vont correspondre à des événements simulés sans empilement d'interaction proton-proton et sans le bruit de fond de neutrons à l'intérieur de la caverne.

Pour obtenir les performances du détecteur global, on utilise des événements générés par Monte Carlo, que l'on fait passer dans la simulation complète du détecteur, puis dans la reconstruction avant d'arriver à la fin de toute la chaîne d'analyse. Plusieurs dizaines de millions d'événements décrivant l'ensemble des processus de physique ont été utilisés, ainsi que la réponse du détecteur obtenue avec GEANT4. Les résultats tiennent compte des dernières modifications effectuées sur le détecteur pendant ces dernières années. Cela inclut des déplacements et une augmentation de matière dans le détecteur interne et les calorimètres.

La connaissance des composants du détecteur s'est considérablement améliorée au cours des dernières années, et ce en particulier grâce à de nombreuses mesures effectuées dans les halls d'expérimentations H6 et H8 du CERN disposants de faisceaux de tests. En 2004, une tranche complète du détecteur a été assemblée et testée. Les figures 5.1 et 5.2 montrent respectivement une vue d'artiste et une photo de ce dispositif dans les halls expérimentaux. Ce travail a permis d'améliorer la description du détecteur, de préparer et valider les algorithmes d'étalonnage et d'alignement, d'améliorer les algorithmes de reconstruction, et finalement de fournir pour la première fois un jeu complet de constantes d'étalonnage et d'alignement pour les sous-détecteurs (i.e alignement du détecteur interne, identification des électrons par le TRT, et mesure précise de l'énergie par le calorimètre électromagnétique).

5.2 Reconstruction et identifications des particules chargées dans le détecteur interne

Les traces des particules chargées ayant une impulsion transverse $p_T > 0,5$ GeV et $|\eta| < 2,5$ sont reconstruites et mesurées dans le détecteur interne soumis au champ du solénoïde. Cependant, l'efficacité pour les particules de faible impulsion est limitée à cause de la grande quantité de matière présente dans le détecteur interne. On décrit dans les paragraphes suivants les performances attendues du détecteur interne, en termes d'alignement, de reconstruction de traces, de reconstruction de vertex et d'identification de particules.

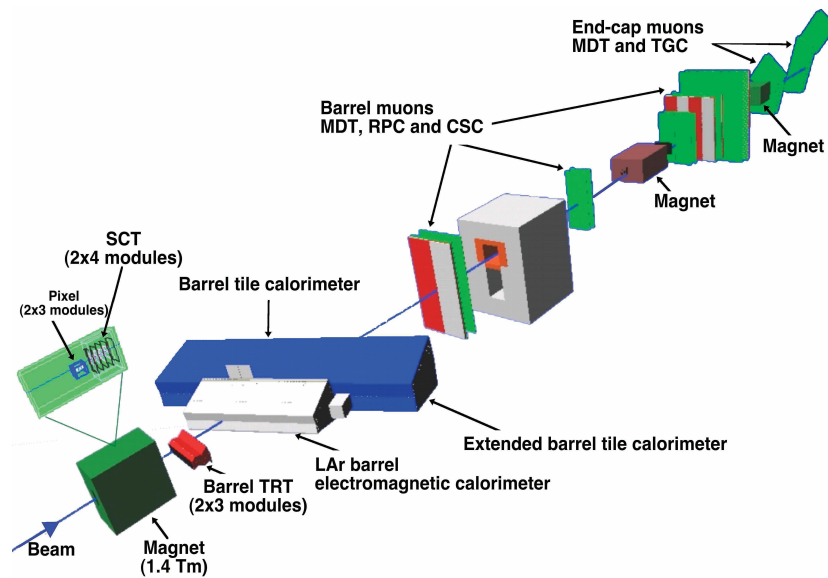


FIG. 5.1 – Vue d’artiste du dispositif des tests en faisceaux combinés d’ATLAS (CTB).

5.2.1 Reconstruction des traces

Le logiciel de reconstruction des traces tient compte des exigences de la reconstruction pour le détecteur interne et le spectromètre à muons. Cela comprend un modèle commun pour représenter les données d’un événement ainsi que la description du détecteur, afin de pouvoir utiliser les outils de la reconstruction. Ce modèle doit réaliser l’extrapolation de traces, l’ajustement des traces en tenant compte des corrections dues aux matériaux, ainsi que la détermination des vertex. La description du détecteur doit à la fois contenir les éléments actifs ainsi que les matériaux passifs, permettant d’évaluer les corrections dues aux matériaux à apporter. La série d’outils utilisés pour l’ajustement des traces repose principalement sur l’utilisation des techniques du χ^2 global et du filtre de Kalman. La reconstruction des traces dans le détecteur interne se décompose en trois étapes :

1) Dans la première étape, les données brutes directement issues du Pixel et du SCT sont converties en amas (clusters) et les informations relatives à la synchronisation (timing) du TRT sont traduites en cercles centrés sur l’axe des pailles et passant par les points de mesure. Les amas du SCT sont transformés en points de l’espace.

2) Pour la recherche des traces, différentes stratégies ont été considérées. La procédure par défaut exploite la grande granularité du Pixel et du SCT pour

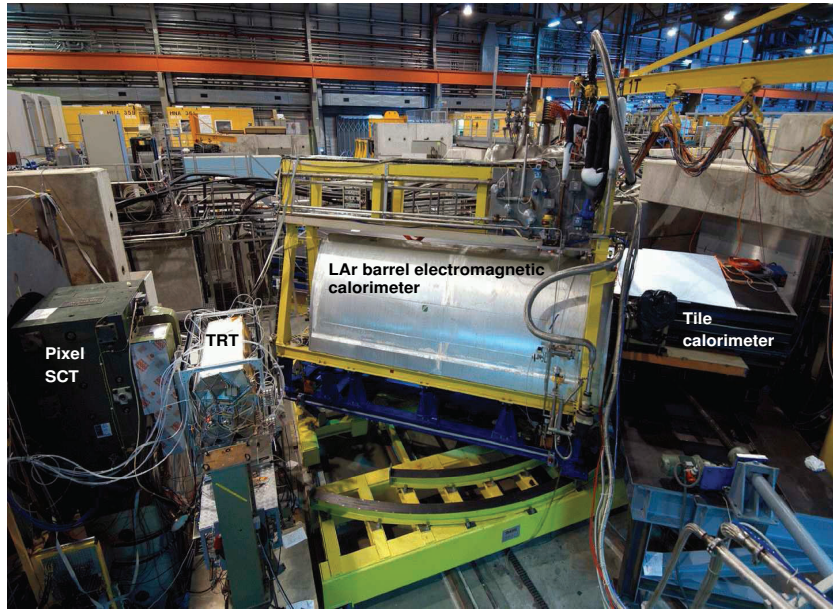


FIG. 5.2 – Photo du dispositif des faisceaux tests représentant le détecteur interne et les calorimètres. Le faisceau de particules vient de la gauche, traverse les aimants et frappe ensuite les calorimètres à droite de l'image. On distingue les trois sous-détecteurs du détecteur interne, ainsi que les deux calorimètres. Pour compléter la description du détecteur, il ne manque que les chambres à muons qui se situent au-delà et à droite du calorimètre à tuiles (non visibles sur la photo).

trouver les traces à proximité de la région d'interaction. Tout d'abord, des éléments de traces sont formés à partir de la combinaison des points de l'espace provenant des trois couches du Pixel, et de la première couche du SCT. Les autres points de mesure du SCT sont ensuite ajoutés à ces éléments de trace pour définir des traces candidates. Ensuite, un ajustement est réalisé sur ces traces candidates, les amas trop éloignés sont enlevés, les ambiguïtés dans l'association traces-amas sont résolues, et les fausses traces sont rejetées. On y parvient en appliquant des coupures de qualité sur le nombre d'amas associés. Les informations du TRT sont ensuite associées aux traces sélectionnées. Enfin, les traces obtenues sont ajustées en utilisant toute l'information des trois sous-détecteurs et la qualité de l'ajustement est déterminée en comparant les traces obtenues avec les traces candidates basées sur l'information du SCT seulement. Les informations relatives aux points de mesure des traces qui sont trop éloignés des résultats de l'ajustement ne participent pas à l'ajustement, mais sont conservées avec le reste des informations de la trace. Il existe en outre, une stratégie complémentaire (appelée back-tracking), qui se sert des segments de traces inutilisés du TRT. Ces segments sont étendus au Pixel et au SCT pour améliorer l'efficacité de reconstruction des traces secondaires issues des conversions ou de particules à longue durée de vie.

3) La troisième étape consiste à utiliser des algorithmes dédiés à la reconstruction des vertex primaires, suivi par d'autres algorithmes se concentrant sur la reconstruction des conversions de photons et des vertex secondaires de désintégration et d'interaction.

5.2.2 Performances de la reconstruction des traces

Pour tester les performances de la reconstruction des traces, une configuration particulière a été utilisée. Seules les particules ayant un $p_T > 1$ GeV et $|\eta| < 2,5$ ont été considérées. Les coupures de qualité standard sont définies par des traces ayant au moins sept points de mesure (dans le Pixel et le SCT), ainsi que des paramètres d'impact transverse et longitudinal au périhélie satisfaisant respectivement $|d_0| < 2$ mm et $|z_0 - z_v| \times \sin(\theta) < 10$ mm, où z_v est la position du vertex primaire le long du faisceau et θ l'angle polaire de la trace. Pour l'étiquetage du b, des critères de sélection plus stricts sont définis par au moins deux points de mesure dans le Pixel, un dans la couche entourant le vertex, ainsi que $|d_0| < 1$ mm et $|z_0 - z_v| \times \sin(\theta) < 1,5$ mm. Une trace reconstruite correspond à une particule Monte-Carlo si au moins 80 % de ces points de mesure ont été créés par cette particule. L'efficacité est définie par la fraction de particules qui ont été associées avec succès aux traces reconstruites satisfaisant les critères de qualité. Le taux de mauvaises reconstructions (fake rate) est défini par la fraction de traces reconstruites passant les coupures mais qui ne correspond à aucune particule.

La résolution sur un paramètre X d'une trace peut s'exprimer en fonction de son p_T par :

$$\sigma_X = \sigma_X(\) \left(1 \oplus \frac{p_X}{p_T}\right) \quad (25)$$

où $\sigma_X(\)$ est la résolution asymptotique attendue à impulsion infinie et p_X une constante représentant la valeur du p_T pour laquelle les termes intrinsèques et de diffusion multiple dans l'équation sont égaux pour le paramètre X considéré. Cette expression est valable à grand p_T (où la résolution est dominée par la résolution intrinsèque du détecteur) et à faible p_T (où la résolution est dominée par la diffusion multiple). Les figures 5.3, 5.4 et 5.5 montrent la résolution sur l'impulsion des muons, ainsi que les résolutions transverse et longitudinale du paramètre d'impact pour des pions, sans contrainte sur le faisceau et en faisant l'hypothèse que les effets du désalignement sont négligeables.

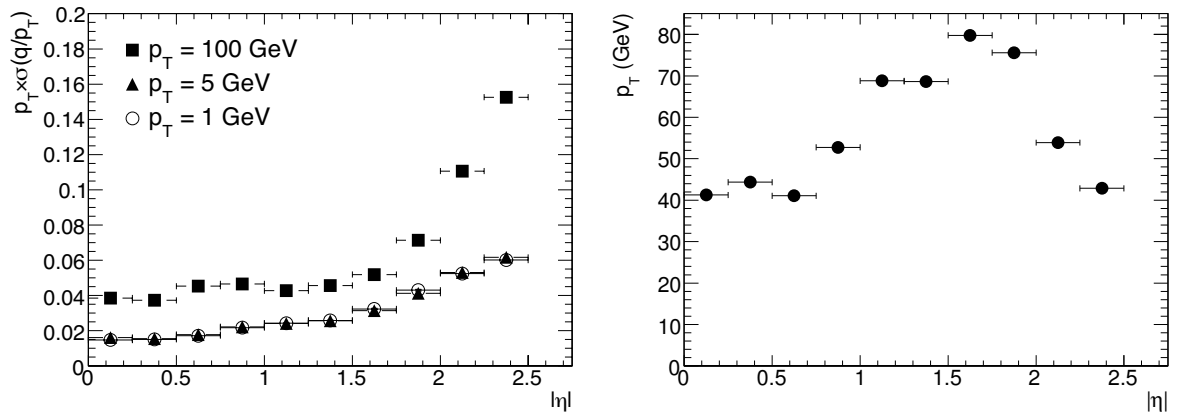


FIG. 5.3 – Résolution relative sur l'impulsion transverse (à gauche) en fonction de $|\eta|$ des muons pour un p_T de 1 GeV (cercles ouverts), 5 GeV (triangles pleins) et 100 GeV (carrés pleins) ; et valeur de l'impulsion transverse, pour laquelle la contribution de la diffusion multiple est égale à la résolution intrinsèque, en fonction de $|\eta|$ (à droite).

Le tableau 15 montre les valeurs de $\sigma_X(\)$ et p_X pour les cinq paramètres qui permettent de définir une trace, et pour deux régions de η correspondant au tonneau et aux bouchons. Les mesures du TRT sont incluses dans la procédure d'ajustement pour les traces ayant $|\eta| < 2,0$ (valeur au-delà de laquelle il n'y a plus de mesures du TRT). Les résolutions sur le paramètre d'impact ne sont citées que pour des traces ayant au moins un point de mesure dans la première couche environnante du vertex.

La figure 5.6 montre l'efficacité de reconstruction pour des muons, des pions et des électrons ayant une énergie transverse de 5 GeV, alors que la figure 5.7 donne les efficacités de reconstruction pour des pions ayant une impulsion transverse allant de 1 à 100 GeV. La perte d'efficacité pour les pions et les électrons réside bien la quantité de matière présente dans le détecteur interne en fonction de $|\eta|$. En plus de la diffusion multiple, les pions sont affectés par les interactions hadroniques dues aux matériaux du détecteur interne, alors que les électrons sont

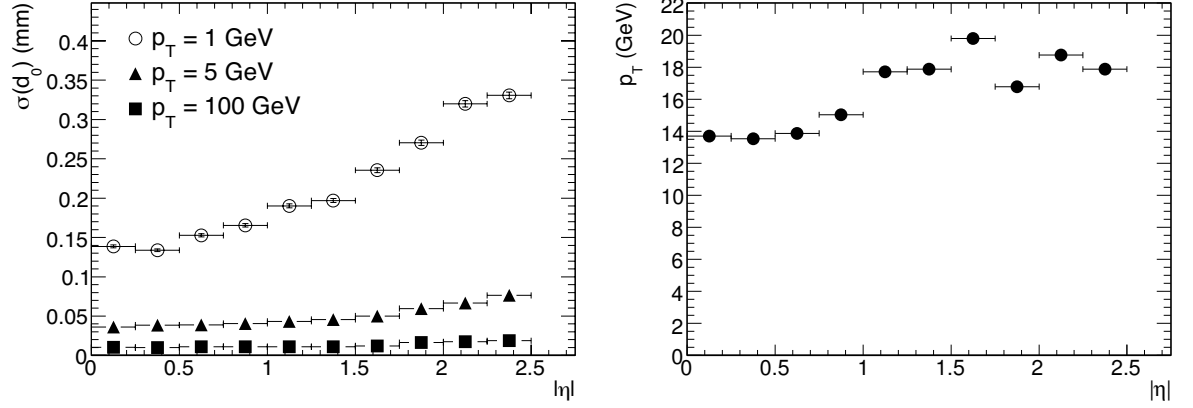


FIG. 5.4 – Résolution (à gauche) sur le paramètre d’impact transverse, d_0 , en fonction de $|\eta|$ pour des pions de $p_T = 1$ GeV (cercles ouverts), 5 GeV (triangles pleins) et 100 GeV (carrés pleins); et impulsion transverse, pour laquelle la contribution de la diffusion multiple est égale à la résolution intrinsèque, en fonction de $|\eta|$ (à droite).

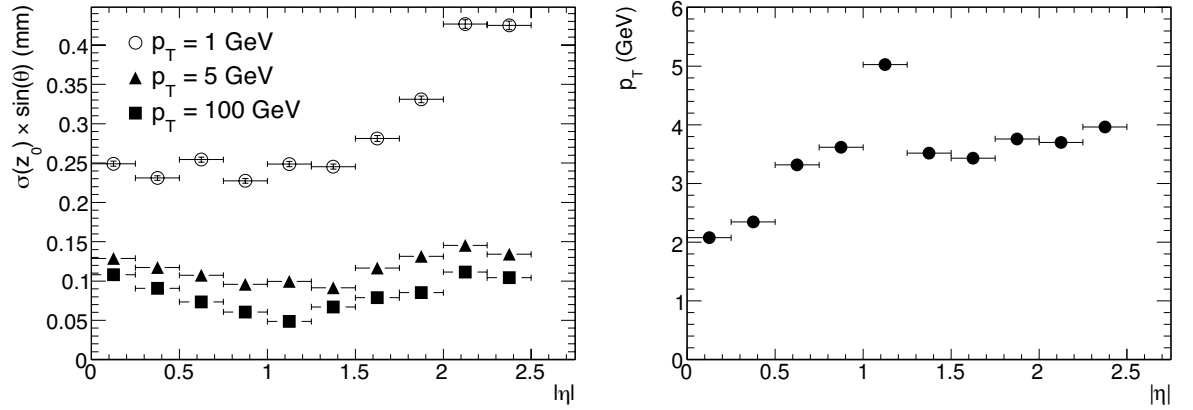


FIG. 5.5 – Résolution (à gauche) sur le paramètre d’impact longitudinal modifié, $z_0 \times \sin(\theta)$, en fonction de $|\eta|$ pour des pions de $p_T = 1$ GeV (cercles ouverts), 5 GeV (triangles pleins) et 100 GeV (carrés pleins); et impulsion transverse, pour laquelle la contribution de la diffusion multiple est égale à la résolution intrinsèque, en fonction de $|\eta|$ (à droite).

	$0,25 < \eta < 0,50$		$1,50 < \eta < 1,75$	
Paramètre de la trace	σ_X ()	p_X (GeV)	σ_X ()	p_X (GeV)
Inverse de l'impulsion transverse ($1/p_T$)	$0,34 \text{ TeV}^{-1}$	44	$0,41 \text{ TeV}^{-1}$	80
Angle azimuthal (ϕ)	$70 \mu\text{rad}$	39	$92 \mu\text{rad}$	49
Angle polaire ($\cot(\theta)$)	$0,7 \times 10^{-3}$	5,0	$1,2 \times 10^{-3}$	10
Paramètre d'impact transverse (d_0)	$10 \mu\text{m}$	14	$12 \mu\text{m}$	20
Paramètre d'impact longitudinal ($z_0 \times \sin(\theta)$)	$91 \mu\text{m}$	2,3	$71 \mu\text{m}$	3,7

TAB. 15 – Résolutions sur les paramètres de la trace attendues (RMS) pour une impulsion transverse infinie (σ_X ()) et une impulsion transverse p_X pour laquelle la contribution de la diffusion multiple est égale à celle de la résolution du détecteur. Les impulsions et les résolutions angulaires sont montrées pour les muons, alors que les résolutions sur le paramètre d'impact sont données pour des pions (voir texte). Les valeurs sont montrées pour deux régions différentes de η , une dans le tonneau du détecteur interne où la quantité de matière est proche du minimum, et l'autre dans un bouchon où cette dernière est proche de son maximum.

sujets à une efficacité de reconstruction encore moins bonne à cause du rayonnement de freinage (bremsstrahlung). Il en résulte que les courbes d'efficacité en fonction de $|\eta|$ pour les pions et les électrons restent assez fidèlement la quantité de matière présente dans le détecteur interne. Comme attendu, l'efficacité devient plus grande et plus uniforme en fonction de $|\eta|$ aux grandes énergies.

La figure 5.8 montre l'efficacité de reconstruction des traces pour des pions émis par production directe (produits avant la première couche du vertex) et le taux de mauvaise reconstruction pour les traces en jets dans les événements $t\bar{t}$ en fonction de $|\eta|$. Pour ces événements, l'impulsion transverse moyenne d'un jet est de 55 GeV, et le p_T moyen des traces qu'ils contiennent est de 4 GeV. La perte d'efficacité à $|\eta| = 0$ avec les critères de l'étiquetage du b est due à la perte d'efficacité dans la première couche du Pixel, qui est supposée être de l'ordre de 1% dans ce cas. Cela s'améliore à grand $|\eta|$, grâce à la présence de grands amas quand l'angle d'incidence de la trace diminue. Comme le montre la figure 5.9, le taux de mauvaises reconstructions augmente au coeur du jet, où la densité de la trace est la plus haute, ce qui implique des problèmes de reconnaissance de formes. Cet effet augmente lorsque le p_T du jet augmente. Il est possible de gagner quelques % en efficacité en doublant le taux de mauvaise reconstruction au centre du jet.

5.2.3 Identification des particules, reconstruction des électrons

La reconstruction des électrons et des conversions de photons est une tâche délicate pour le détecteur interne, car les électrons ont perdu en moyenne entre 20 et 50 % de leur énergie (cela varie en fonction de $|\eta|$) quand ils ont quitté le SCT, comme le montre la figure 4.8 (présentée à la fin du chapitre 3). Dans

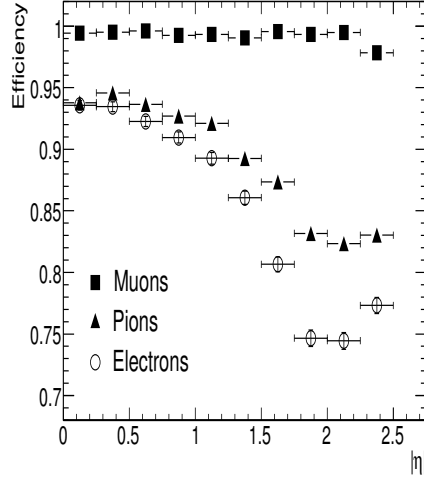


FIG. 5.6 – Efficacités de reconstruction des traces en fonction de $|\eta|$ pour des muons, des pions et des électrons ayant un p_T de 5 GeV.

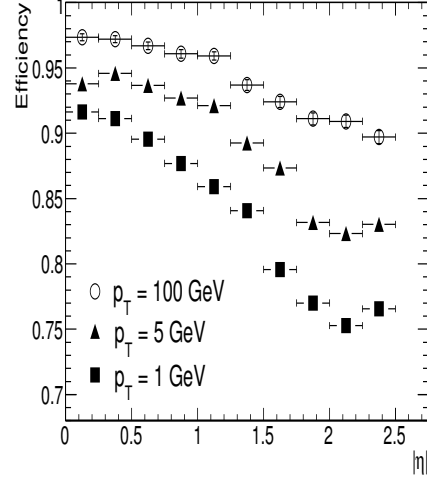


FIG. 5.7 – Efficacités de reconstruction en fonction de $|\eta|$ pour des pions de 1, 5 et 100 GeV.

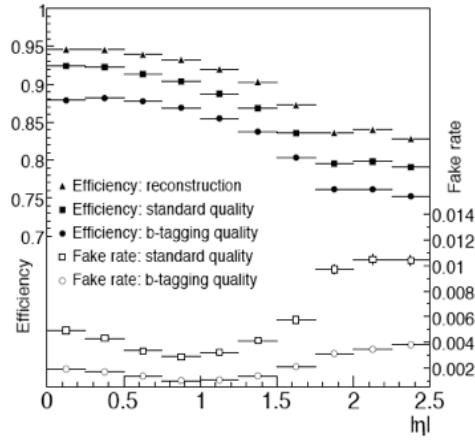


FIG. 5.8 – Efficacités de reconstruction des traces et taux de mauvaise reconstruction en fonction de $|\eta|$, pour des pions chargés en jets dans des événements $t\bar{t}$, et pour différentes coupures de qualité (voir texte).

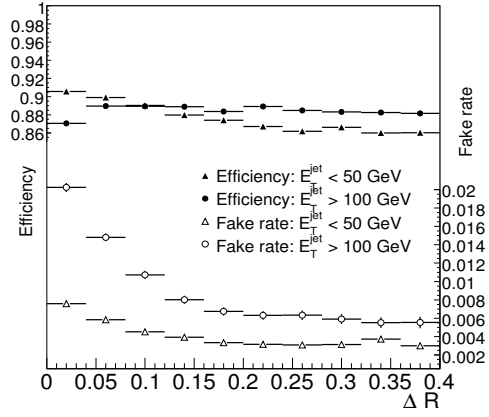


FIG. 5.9 – Efficacités de reconstruction des traces et taux de mauvaise reconstruction en fonction de la distance ΔR entre la trace et l'axe de direction du jet, pour les coupures standard et pour $|\eta| < 2,5$.

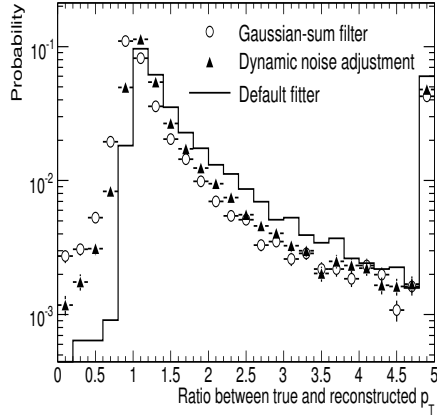


FIG. 5.10 – Distribution de probabilité du rapport entre le p_T reconstruit des électrons et l’information issue de la vérité, pour des électrons de $p_T = 25$ GeV et $|\eta| > 1,5$.

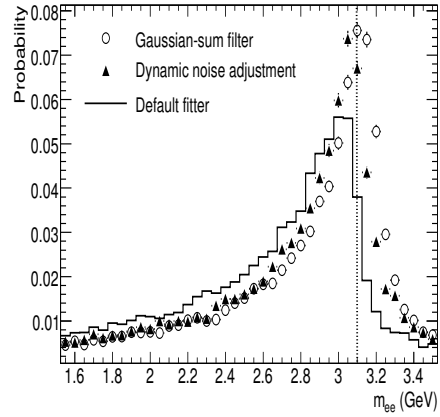


FIG. 5.11 – Probabilité de reconstruction de la masse invariante de paires d’électrons à partir de désintégrations $J/\psi \rightarrow ee$. La masse vraie du J/ψ est indiquée par la ligne en pointillés.

la même région, entre 10 et 50 % des photons sont convertis en paires électron-positon, comme le montre la figure 4.9 (aussi à la fin du chapitre 3).

Le TRT joue un rôle central dans l’identification des électrons, en particulier pour des énergies en dessous de 25 GeV. De plus, le TRT contribue à la reconstruction et à l’identification des segments de trace d’électrons issus de conversions de photons jusqu’à un minimum de 1 GeV, et d’électrons qui ont perdu par rayonnement une fraction de leur énergie dans les couches de silicium.

En ajustant des traces d’électrons de manière à prendre les effets du rayonnement de freinage en compte, il est possible d’améliorer la reconstruction des paramètres de la trace. La figure 5.10 montre cette amélioration pour $|\eta| > 1,5$ et pour deux exemples d’algorithmes qui permettent de corriger les effets du rayonnement de freinage (DNA et GSF, détaillés ci-après). Ces algorithmes reposent exclusivement sur les informations du détecteur interne et apportent ainsi des améliorations significatives uniquement pour des électrons ayant une énergie inférieure à 25 GeV. L’utilisation de la méthode d’ajustement DNA (technique d’ajustement utilisant un bruit déterminé de manière dynamique) permet d’extrapoler les segments de trace jusqu’à la prochaine couche de détecteur au silicium. Si la contribution du χ^2 est significative et compatible avec une émission où le rayonnement de freinage est important, la perte d’énergie peut être estimée et un terme de bruit additionnel est inclus dans le filtre de Kalman. Le filtre GSF (filtre utilisant une somme de fonctions gaussiennes) est une généralisation non-linéaire du filtre de Kalman, qui tient compte des bruits de

type non gaussien en les modélisant comme une somme de composantes gaussiennes. Ce filtre se comporte donc comme une somme pondérée de filtre de Kalman opérant en parallèle. La figure 5.11 montre les améliorations apportées pour le calcul de la masse reconstruite $J/\psi \rightarrow ee$ (qui consiste à corriger l'effet du rayonnement de freinage sur la distribution de masse), pour les 3 différents filtres. Sans cette correction du rayonnement de freinage, seulement 50 % des événements sont reconstruits à ± 500 MeV de la masse nominale du J/ψ , alors qu'avec son utilisation, cette fraction augmente jusqu'à environ 60 % pour les deux algorithmes.

C'est en utilisant des pions, des électrons et des muons ayant une énergie comprise entre 2 et 350 GeV que la réponse du tonneau du TRT a été mesurée. Cette réponse, obtenue à l'aide des données des tests en faisceaux combinés, est donnée en termes de probabilité sur le nombre de points de mesures ayant franchi le seuil haut, comme le montre la figure 5.12. Le rayonnement de transition des rayons X contribue de manière significative à ce nombre pour des électrons ayant une énergie supérieure à 2 GeV, avec une saturation à 10 GeV. La figure 5.13 illustre l'efficacité d'identification d'un pion résultant pour une efficacité sur les électrons de 90 %, obtenue en effectuant une évaluation du maximum de vraisemblance basée sur la probabilité à haut seuil des électrons et des pions pour chaque paille. La figure 5.13 montre aussi l'effet obtenu quand on inclut l'information du temps passé au-dessus du seuil (ToT ou Time-over-Threshold). En effet, la réjection du pion est améliorée d'environ un facteur deux, lorsque l'on utilise aussi l'information des points de mesure ayant franchi le seuil haut. Aux basses énergies, la réjection du pion (qui correspond à l'inverse de l'efficacité du pion donnée en figure 5.13) s'améliore en fonction de l'énergie car les électrons émettent davantage de radiations de transition. La performance est optimale pour des énergies autour de 5 GeV, et des facteurs de réjection des pions au-dessus de 50 peuvent être obtenus pour la gamme d'énergie allant de 2 à 20 GeV. Pour de très grandes énergies, les pions deviennent relativistes et produisent alors plus de rayons δ et émettent éventuellement des radiations de transition, ce qui explique pourquoi la réjection décroît de manière lente pour des énergies au-dessus de 10 GeV.

La performance attendue pour le TRT d'ATLAS sur l'identification des électrons, et qui tient compte de l'information du temps passé au-dessus du seuil, est donnée en figure 5.14 en fonction de $|\eta|$ comme l'efficacité d'identification des pions, attendue pour une efficacité des électrons de 90 %. La forme de la courbe observée est fortement corrélée aux nombres de pailles du TRT traversées par la trace, qui diminue depuis environ 35 jusqu'à un minimum de 20 dans la région de transition située entre le tonneau et les bouchons du TRT, soit pour $0,8 < |\eta| < 1,1$, et qui décroît aussi rapidement à la limite de l'acceptance du TRT pour $|\eta| > 1,8$. Grâce à des couches de radiateur plus efficaces et plus régulières, la performance dans les bouchons est meilleure que dans le tonneau.

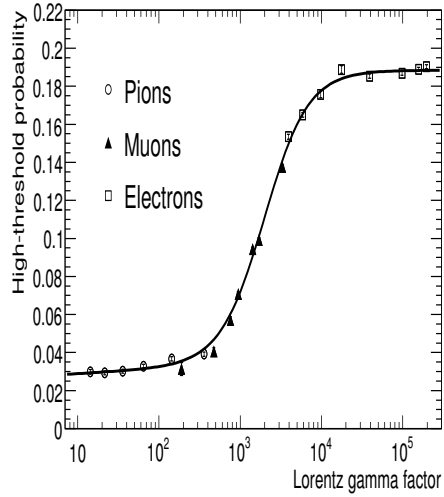


FIG. 5.12 – Probabilité moyenne d’avoir un point de mesure ayant franchi le seuil haut dans le tonneau du TRT, en fonction du facteur γ de Lorentz pour des électrons (carrés ouverts), des muons (triangles pleins) et des pions (cercles ouverts) dans la gamme d’énergie allant de 2 à 350 GeV, mesurée dans les données des tests en faisceaux combinés.

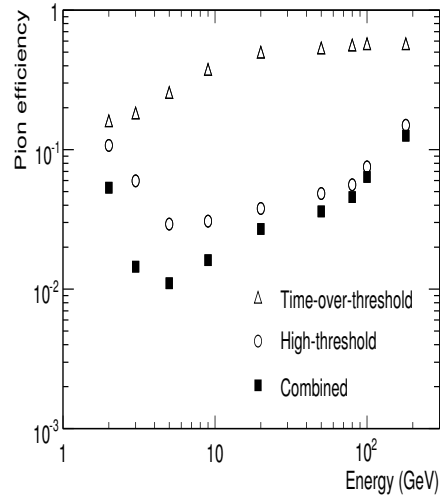


FIG. 5.13 – Efficacité de reconstruction des pions en fonction de l’énergie des pions pour une efficacité de reconstruction de 90 % des électrons, en utilisant les points de mesure ayant franchi le seuil haut (cercles ouverts), le temps passé au dessus du seuil (triangles ouverts) et les deux combinés (carrés pleins), mesurée à partir des données des tests en faisceaux combinés.

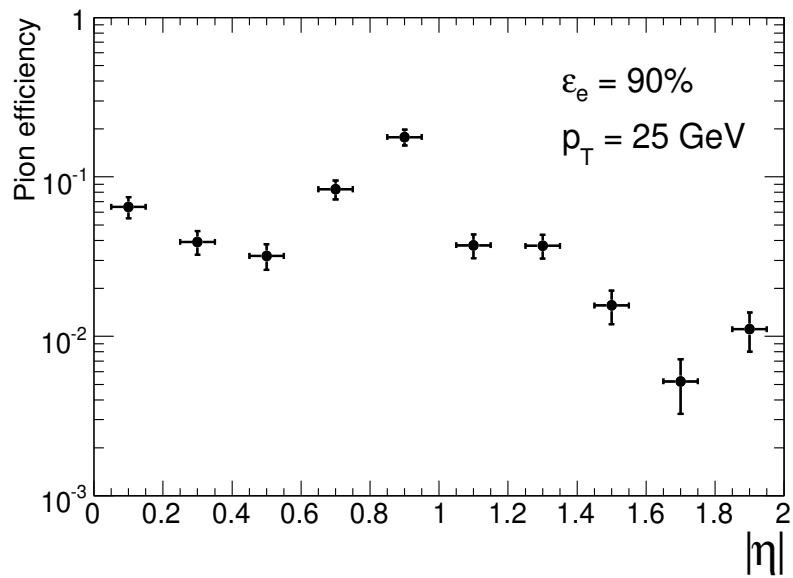


FIG. 5.14 – Efficacité de reconstruction des pions, en fonction de $|\eta|$ pour une efficacité de reconstruction des électrons ayant une impulsion transverse de 25 GeV de 90 %.

5.3 Reconstruction et identification des muons.

5.3.1 Introduction

Les collisions au LHC vont produire un large spectre de muons, allant de muons non isolés de basse impulsion présents dans les jets de b jusqu'à des muons issus de la désintégration de bosons W ou Z produits avec une grande impulsion transverse. L'expérience ATLAS va permettre de détecter et de mesurer les muons dans le spectromètre en utilisant aussi les mesures obtenues par les détecteur interne et les calorimètres. Cette association d'informations permet d'améliorer l'identification et la précision de mesure de l'impulsion des muons.

Le spectromètre à muons est conçu pour mesurer les muons avec $\eta < 2,7$, alors que le déclenchement au premier niveau s'effectue sur une acceptation géométrique plus réduite, avec $\eta < 2,4$. Le champ toroïdal garantit une excellente résolution sur l'impulsion, même aux grandes valeurs de η . Pour $\eta < 2,5$, la mesure de l'impulsion par le spectromètre peut être combinée avec celle du détecteur interne. Ce dernier fournit la mesure la plus précise jusqu'à environ 30 GeV.

5.3.2 Stratégies de reconstruction

Les muons qui ont une énergie comprise entre environ 3 GeV et 3 TeV peuvent être identifiés et mesurés avec une acceptation et une efficacité de reconstruction optimale grâce à l'utilisation combinée de trois stratégies de reconstruction des traces :

- Spectromètre seul : la reconstruction des traces des muons est seulement basée sur les données du spectromètre à muons, pour $\eta < 2,7$ (défini par l'acceptation du spectromètre).

- Combinée : utilise la combinaison des traces du spectromètre à muons avec les traces du détecteur interne, pour $\eta < 2,5$ (défini par l'acceptation du détecteur interne).

- Utilisation de segments de traces : utilise la combinaison des traces du détecteur interne avec un segment du spectromètre à muons (i.e un bout de trace mesuré dans une station du spectromètre).

La reconstruction des traces dans le spectromètre à muons se décompose logiquement dans les étapes suivantes : pré-processing des données brutes pour former les données de sortie des chambres MDT et des chambres CSC, RPC et TGC ; détermination de la trajectoire et création des segments ; combinaison des segments ; et finalement ajustement des traces. Les segments de traces sont définis comme des lignes droites pour un élément des chambres MDT ou CSC. La recherche de ces segments est effectuée dans un cône de dimensions $0,4 \times 0,4$ dans le plan $(\eta - \phi)$.

Les traces candidates du dernier stade de la reconstruction sont obtenues à partir des segments. Les régions des chambres situées à grand et moyen rayon sont examinées d'abord, puis les traces sont extrapolées aux régions à petit

rayon. A chaque fois qu'une correspondance est trouvée, le segment est ajouté à la trace candidate. La procédure finale d'ajustement de la trace, tient compte de la description de la géométrie des quantités de matière traversée, ainsi que des inhomogénéités du champ magnétique le long de la trajectoire des muons.

Dans le spectromètre à muons, les paramètres de la trace sont déterminés dans les régions internes, ce qui fournit le premier jeu de mesures. La trace est ensuite étendue jusqu'au point d'interaction et l'impulsion est corrigée en fonction de l'énergie perdue dans les calorimètres (et dans le détecteur interne). La perte d'énergie dE/dX dans les calorimètres est estimée par un algorithme, qui utilise soit la perte d'énergie paramétrée attendue ou l'énergie mesurée dans le calorimètre. L'énergie mesurée est seulement utilisée si elle excède de manière significative la perte d'énergie la plus probable et si la trace du muon est isolée.

La combinaison des traces reconstruites seulement à l'aide du spectromètre à muons avec les traces reconstruites dans le détecteur interne (avec $\eta < 2,5$), permet d'améliorer considérablement la précision sur l'impulsion pour les traces ayant une impulsion en-dessous de 100 GeV. Elle permet également de supprimer dans une certaine mesure le bruit de fond des désintégrations de pions ou de kaons, à basse impulsion.

Dans le cas de l'utilisation des segments de traces, les traces du détecteur interne sont extrapolées jusqu'aux régions internes du spectromètre à muons, et sont soit directement associées aux segments de traces déterminés dans le spectromètre seul, soit utilisées pour sélectionner l'information des chambres dans une région autour du muon définie par un cône de 100 mrad. Les segments de trace sont alors reconstruits dans ce cône. Les muons reconstruits de cette manière améliore nettement les résultats que l'on peut obtenir en utilisant la reconstruction basée sur le spectromètre à muons seul, pour trois raisons importantes :

- Pour les impulsions typiquement en dessous de 6 GeV, les traces de muons n'atteignent pas toujours les régions centrales ou extérieures du spectromètre ;
- Dans la région de transition entre le tonneau et les bouchons, qui correspond à $1,1 < \eta < 1,7$, les régions centrales du spectromètre ne sont pas équipées pour la prise des premières données. L'efficacité de reconstruction dans le spectromètres seul est ainsi réduite dans cette région ;
- Dans la région autour de $\eta = 0$, l'acceptance géométrique à l'intérieur du spectromètre est considérablement réduite, à cause du passage de nombreux tuyaux et câbles alimentant les différents détecteurs du tonneau d'ATLAS.

5.3.3 Performance de la reconstruction pour des muons isolés.

Les deux principales quantités qui peuvent être utilisées pour résumer la performance de la reconstruction des muons sont la précision de mesure de l'impulsion et l'efficacité de reconstruction.

Les performances présentées dans cette sous-section ont été obtenues à l'aide des algorithmes décrits dans [83]. Les résultats n'incluent pas les effets dus au bruit de fond de neutrons dans la caverne ou à l'empilement d'événements à haute luminosité (et le taux de mauvaise reconstruction n'est pas abordé ici).

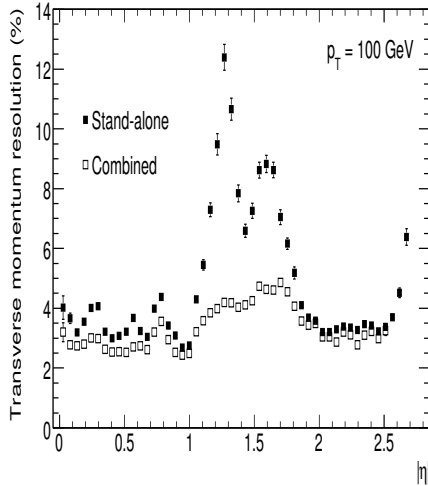


FIG. 5.15 – Résolution attendue sur l’impulsion en fonction de η , pour des muons de $p_T = 100$ GeV, obtenue pour les traces reconstruites avec le spectromètre seul (stand-alone) et pour les traces de muons reconstruites avec la méthode combinée (combined).

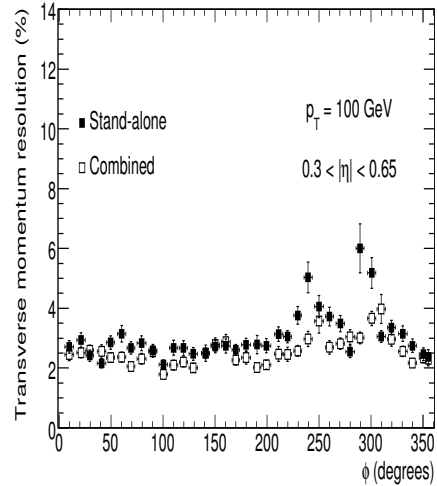


FIG. 5.16 – Résolution attendue sur l’impulsion en fonction de ϕ , pour des muons de $p_T = 100$ GeV, obtenue pour les traces reconstruites avec le spectromètre seul (stand-alone) et pour les traces de muons reconstruites avec la méthode combinée (combined).

La figure 5.15 montre la résolution moyenne attendue sur l’impulsion, pour des muons de $p_T = 100$ GeV, obtenue pour les traces reconstruites avec le spectromètre seul et pour les traces reconstruites avec la méthode combinée. Pour une grande fraction de l’acceptance, la résolution obtenue à partir du spectromètre seul est proche de 3 %. La figure 5.16 montre les variations de cette résolution, en fonction de ϕ pour la région $0,3 < \eta < 0,65$. On remarque clairement une dégradation de la résolution due aux pieds qui supportent l’expérience et qui sont situés à environ $\phi = 240$ et 300 degrés. Dans la région $1,1 < \eta < 1,7$, la dégradation importante de la résolution du spectromètre seul est due aux effets décrits ci-dessus. La contribution du détecteur interne est donc plus importante pour cette région en η . Dans la région du tonneau, la contribution du détecteur interne reste significative, alors qu’elle diminue considérablement pour $\eta > 2,0$. Ceci est dû à l’absence de mesures du TRT dans cette région en η , à la non-uniformité du champ du solénoïde, ainsi qu’à la plus courte longueur des trajectoires des particules chargées dans le détecteur interne.

Pour le spectromètre seul, la résolution de l’impulsion pour des muons de $p_T = 100$ GeV peut être paramétrisée à partir de la résolution spatiale des

chambres, la distribution des quantités de matière, ainsi que la configuration du champ magnétique dans le spectromètre [84]. Le résultat de cette procédure est montré sur la figure 5.17. Aucune mesure de l'impulsion n'est possible pour $\eta < 0,1$ et $\eta = 1,3$ à cause de certains espaces non équipés situés dans le spectromètre à muons. La résolution attendue pour le spectromètre seul est environ 3% à $p_T = 100$ GeV sur la plupart de la surface du plan $(\eta - \phi)$. La résolution se dégrade jusqu'à 5% pour $\eta = 0,2; 0,3$ et $0,7$, en raison des structures mécaniques qui supportent les bobines des aimants toroïdaux du tonneau. La dégradation pour la région correspondant à $1,2 < \eta < 1,7$ et aux valeurs de ϕ multiples de 22,5 degrés est due à la faible intégrale du champ magnétique dans ces régions.

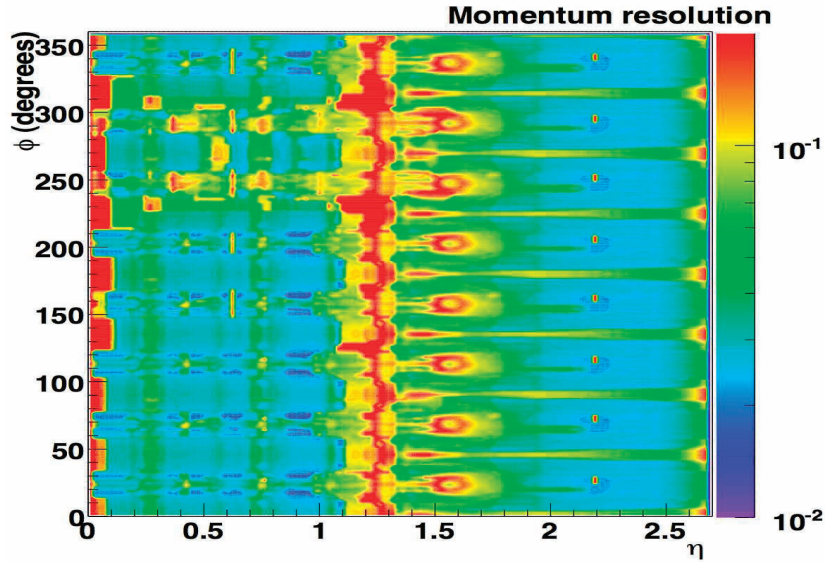


FIG. 5.17 – Résolution attendue sur l'impulsion en fonction de ϕ et de η , pour des muons de $p_T = 100$ GeV, obtenue pour les traces reconstruites avec le spectromètre seul. Ces résultats tiennent compte de la distribution des quantités de matière dans le spectromètre à muons, de la configuration du champ magnétique dans le spectromètre, et de la résolution spatiale des chambres à muons. Aucune mesure de l'impulsion n'est possible pour $\eta < 0,1$, ni pour $\eta = 1,3$ en raison de zones non équipées du spectromètre (voir texte).

Les figures 5.18 et 5.19 montrent les résolutions attendues en fonction du p_T pour le spectromètre seul et pour la méthode combinée, en excluant la région $1,1 < \eta < 1,7$, respectivement pour le tonneau et les bouchons du spectromètre à muons. La résolution que l'on peut obtenir avec le spectromètre seul est optimale pour $p_T = 100$ GeV. Pour des impulsions plus faibles, cette résolution

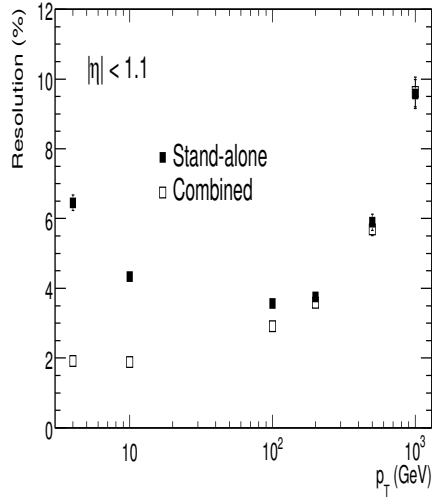


FIG. 5.18 – Résolution attendue sur l’impulsion en fonction du p_T , pour des muons isolés tels que $|\eta| < 1,1$, obtenue pour les traces reconstruites avec le spectromètre seul et pour les traces de muons reconstruites avec la méthode combinée.

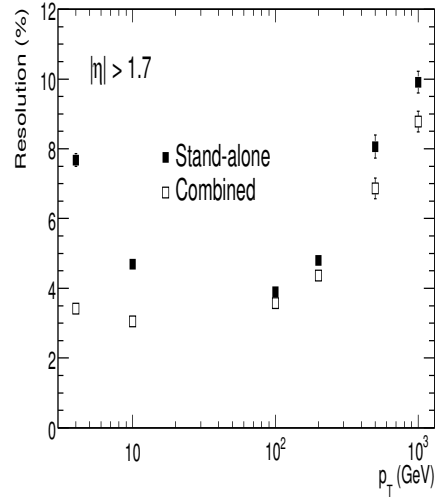


FIG. 5.19 – Résolution attendue sur l’impulsion en fonction du p_T , pour des muons isolés tels que $|\eta| > 1,7$, obtenue pour les traces reconstruites avec le spectromètre seul et pour les traces de muons reconstruites avec la méthode combinée.

est dominée par les fluctuations des pertes d’énergie dans les calorimètres. Au-dessus de 100 GeV, la résolution est dominée par la précision intrinsèque des tubes des chambres MDT (80 μm lorsque le détecteur est parfaitement étalonné et aligné). La résolution attendue pour la méthode combinée reste donc directement la performance que l’on peut atteindre dans le détecteur interne, pour les valeurs de p_T inférieures à 20 ou 30 GeV. Cette performance est limitée par la diffusion multiple pour les impulsions transverses en dessous de 10 GeV.

Les figures 5.20 et 5.21 montrent l’efficacité de reconstruction des muons isolés, respectivement en fonction de η pour des muons de $p_T = 100$ GeV, et en fonction de p_T . L’efficacité est définie par la fraction de muons simulés qui sont reconstruits à l’intérieur d’un cône défini par $\Delta R = 0,2$ autour du muon initial. Les résultats sont montrés pour les trois stratégies de reconstruction de traces envisagées. L’efficacité pour le spectromètre seul diminue fortement aux valeurs proches de $\eta = 1,2$, qui correspond à la région de transition située entre le tonneau et les bouchons. L’efficacité pour la méthode combinée est très élevée pour la région centrale, commence à diminuer pour $\eta > 2,0$ et décroît rapidement jusqu’à 0 pour $\eta > 2,4$. Enfin, la stratégie utilisant les segments de traces contribue peu à l’efficacité globale pour $1,4 < \eta < 2,0$ pour les muons

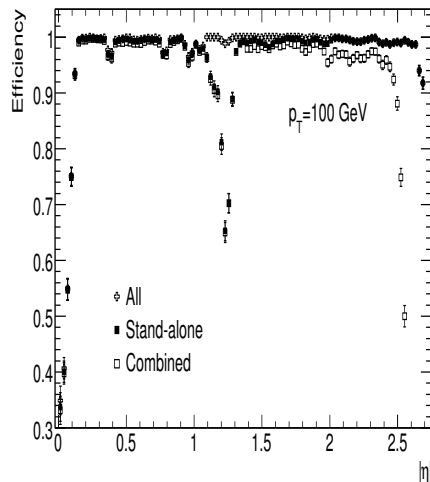


FIG. 5.20 – Efficacité de reconstruction des muons ayant un $p_T = 100$ GeV, en fonction de η . Les résultats sont montrés pour les trois stratégies de reconstruction mentionnées dans le texte.

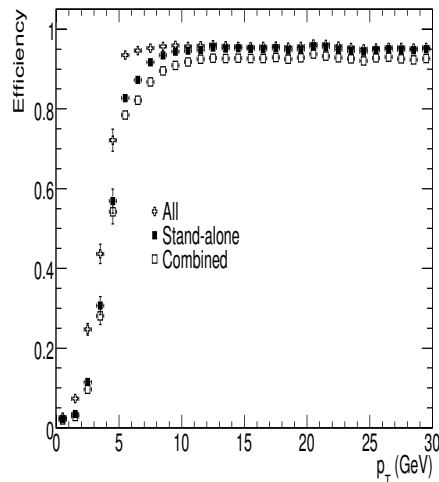


FIG. 5.21 – Efficacité de reconstruction des muons en fonction de p_T . Les résultats sont montrés pour les trois stratégies de reconstruction mentionnées dans le texte.

de grand p_T , mais la figure 5.21 montre que cette méthode est utile pour les faibles valeurs de p_T .

5.4 Electrons et photons

La reconstruction et l'identification des électrons et des photons est une tâche délicate au LHC, puisque le rapport attendu du nombre d'électrons et de photons sur le nombre de jets présents dans les processus de QCD est d'environ un à deux ordres de grandeur moins bon qu'au Tevatron (par exemple, le rapport électron/jet est environ 10^{-5} pour un p_T de 40 GeV). De plus, la grande quantité de matière présente devant le calorimètre électromagnétique, ainsi que les difficiles conditions d'opération que requiert le LHC, représentent des difficultés supplémentaires pour obtenir des mesures de l'énergie et de la direction des électrons et des photons aussi bonnes que ce qui a été mesuré à l'aide des faisceaux tests.

5.4.1 Etalonnage et performance du calorimètre électromagnétique

Les résultats présentés dans cette section sont basés sur des études détaillées de la simulation et ont été validés à l'aide de longues études sur les données des

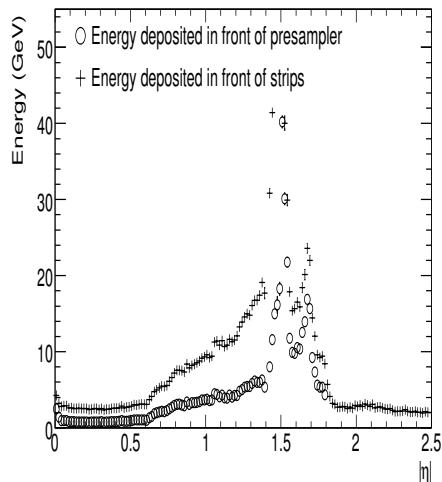


FIG. 5.22 – Perte d'énergie moyenne en GeV en fonction de $|\eta|$ pour des électrons d'énergie 100 GeV. Les résultats sont donnés avant le pré-échantillonneur (cercles ouverts) et pour la couche à bandes (croix).

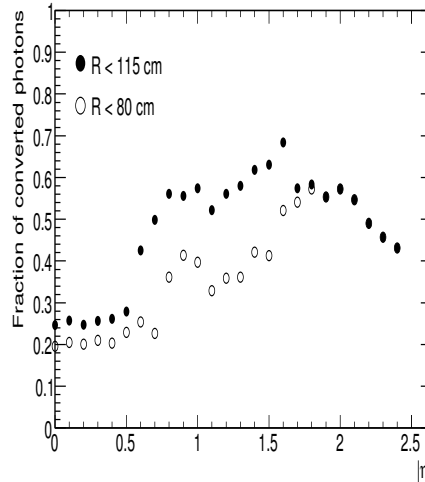


FIG. 5.23 – Fraction de photons convertis pour des rayons inférieurs à 80 cm (115 cm) en fonction de $|\eta|$ en cercles ouverts (fermés).

faisceaux tests ces dernières années et en utilisant les procédures de reconstruction développées pour l'analyse. Par la suite, la quantité de matière présente à l'avant du calorimètre a augmenté, ce qui implique une perte substantielle de l'énergie des électrons, comme le montre la figure 5.22, ainsi qu'une grande fraction de photons convertis (figure 5.23).

La reconstruction des électrons et des photons fait appel à un groupe de 5×5 cellules dans la couche moyenne du calorimètre électromagnétique. Un amas de taille fixe est ensuite reconstruit à partir de ces cellules. Pour les électrons, l'énergie est collectée dans le tonneau du calorimètre électromagnétique sur une aire couvrant 3×7 cellules dans la couche moyenne, c'est-à-dire $0,075 \times 0,175$ en $\Delta\eta \times \Delta\phi$. Ce choix optimise le compromis de pouvoir collecter l'énergie des électrons même dans le cas d'une émission où le rayonnement de freinage est important, tout en préservant la résolution sur l'énergie en minimisant les contributions des bruits de fond et de l'empilement. Pour les photons non convertis, la performance adéquate s'obtient en utilisant une aire de 3×5 cellules dans la couche moyenne, alors que les photons convertis sont traités comme des électrons. Enfin, dans les bouchons du calorimètre électromagnétique, une aire optimale de 5×5 cellules a été choisie à la fois pour les électrons et les photons.

Dans un premier temps, les corrections sur la position sont apportées pen-

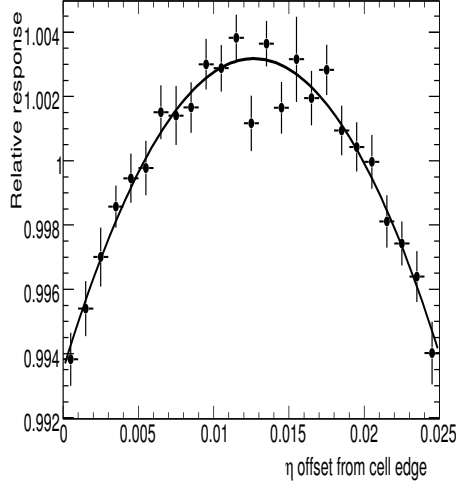


FIG. 5.24 – Modulation de la réponse en énergie de l'électron en fonction du décalage en η à l'intérieur de la cellule. La courbe représente un ajustement des points utilisés pour paramétrer la correction.

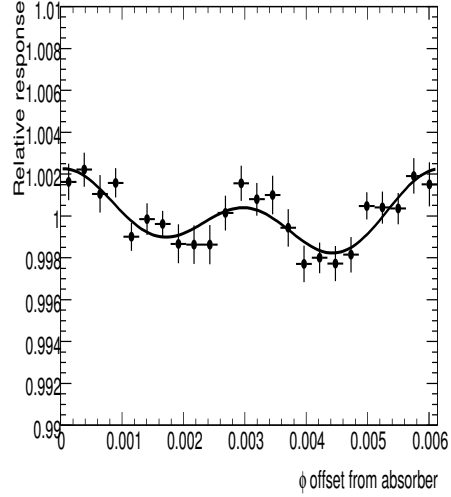


FIG. 5.25 – Modulation de la réponse en énergie de l'électron en fonction du décalage selon ϕ de l'absorber. La courbe représente un ajustement des points utilisés pour paramétrer la correction.

nant la reconstruction précise de l'amas électromagnétique. Les corrections dues aux modulations de la réponse sur l'énergie locale, sont respectivement données sur les figures 5.24 et 5.25, en fonction du point d'impact extrapolé de l'électron selon η et ϕ . Ces corrections ne modifient pas l'échelle globale des énergies et sont plutôt faibles en terme de réponse relative : typiquement, la variation selon η ne dépasse pas 1 %, et la correction selon ϕ due à la structure en accordéon des absorbeurs est de l'ordre de 0,4 %. La composante parabolique de cette dernière est moins importante que selon η car l'énergie est partagée entre cellules voisines selon ϕ .

Les corrections les plus importantes pour optimiser en même temps la résolution en énergie et la linéarité de la réponse sont incluses en utilisant des poids longitudinaux dépendants de η , comme le montre la formule suivante :

$$E = s(\eta) \cdot [c(\eta) + w_0(\eta) \cdot E_{PS} + E_{strips} + E_{middle} + w_3(\eta) \cdot E_{back}] \quad (26)$$

où s est un facteur d'échelle global, c est un décalage, w_0 corrige la perte d'énergie en amont du pré-échantillonneur, et w_3 corrige les pertes longitudinales, alors que E_{PS} , E_{strips} , E_{middle} et E_{back} représentent les énergies mesurées dans les compartiments successifs du calorimètre électromagnétique (pré-échantillonneur, bandes, milieu et arrière). Les poids sont déterminés en fonction

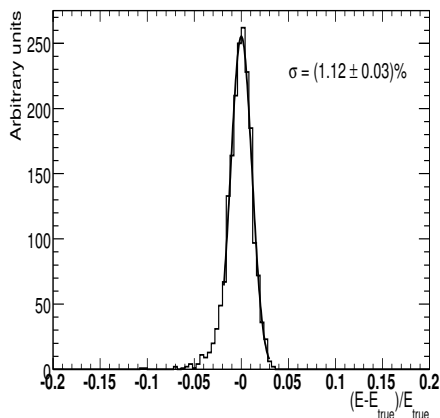


FIG. 5.26 – Différence entre la mesure et l’information vraie de l’énergie normalisée sur l’énergie vraie pour des électrons ayant une énergie de 100 GeV à $\eta = 0,325$.

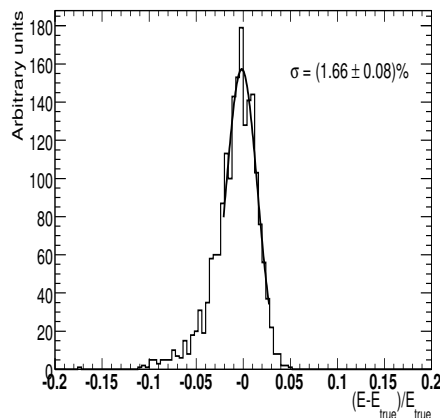


FIG. 5.27 – Différence entre la mesure et l’information vraie de l’énergie normalisée par l’énergie vraie pour des électrons ayant une énergie de 100 GeV à $\eta = 1,075$.

de $|\eta|$, en utilisant des événements à particules seules simulés (électrons et photons) pour des énergies situées entre 5 GeV et 200 GeV. Les poids sont calculés séparément pour les électrons (une trace associée est nécessaire) et les photons (pas de trace nécessaire), et sont utilisés dans le calcul des amas d’énergie. Ultimeurement, cette méthode sera remplacée par un algorithme plus complexe, qui corrige les différents types de perte d’énergie individuellement, en étudiant les corrélations entre chacune des observables mesurées.

Sur les figures 5.26 et 5.27, la réponse en énergie est donnée comme la différence entre l’énergie mesurée et l’information issue de la vérité divisé par cette dernière, et est montrée pour des électrons d’énergie 100 GeV, ainsi que pour deux positions distinctes selon η du tonneau du calorimètre électromagnétique. La valeur centrale de l’énergie est reconstruite avec une excellente précision (environ 3×10^{-4}) si on estime connaître parfaitement la quantité de matière présente devant la calorimètre. Les composantes à la fois gaussiennes et non gaussiennes des distributions en énergie se traduisent par une chute aux grandes valeurs de η à cause de cette quantité de matière. Comme le montre les figures 5.28 et 5.29, les queues non gaussiennes des distributions de la résolution sont meilleures pour les électrons que pour les photons, mais sont moins bonnes pour tous les photons que pour les photons non convertis (avant de quitter le volume du détecteur interne).

Les figures 5.30 et 5.31 montrent la résolution en énergie en fonction de celle-ci, respectivement pour les électrons et les photons et pour trois valeurs différentes de η . Les résultats montrés ici incluent les contributions attendues

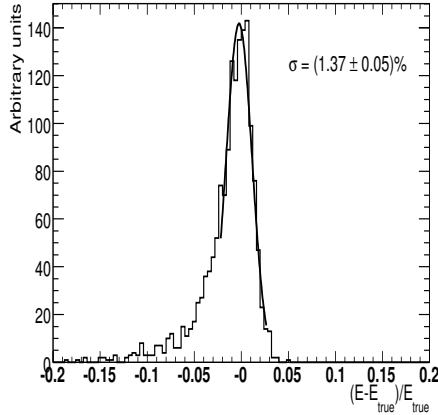


FIG. 5.28 – Différence entre la mesure et l’information vraie de l’énergie normalisée sur l’énergie vraie pour tous les photons ayant une énergie de 100 GeV à $\eta = 1,075$.

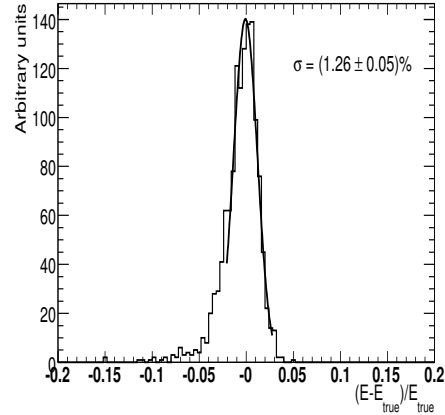


FIG. 5.29 – Différence entre la mesure et l’information vraie de l’énergie normalisée sur l’énergie vraie pour les photons non convertis ayant une énergie de 100 GeV à $\eta = 1,075$.

dues à un bruit électronique de 190, 190 et 230 MeV sur 100 GeV (respectivement 180, 180 et 230 MeV) pour les trois valeurs de η utilisées sur les figures, et pour les électrons (respectivement pour les photons).

Comme attendue, la résolution se dégrade pour les grandes valeurs de η par rapport aux valeurs centrales. Les figures 5.32 et 5.33 montrent la résolution relative sur l’énergie en fonction de η , pour des électrons et des photons et à une énergie fixe de 100 GeV, et montrent à nouveau que les photons sont moins sensibles que les électrons à la quantité de matière présente devant le calorimètre. La région située entre $\eta = 1,37$ et $\eta = 1,52$ correspond à une région difficile de transition entre le tonneau et les cryostats des bouchons, où la résolution en énergie diminue de manière considérable en dépit de la présence de scintillateurs dans cette région. Cette zone n’est donc ni utilisée pour l’identification des photons, ni pour l’obtention des mesures de précision sur les électrons.

5.4.2 Reconstruction et identification des électrons et des photons

Pour la reconstruction standard des électrons et des photons, on utilise les amas du calorimètre électromagnétique et les traces reconstruites pour définir un candidat. De plus, le candidat porte un identifiant s’il correspond à une conversion de photons reconstruite dans le détecteur interne. Les candidats photons et électrons peuvent ainsi être séparés de manière claire, en requérant des électrons ayant une trace associée mais pas de conversion associée. A l’opposé, les photons

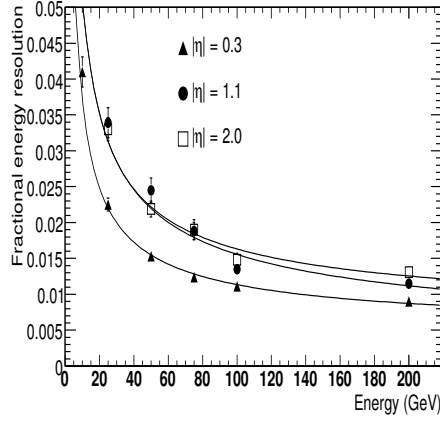


FIG. 5.30 – Résolution sur l'énergie relative attendue en fonction de l'énergie, pour des électrons à $|\eta| = 0,3, 1,1$ et $2,0$. Les courbes représentent un ajustement des points aux mêmes valeurs de $|\eta|$ par une fonction contenant un terme stochastique, un terme constant et un terme de bruit.

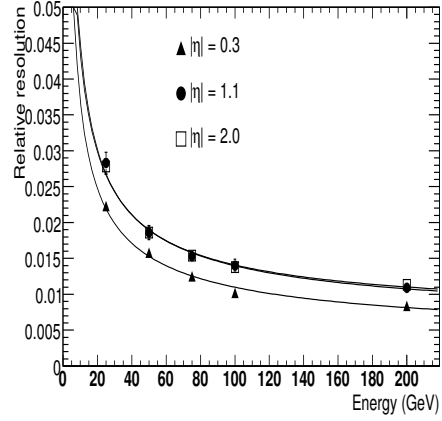


FIG. 5.31 – Résolution sur l'énergie relative attendue en fonction de l'énergie pour des photons à $|\eta| = 0,3, 1,1$ et $2,0$. Les courbes représentent un ajustement des points aux mêmes valeurs de $|\eta|$ par une fonction contenant un terme stochastique, un terme constant et un terme de bruit.

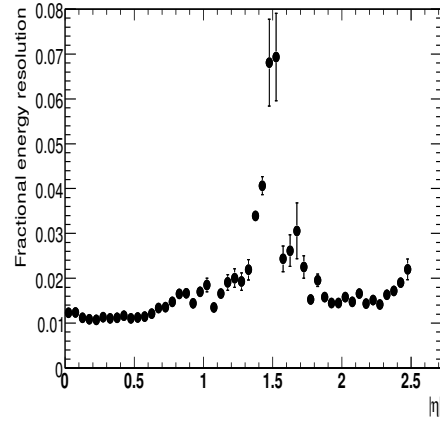


FIG. 5.32 – Résolution sur l'énergie relative attendue en fonction de $|\eta|$ pour des électrons ayant une énergie de 100 GeV.

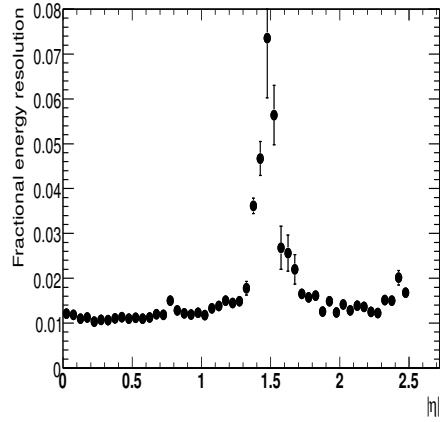


FIG. 5.33 – Résolution sur l'énergie relative attendue en fonction de $|\eta|$ pour des photons ayant une énergie de 100 GeV.

sont définis soit par des objets n'ayant pas de trace associée, soit parce qu'ils correspondent à une conversion reconstruite.

Pour tous les candidats électrons et les photons, des variables de profil de la gerbe (profil latéral et longitudinal) sont calculées en utilisant la fine granularité du calorimètre électromagnétique, et typiquement, plus de 50 cellules calorimétriques sont réunies pour collecter toute l'énergie de l'amas. De plus, d'autres propriétés de la reconstruction combinée peuvent être utilisées pour identifier les électrons, comme le rapport de l'énergie (calorimètre) sur l'impulsion (détecteur interne), la différence entre les coordonnées η et ϕ reconstruite par l'amas et la trace extrapolée dans le calorimètre, ainsi que le rapport du nombre de points de mesure émis par radiation de transition ayant franchi le seuil haut sur le nombre de points de mesures ayant franchi le seuil bas de la trace.

L'énergie des électrons ayant un grand p_T peut s'obtenir à partir de la mesure de l'énergie donnée par le calorimètre (la mesure de l'impulsion dans le détecteur interne ne devrait pas améliorer de manière significative la mesure de l'énergie du calorimètre pour des énergies de l'ordre de 20 à 30 GeV). Cependant, les directions η et ϕ sont déterminées de manière plus précise en utilisant les informations de la trace associée. Pour les photons, l'énergie et les directions selon ϕ et η sont déduites des informations du calorimètre.

L'identification dite standard des électrons isolés de grand p_T repose sur des coupures sur les profils de la gerbe, sur les informations de la trace reconstruite, ainsi que celles de la reconstruction combinée. La réjection des jets s'effectue à l'aide des jets de particules reconstruits en utilisant le quadri-moment de la particule défini à l'intérieur d'un cône tel que $\Delta R = 0, 4$. Trois types de coupures ont été utilisées, en fonction de l'efficacité du signal et de la réjection des jets demandée pour les échantillons de physique soumis à l'étude :

- les coupures relâchées, qui consiste à utiliser des coupures simples de profil de gerbe (perte longitudinale, profil de la gerbe dans la couche moyenne du calorimètre électromagnétique) et des coupures très relâchées sur l'association de la trace reconstruite et de l'amas du calorimètre ;

- les coupures moyennes, qui ajoutent des coupures sur le profil de la gerbe en utilisant les informations importantes contenues dans la première couche du calorimètre électromagnétique, ainsi que des coupures basées sur la qualité des traces ;

- les coupures strictes, qui durcissent le critère d'association avec les traces et la coupure sur le rapport entre l'énergie et l'impulsion. Ces coupures nécessitent également explicitement la présence d'un point de mesure dans la première couche du vertex sur la trace (pour rejeter davantage les conversions de photons) ainsi qu'un grand rapport entre le nombre de points de mesure ayant franchi le seuil haut sur le nombre de points qui ont franchi le seuil bas dans le TRT (afin de rejeter davantage le bruit de fond des hadrons chargés). De plus, une isolation supplémentaire de l'électron peut être appliquée, en demandant une isolation de l'énergie du calorimètre au-delà de l'amas lui-même. Il existe deux types de coupures strictes : strictes (TRT) désigne le cas où les coupures du TRT sont appliquées avec environ 90 % d'efficacité pour les électrons, tandis que strictes (isol) représente le cas où une coupure sur le TRT avec environ

95 % d'efficacité est appliquée en combinaison avec la coupure d'isolation du calorimètre.

La performance de l'analyse basée sur ces coupures pour des électrons est visible dans le tableau 16, ainsi que sur la figure 5.34. Comme on peut le voir dans ce même tableau, le signal des électrons émis par production directe est dominé par des électrons initialement non isolés issus de saveurs lourdes, ce qui explique la bien plus faible efficacité observée pour ces électrons. Des algorithmes dédiés pourraient améliorer cette efficacité, mais ces électrons seront tout de même la source initiale la plus abondante d'électrons isolés, qui seront utilisés pour l'alignement du calorimètre électromagnétique et du détecteur interne, pour l'étalonnage de E/p , et plus généralement pour améliorer la connaissance des matériaux dans le détecteur interne. Pour des coupures strictes et une impulsion transverse de l'électron d'environ 20 GeV, les électrons isolés des désintégrations W , Z et du quark top représentent moins de 20 % du signal complet des électrons émis par production directe et s'élève seulement à 30-40 % du bruit de fond de jet résiduel. Pour le seuil le plus bas sur l'énergie transverse de 8 GeV, le signal attendu pour les électrons isolés est considérablement faible. De manière non surprenante, les coupures strictes (TRT) sont plus efficaces pour sélectionner les électrons non isolés des désintégrations à saveurs lourdes, tandis que les coupures strictes avec isolation sont plus efficaces pour sélectionner les électrons isolés. Après les coupures strictes, le rapport signal sur bruit est proche de 2 pour 1, et dépend peu du seuil sur l'énergie transverse. Le bruit de fond résiduel est dominé par les hadrons chargés. Une meilleure réjection peut être envisagée, au prix de perdre de l'efficacité pour les coupures strictes (TRT et/ou isolation) et en améliorant la reconstruction des conversions de photons.

La figure 5.34 montre plus en détail les efficacités globales de reconstruction et d'identification pour les trois types de coupures discutées précédemment : la dépendance en E_T des efficacités est montrée pour des électrons seuls à E_T fixée et aussi pour des processus de physique contenant des électrons isolés provenant de désintégrations en cascade de particules supersymétriques, afin d'illustrer le comportement plutôt stable des coupures lorsque l'on passe du cas idéal des particules seules à un environnement rempli de jets additionnels dans l'événement. L'efficacité quelque peu moins bonne observée dans les événements complexes est due à la fraction de cas où le candidat électron est proche ou à l'intérieur d'un jet à grand p_T . L'efficacité globale des coupures reste stable même pour des énergies d'électron plus élevées (l'efficacité des coupures d'isolation strictes est de 68 % pour des électrons de $E_T = 500$ GeV).

En plus de l'analyse traditionnelle basée sur les coupures, des techniques basées sur plusieurs variables similaires ont été développées, et la performance pour l'utilisation d'une technique de maximum de vraisemblance est montrée comme exemple en figure 5.35. Comparé aux coupures strictes décrites plus haut, un gain en efficacité d'environ 5 % pour les mêmes réjections fixées contre les jets ou un gain de 30-50 % de réjection pour la même efficacité fixée, peuvent être obtenus en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance pour des électrons isolés ayant des énergies typiquement de l'ordre de celles attendues dans les désintégrations $Z \rightarrow ee$.

Coupures	$E_T > 17 \text{ GeV}$			$E_T > 8 \text{ GeV}$		
	Efficacité (%)		Réjection des jets	Efficacité (%)		Réjection des jets
	Z $\rightarrow ee$	b,c $\rightarrow e$		Electrons seuls ($E_T = 10 \text{ GeV}$)	b,c $\rightarrow e$	
Relâchées	$87,9 \pm 0,5$	38 ± 1	570 ± 10	$75,7 \pm 0,5$	46 ± 1	510 ± 10
Moyennes	$76,7 \pm 0,5$	27 ± 1	2200 ± 20	$64,8 \pm 0,5$	36 ± 1	1280 ± 10
Strictes (TRT)	$61,3 \pm 0,5$	20 ± 1	$(8 \pm 1)10^4$	$46,4 \pm 0,5$	25 ± 1	$(4,7 \pm 0,5)10^4$
Strictes (isol)	$63,6 \pm 0,5$	16 ± 1	$(9 \pm 1)10^4$	$48,7 \pm 0,5$	24 ± 1	$(4,3 \pm 0,5)10^4$
	population relative de candidats restants (%)			population relative de candidats restants (%)		
	isolé	non isolé	jets	isolé	non isolé	jets
Moyennes	0,9	6,4	$92,6(1,5 + 91,1)$	-	7,7	$92,3(2,2 + 90,9)$
Strictes (TRT)	10,5	56,1	$33,4(4,3 + 29,0)$	-	63,2	$36,8(4,0 + 32,8)$
Strictes (isol)	13,0	53,4	$33,6(4,6 + 29,0)$	-	62,8	$37,2(4,4 + 30,3)$

TAB. 16 – Efficacités attendues pour des électrons isolés et non isolés, et réjection du bruit de fond de jets correspondant, pour les trois types de coupures standard utilisées pour l’identification des électrons. Les résultats sont donnés pour des échantillons de jets inclusifs simulés correspondant à un seuil sur l’énergie transverse des candidats électrons de 17 GeV (à gauche) et de 8 GeV (à droite). Les trois dernières lignes montrent, pour chaque échantillon de jets inclusifs, les fractions de tous les candidats restants correspondant aux coupures moyennes, strictes (TRT) et strictes (isol). Les électrons isolés proviennent des désintégrations du W, du Z et du quark top, et les électrons non isolés proviennent de désintégration de quark b ou c. Le bruit de fond résiduel de jet se divise en deux composantes dominantes : les électrons issus de conversions de photons et de désintégrations de Dalitz (premier terme entre parenthèse) et les hadrons chargés (second terme). Les erreurs citées incluent une partie des erreurs systématiques, mais elles ne tiennent pas compte des plus grandes incertitudes systématiques dues aux entrées liées à la physique et à la simulation du détecteur.

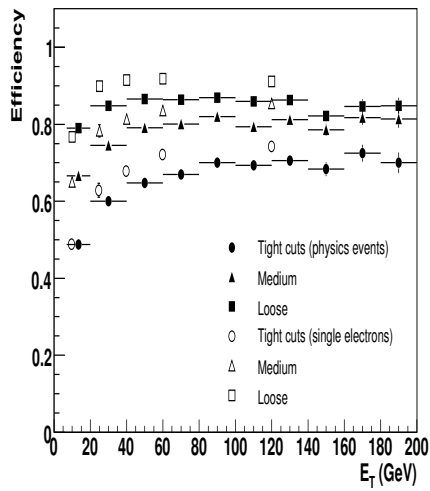


FIG. 5.34 – Reconstruction et efficacité d’identification globales pour différents jeux de coupures sur les électrons : relâchées, moyennes et strictes (isol), en fonction de E_T pour des électrons seuls (symboles ouverts) et pour des électrons isolés dans un échantillon d’événements de physique situés dans un environnement complexe (symboles pleins).

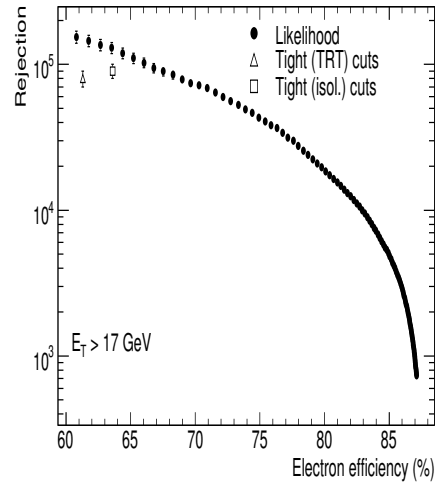


FIG. 5.35 – Réjection des jets en fonction de la reconstruction et de l’efficacité d’identification globales pour des électrons, obtenues en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance (cercles pleins). Les résultats obtenus avec la méthode standard basée sur les coupures sont aussi donnés dans le cas des coupures strictes (TRT) (triangles ouverts) et strictes (isol) (carrés ouverts).

Certains algorithmes dédiés à la reconstruction de traces permettent d'améliorer la reconstruction de l'impulsion pour des électrons ayant une impulsion allant jusque 10 GeV. Cependant, comme le montre la figure 5.36, pour des électrons ayant un $p_T = 25$ GeV, une réduction significative des queues dues au rayonnement de freinage peut seulement être obtenue aux grandes énergies en combinant les mesures du détecteur interne avec les mesures précises de la position selon ϕ donnée par la gerbe électromagnétique. Cette dernière contrainte, lorsqu'elle est combinée avec l'impact extrapolé de la trace dans le calorimètre, fournit assez d'informations pour estimer avec une précision raisonnable l'origine et l'énergie d'un photon émis dans le cas d'un rayonnement de freinage important. La figure 5.36 montre également que la procédure de traitement combinée du rayonnement de freinage réduira considérablement les queues de la distribution de E/p , ce qui constituera un outil important pour étudier l'uniformité de l'étalonnage du calorimètre électromagnétique, ainsi que les effets des matériaux et de l'alignement.

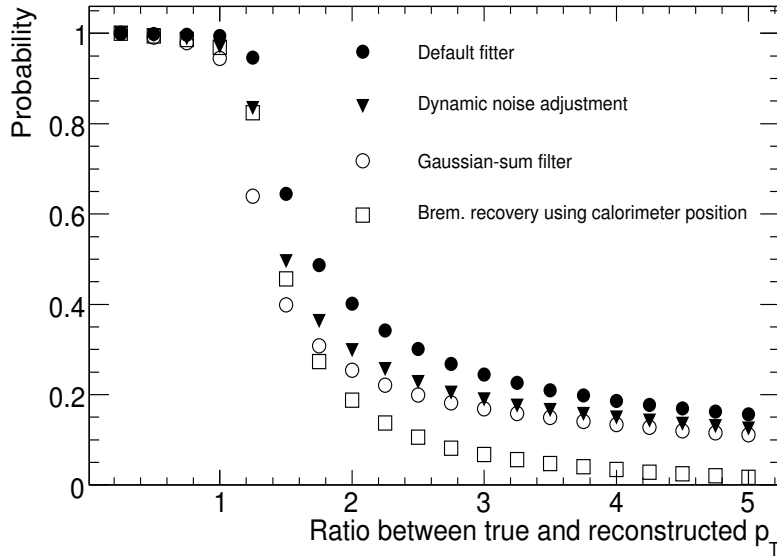


FIG. 5.36 – Probabilité du rapport entre l'impulsion transverse vraie et reconstruite, d'excéder une valeur donnée pour des électrons ayant un $p_T = 25$ GeV et $|\eta| > 1,5$. Les symboles variés représentent différents algorithmes d'ajustement de traces et l'algorithme de traitement du rayonnement de freinage, qui utilise la mesure précise de la position de la gerbe selon ϕ donnée par le calorimètre électromagnétique.

5.5 Reconstruction des jets

Les calorimètres d'ATLAS ont une très bonne granularité pour $\eta < 3,2$. Les parties avant des calorimètres, qui couvrent la région telle que $3,2 < \eta < 4,9$, fournissent également une granularité suffisante pour reconstruire les jets aux petits angles polaires, avec une bonne précision et une bonne efficacité. Pour couvrir la grande variété de processus de physique qui pourra se produire au LHC, de nombreux algorithmes de reconstruction des jets sont disponibles. Les jets sont reconstruits en général à partir des énergies mesurées dans les cellules du calorimètre, mais aussi pour certaines applications spécifiques, à partir des traces chargées reconstruites ou des données générées par la simulation physique de l'événement. Les algorithmes s'appuient en partie sur l'expérience acquise pendant le Run II du Tevatron [85]. Il existe deux algorithmes principaux pour ATLAS : le premier reconstruit les jets à l'intérieur d'un cône de taille définie avec un seuil sur l'énergie transverse, tandis que le deuxième utilise une méthode de recombinaison successive. Les caractéristiques importantes pour la reconstruction des jets sont la linéarité de la réponse pour toute la gamme d'énergie couverte par les jets, une réponse uniforme et indépendante de la direction des jets, et une bonne précision sur la mesure de l'énergie.

5.5.1 Linéarité de la réponse et précision sur la mesure de l'énergie

La linéarité de la réponse pour les jets du calorimètre d'ATLAS est définie comme le rapport entre l'énergie reconstruite du jet et l'énergie vraie de celui-ci (E_{rec}/E_{truth}) obtenue à partir d'événements QCD di-jets simulés. La figure 5.37 donne la linéarité du signal pour deux régions différentes en η , et pour deux étalonnages distincts (étalonnage des jets à l'échelle d'énergie électromagnétique, et étalonnage global). Pour l'utilisation d'un cône tel que $R = 0,7$, la linéarité du signal est raisonnable tout au long de la gamme d'énergie testée, une fois que la procédure globale de l'étalonnage des jets a été appliquée. La figure 5.37 montre aussi les déviations attendues pour les jets reconstruits à l'échelle d'énergie électromagnétique, i.e sans qu'aucun étalonnage hadronique ne soit appliqué. Dans ce cas, l'énergie reconstruite des jets ne correspond qu'à environ 50 % (aux basses énergies) ou au mieux 80 % (aux grandes énergies) de l'énergie vraie du jet.

Après étalonnage global, la précision sur la mesure de l'énergie est montrée pour les mêmes jets sur la figure 5.38 en fonction de l'énergie vraie (E_{truth}) et pour deux régions différentes en η . Dans ce cas-ci, les résultats sont aussi montrés pour un cône de taille plus petite, $R_{cone} = 0,4$. La courbe donne le résultat d'un ajustement à trois paramètres sur la précision de la mesure de l'énergie :

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2} \quad (27)$$

Pour les jets centraux situés dans la région $0,2 < \eta < 0,4$, le terme stochastique est environ égal à 60 %, tandis que la limite asymptotique à haute énergie

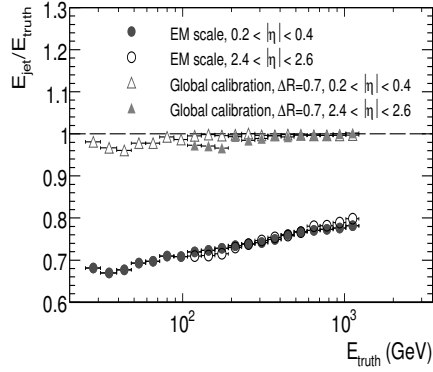


FIG. 5.37 – Linéarité de la réponse pour des jets formés à partir d’un cône défini par $R_{cone} = 0,7$, exprimé en fonction du rapport entre l’énergie reconstruite des jets et l’énergie vraie ($\frac{E_{rec}}{E_{truth}}$), pour deux régions différentes en η , et en fonction de l’énergie vraie (E_{truth}).

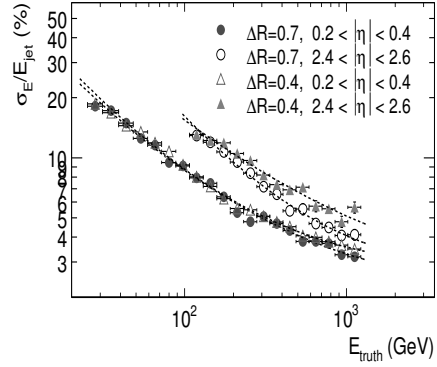


FIG. 5.38 – Précision sur la mesure de l’énergie pour des jets reconstruits avec des cônes définis par $R_{cone} = 0,7$ et $R_{cone} = 0,4$, pour deux régions différentes de η , et en fonction de l’énergie vraie E_{truth} .

sur la résolution (qui est dominée par le terme constant c) vaut environ 3% pour les constantes d’étalonnage globales utilisées. Une importante contribution de la dépendance en fonction de η sur la précision de la mesure de l’énergie est due au bruit. Ce bruit varie assez rapidement, à cause de la taille grandissante des cellules à lire, ainsi que du changement de technologie entre le calorimètre à tuiles (à faible bruit) et le calorimètre à argon liquide (à plus grand bruit) lorsque η augmente. Le terme de bruit b augmente de 0,5 à 1,5 GeV entre le tonneau et les bouchons, pour les deux régions en η montrées sur la figure 5.38.

5.5.2 Uniformité du signal

La variation de la réponse en énergie des jets en fonction de leur direction, permet de mesurer l’uniformité du signal pour toute la région de rapidité couverte par les calorimètres. La figure 5.39 montre le rapport entre l’énergie reconstruite des jets et l’énergie vraie, en fonction de η , et pour deux intervalles en E_T . Les pertes d’efficacité correspondant aux deux régions de transition telles que $1,2 < \eta < 1,8$ et $2,8 < \eta < 3,4$, sont davantage visibles pour les basses énergies transverses. Elles sont principalement dues aux zones de transition entre les différentes composantes de la calorimétrie hadronique (décrit dans le chapitre 2). La figure 5.40 montre la précision sur la mesure de l’énergie correspondante en fonction de η . La dépendance en fonction de η s’explique par l’augmentation d’énergie des jets ayant une impulsion transverse comprise entre 30 et

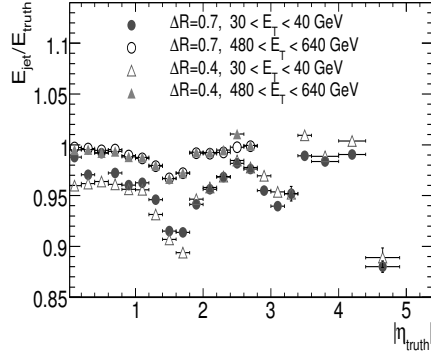


FIG. 5.39 – Uniformité du signal pour des jets issus d'événements dijets QCD, pour deux gammes différentes en E_T et en fonction de η . Les résultats sont montrés pour des jets reconstruits avec un cône défini par $R_{cone} = 0,7$ et $R_{cone} = 0,4$.

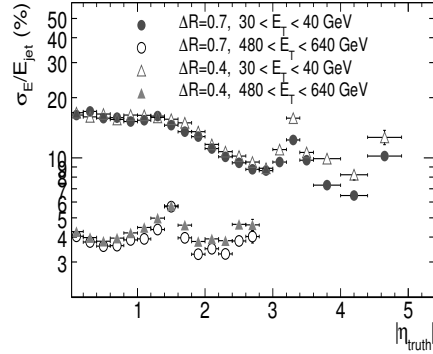


FIG. 5.40 – Précision sur la mesure de l'énergie pour des jets reconstruits avec un cône défini par $R_{cone} = 0,7$ et $R_{cone} = 0,4$, pour deux régions différentes de E_T , et en fonction de η .

40 GeV, de $E_{jet} = 30$ GeV à $\eta = 0$ jusqu'à $E_{jet} = 1,8$ TeV à $\eta = 4,5$. Les termes de la dépendance en énergie ($\frac{a}{\sqrt{E}}$) et du bruit ($\frac{b}{E}$) sont dominants pour une grande partie du régime cinématique. Pour les jets ayant une impulsion transverse plus élevée, par exemple comprise entre 480 et 640 GeV, l'énergie est comprise entre 480 et 7000 GeV, entre $\eta = 0$ et $\eta = 3,1$, qui correspond à la limite cinématique au LHC. Dans cette région, la précision de mesure est essentiellement indépendante de l'énergie des jets, car elle est dominée par le terme constant ($c \gg \frac{a}{\sqrt{E}} \gg \frac{b}{E}$).

5.6 Energie transverse manquante

Pour la plupart des analyses de physique attendues dans ATLAS, il est important d'avoir une très bonne mesure de l'énergie transverse manquante, E_T^{miss} . Celle-ci est par exemple essentielle pour la reconstruction de la masse du quark top, la recherche du boson de Higgs, ou encore pour l'étude des désintégrations leptoniques du boson W ($W \rightarrow e\nu$ par exemple). Une bonne mesure de E_T^{miss} permet également de réduire les effets sur les distributions dues aux imperfections de la couverture du détecteur ou de la réponse de celui-ci (il existe plusieurs régions de transition dans le calorimètre, ce qui donne dans certains cas une mauvaise mesure de E_T^{miss}).

5.6.1 Reconstruction de E_T^{miss}

La reconstruction de E_T^{miss} peut se décomposer en deux étapes principales :

1) On commence par sommer les énergies transverses des objets de grande énergie transverse, reconstruits dans le calorimètre et le spectromètre à muons (jets hadroniques, électrons, photons, et muons). Les cellules correspondantes du calorimètre sont alors étiquetées comme ayant déjà contribué au calcul de E_T^{miss} . On ajoute alors les cellules ou amas d'énergie n'ayant pas contribué à la formation des objets ci-dessus, à la somme des énergies transverses de ces objets. De plus, les énergies des objets et des cellules sont pondérées pour prendre en compte l'énergie perdue par exemple dans les cryostats.

2) L'énergie transverse manquante est identifiée comme l'opposé de la somme totale définie ci-dessus, car il y a en général une très bonne conservation de l'énergie dans le plan transverse au LHC.

5.6.2 Evaluation de la performance de reconstruction

La performance attendue sur la mesure de E_T^{miss} s'obtient en comparant la valeur reconstruite de E_T^{miss} et l'énergie vraie, calculée en utilisant toutes les particules stables et qui n'interagissent pas, de l'état final, pour différents processus de physique. La figure 5.41 montre la résolution sur la mesure de l'énergie transverse manquante, qui augmente approximativement comme l'énergie transverse totale déposée dans les calorimètres, sur une large gamme d'énergie.

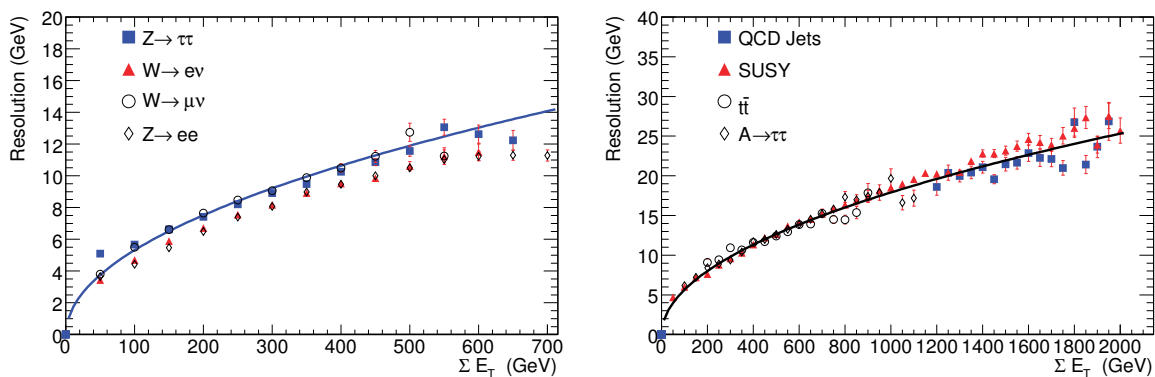


FIG. 5.41 – Résolution sur la mesure de E_T^{miss} en fonction de l'énergie transverse totale, ΣE_T , mesurée dans les calorimètres, pour différents processus de physique correspondant à des faibles et moyennes valeurs de ΣE_T (à gauche) et pour des plus grandes valeurs de ΣE_T (à droite). La courbe correspond au meilleur ajustement obtenu avec une fonction de la forme $a \sqrt{\Sigma E_T}$.

5.7 Performances du système de déclenchement

5.7.1 Présentation

Dans cette sous-partie, on présente un aperçu des performances atteintes avec les données brutes simulées en utilisant la stratégie de sélection en ligne (online) pour la physique d'ATLAS. Pour atteindre les taux de réjection mentionnés plus haut, il est nécessaire que les composants du logiciel de reconstruction et d'analyse fonctionnent en accord avec le système de déclenchement. Un grand niveau de flexibilité est fourni par celui-ci pour s'adapter aux changements de luminosité, aux variations des conditions de bruit de fond, ainsi qu'aux nouvelles contraintes qui surgiront lors de la compréhension de la physique, de la performance du système de déclenchement, et des développements du détecteur.

L'approche choisie pour garantir une bonne acceptance pour un spectre de physique aussi large que possible, est d'utiliser principalement des critères inclusifs pour la sélection en ligne, i.e des signatures principalement basées sur des déclenchements à grand p_T d'objets simples ou formés de deux éléments. Le choix des seuils est fait de telle façon qu'il y ait un bon recouvrement des objectifs du Tevatron et des autres collisionneurs, et d'assurer une bonne sensibilité aux nouvelles particules pour une grande étendue de masses et de canaux.

L'architecture du système de déclenchement et du système d'acquisition des données a été décrite dans le deuxième chapitre et est basée sur un système à trois niveaux, avec un premier niveau (L1) au niveau du matériel (sur les ASIC et FPGA), et deux autres niveaux (L2 et filtre à événements, aussi appelés système de déclenchement de haut niveau ou HLT) agissant au niveau du logiciel. Au niveau L2, la sélection des événements est basée sur des algorithmes spécialisés, optimisés pour la vitesse, alors que le filtre à événements utilise des algorithmes plus complexes, identiques à ceux utilisés dans le logiciel de reconstruction hors-ligne (offline).

Les algorithmes au niveau de L2 et du filtre à événements sont installés de telle manière que la reconstruction est normalement guidée par le niveau du déclencheur précédent pour accéder et analyser seulement les données de la région d'intérêt (RoI) contenant des candidats particules. Cela réduit de manière considérable le temps de traitement (ainsi que le temps de conservation des données dans les mémoires tampon des processeurs du L2), sans dégrader la performance de sélection. Au niveau du filtre à événements, les données peuvent être accessibles et analysées pour tout le détecteur, avec pour seule contrainte la disponibilité des ressources nécessaires au transfert des données. Au niveau de L2, cela ne peut être fait que pour des cas particuliers et pour une petite fraction des événements dû aux limitations de bande passante, alors que pour le filtre à événements, les données de l'événement complet sont disponibles en mémoire.

Au niveau du HLT, des algorithmes d'extraction sont utilisés pour identifier les objets (tels que des électrons ou des jets) et déterminer leurs propriétés, ou déterminer les caractéristiques globales de l'événement. La séquence d'exécution des algorithmes (i.e ordonnée par ordre de complexité) est choisie pour

maximiser le potentiel pour la physique, et retenir une efficacité adéquate des transferts de données et de l'utilisation des ressources du HLT. Après chaque étape de la séquence, des algorithmes d'hypothèses déterminent si une signature donnée est satisfaite ou non. L'analyse de n'importe quelle région d'intérêt donnée est stoppée dès qu'il est clair qu'elle ne peut pas contribuer à la sélection de l'événement. L'événement lui-même est rejeté si aucune des signatures du système de déclenchement n'est satisfaite.

5.7.2 Menus du système de déclenchement

Les menus du système de déclenchement sont des tables qui spécifient les seuils et les critères de sélection de chacun des trois niveaux de déclenchement pour satisfaire les exigences nécessaires aux analyses de physique. Le processus de préparation de ces menus tient compte d'une hypothèse sur les possibilités de réjection à chaque étape de la sélection et pour chaque signature, ainsi que sur les taux de traitements qui peuvent être atteints à chaque niveau du système de déclenchement, ainsi que du système de traitement hors-ligne. Cette procédure s'effectue en plusieurs itérations et bénéficie des études antérieures faites sur au niveau de L1 et de HLT.

Les chaînes du système de déclenchement, définies comme des entrées du menu et correspondant à des objets de physique sélectionnés, sont identifiées en utilisant une notation où le symbole représente un type de particule. De plus, ils sont précédés d'une valeur de multiplicité et suivis d'une valeur de seuil en E_T . Par exemple, 2e5 correspond à l'attente de deux électrons ou plus, chacun d'eux ayant une énergie transverse supérieure à 5 GeV. La valeur de seuil citée pour L1 correspond à la coupure sur E_T appliquée au niveau du matériel, et une grande efficacité ne peut être obtenue que pour des particules ou des jets ayant une énergie transverse plus élevée. Pour des sélections inclusives, l'exigence de la multiplicité pour l'un est implicite. Un "i" qui suit le seuil indique qu'une exigence sur l'isolation est faite en supplément. Par exemple, $\tau 20i$ nécessite au moins un candidat hadronique τ avec une énergie transverse supérieure à 20 GeV et une isolation spécifique dans le calorimètre. Le terme "xE" est un raccourci pour désigner l'énergie transverse manquante.

La configuration du système de déclenchement contient la définition des menus pour différents canaux de physique comme les électrons seuls, les muons, les leptons τ , les jets ou les désintégrations du B. Pour chaque niveau du système de déclenchement, les chaînes du menu peuvent être pré-échelonnées pour réduire le taux des événements, ou au contraire que ces dernières passent la sélection, en dépit de la décision du HLT et pour le besoin des études systématiques.

La luminosité initiale de démarrage du LHC est attendue autour de $10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Cela fournit des conditions convenables pour la mise en route du système de déclenchement et des sous-systèmes du détecteur, ce qui implique la validation des algorithmes associés, et renforce les possibilités d'observer les signatures basiques du Modèle Standard. Le menu du système de déclenchement pour ce scénario initial respecte ces conditions et permet d'utiliser un seuil bas sur l'impulsion pour les leptons et les photons de l'état final, sans faire de pré-échelonnage

au niveau de L1.

Le tableau 17 montre en exemple une partie des taux pour L1 et HLT choisis pour différentes signatures. Ces valeurs ont été estimées en utilisant des événements non diffractifs de biais minimum, avec une section efficace totale supposée de 70 mb. Déclencher à partir d'un lepton simple ou de deux leptons pourra être possible avec un seuil bas sur l'impulsion transverse et sans appliquer de critères d'isolation ou d'autres critères complexes, et cela devra être validé avec les premières données. A l'exception de la sélection de biais minimum, les chaînes indiquées sont celles qui peuvent être utilisées sans pré-échelonnage avec une luminosité de $10^{31}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le menu complet contient un certain nombre de composants additionnels, incluant plusieurs chaînes pré-échelonnées avec un seuil bas.

Les taux pour les systèmes de déclenchement combinés qui nécessitent au moins deux leptons ou photons dans l'état final devraient être bas dans la plupart des cas, et ce, sans nécessité de fonctionner sans pré-échelonnage avec des seuils très bas. Une bande passante significative sera dédiée à la collecte de grands échantillons de données de biais minimum utilisés dans les analyses de physique et pour les études des performances du détecteur et du système de déclenchement. Les systèmes de déclenchement pour plusieurs jets utiliseront un taux relativement haut, comparable à celui utilisé pour tester l'étiquetage des jets b au niveau du HLT. Une petite partie de la bande passante peut être allouée à l'énergie transverse manquante inclusive et aux systèmes de déclenchement basés sur la somme scalaire des énergies transverses. Il est aussi possible d'utiliser les signatures de l'énergie transverse manquante en combinaison avec d'autres critères. Remarquez que pour la signature $\tau 20i + xE30$ du tableau 17, la sélection de l'énergie transverse manquante n'est faite qu'au niveau du filtre à événements, dans le cas où la sélection de L1 prend du temps pour la validation. Le taux pour la chaîne $\tau 20i$ au niveau de L1 est d'environ 5 kHz.

Les taux cités sont sujets à de grandes incertitudes sur les sections efficaces des processus QCD des collisions proton-proton aux énergies du LHC, ainsi qu'au changement des performances du détecteur. Les taux indiqués supposent que les coupures de sélection seront déjà relativement bien ajustées pour avoir une grande réjection du bruit de fond et une bonne efficacité pour le signal. Il est en outre possible d'utiliser des coupures plus strictes ainsi que des variables plus subtiles comme l'isolation, ou encore en privilégiant de longues phases d'optimisation et de validation. Si les taux se montrent trop élevés, il sera toujours possible d'augmenter de manière substantielle les seuils inclusifs, sans compromettre le programme initial principal de physique, mais au détriment de l'efficacité de collecte de grands échantillons de données nécessaires à la compréhension initiale des performances du détecteur.

5.7.3 Application aux électrons et aux photons

La performance des systèmes de déclenchement pour les électrons et les photons a été estimée pour une luminosité de $10^{31}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, en utilisant des simulations de particules seules et les canaux de physique sélectionnés. Les ef-

Signatures	Taux L1 (Hz)	Taux HLT (Hz)	Commentaires
Biais minimum	Jusque 10000	10	Elément du Trigger pré-échelonné
e10	5000	21	b,c \rightarrow e, W, Z, Drell-Yan, $t\bar{t}$
2e5	6500	6	Drell-Yan, J/ ψ , γ , Z
γ 20	370	6	Photons directs, γ -jet
2 γ 15	100	<1	Paires de photons
μ 10	360	19	W, Z, $t\bar{t}$
2 μ 4	70	3	Physique du B, Drell-Yan, J/ ψ , γ , Z
μ 4 + J/ ψ ($\mu\mu$)	1800	<1	Physique du B
j120	9	9	QCD et autres états finaux avec des jets à grand p_T
4j23	8	5	Etats finaux avec plusieurs jets
τ 20i + xE30	5000 (voir texte)	10	W, $t\bar{t}$
τ 20i + e10	130	1	Z \rightarrow $\tau\tau$
τ 20i + μ 6	20	3	Z \rightarrow $\tau\tau$

TAB. 17 – Sous-ensemble des chaînes contenues dans le menu du système de déclenchement à $10^{31}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

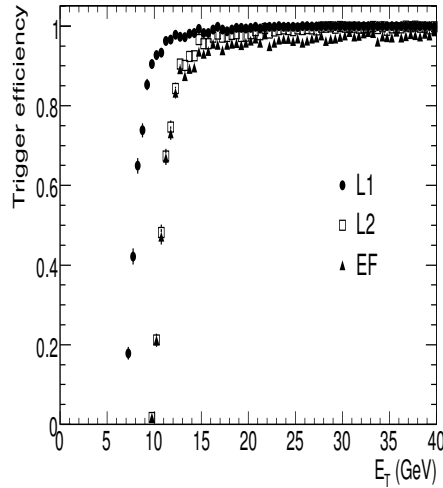


FIG. 5.42 – Efficacités du système de déclenchement aux niveaux L1, L2 et EF, en fonction de l'énergie transverse de l'électron issue de la vérité pour la chaîne e10 du menu. Les efficacités sont obtenues pour des électrons seuls et sont normalisées par rapport au jeu de coupures moyennes pour les électrons.

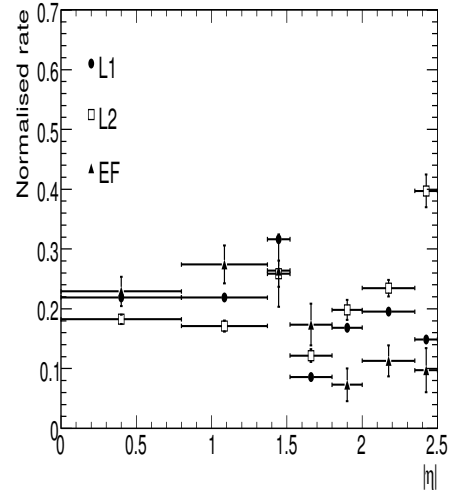


FIG. 5.43 – Taux relatifs en fonction de $|\eta|$ pour des jets passant les sélections des systèmes de déclenchement des niveaux L1, L2 et EF pour la chaîne e10 du menu. Les taux relatifs sont montrés pour chacun des sept intervalles en η utilisés pour optimiser la sélection hors-ligne des électrons isolés et sont normalisés comme spécifié dans le texte.

ficacités du système de déclenchement ont été obtenues à partir d'événements contenant des électrons et des photons identifiés avec des coupures d'identification relâchées utilisées hors-ligne. L'inefficacité de la sélection du système de déclenchement est principalement due aux exigences de la sélection stricte nécessaire pour réduire le niveau du bruit de fond à un niveau acceptable. Il y a également des petites pertes d'efficacité dues à la granularité grossière du calorimètre utilisé au niveau de L1 ainsi qu'à l'algorithme simple (mais rapide) appliqué à L2 comparé à la reconstruction hors-ligne.

La figure 5.42 montre les efficacités au niveau de L1, L2 et du filtre à événements en fonction de l'énergie transverse pour la signature e10 (élément du menu sélectionnant les électrons ayant une énergie transverse supérieure à 10 GeV), estimées en utilisant des simulations d'électrons seuls. L'efficacité atteint un plateau pour les énergies transverses supérieures à environ 15 GeV et la courbe est plutôt uniforme en fonction de $|\eta|$, sauf pour un creux de 10-20 % dans la région de transition située entre le tonneau et les bouchons des calorimètres. La figure 5.43 montre les taux relatifs normalisés attendus dans les jets QCD qui satisfont la signature e10, en fonction de $|\eta|$, pour les niveaux successifs du système de déclenchement. Ces taux relatifs sont normalisés pour chaque niveau du système de déclenchement par rapport au nombre d'événements sélectionnés et ensuite le taux est échelonné à nouveau pour chaque intervalle jusqu'au taux attendu, pour un intervalle de taille fixe défini par $\Delta\eta = 0,5$. Les taux sont relativement sensibles aux résultats de l'optimisation de l'efficacité du système de déclenchement et leur uniformité reflète la baisse d'efficacité dans les régions où la performance du calorimètre électromagnétique n'est pas optimale, comme dans la région de transition entre le tonneau et les bouchons correspondant à $1,37 < |\eta| < 1,52$.

5.8 Etude des distributions de E/p

Il s'agit d'étudier ici les distributions de E/p sur des échantillons contenant des électrons afin de mettre en évidence des effets de désalignement résiduels ou des désaccords entre la quantité de matière simulée et celle réellement présente dans le détecteur.

Ces distributions doivent être comprises de manière quantitative par étapes successives en utilisant par exemple des grandes statistiques d'électrons inclusifs de saveur lourde, qui seront disponibles dès la première période de prise de données. Dans une étape ultérieure, de grandes statistiques d'électrons de plus haute impulsion transverse, provenant notamment de désintégrations $W \rightarrow e\nu$, seront utilisées pour améliorer les incertitudes systématiques.

La figure 5.44 montre les sections efficaces différentielles, en fonction de E_T , pour les candidats électrons, et pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} . Les différents histogrammes correspondent aux candidats électrons, avant toute coupure d'identification, et après avoir appliqué les coupures relâchées, moyennes, strictes (TRT) et strictes avec isolation. Les distributions sont complètement dominées par le bruit de fond des jets, jusqu'à ce que les coupures strictes soient appliquées. Les sections efficaces différentielles attendues après avoir appliqué les

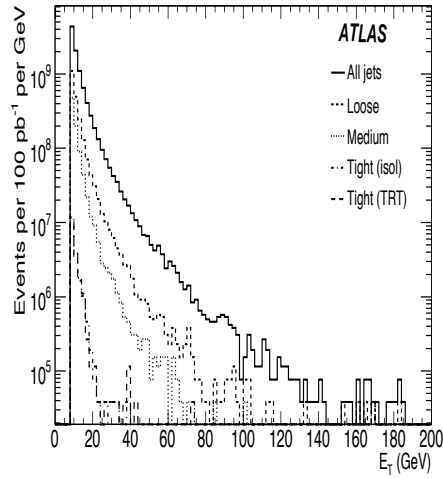


FIG. 5.44 – Sections efficaces différentielles, en fonction de E_T , avant les coupures d’identification et après avoir appliqué les coupures relâchées, moyennes, strictes (TRT) et strictes avec isolation, pour des échantillons simulés d’événements de biais minimum, avec $E_T > 8$ GeV, et pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} [86].

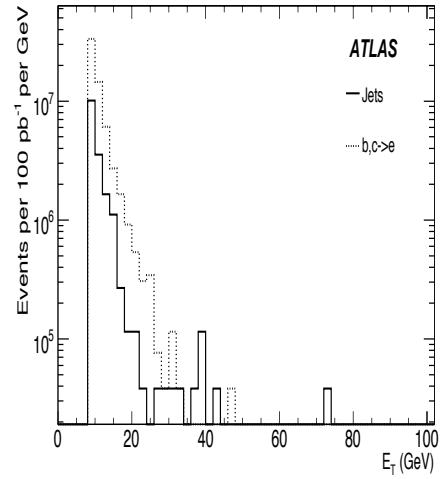


FIG. 5.45 – Sections efficaces différentielles, en fonction de E_T , après avoir appliqué les coupures strictes (TRT), montrées séparément pour les composantes attendues des événements de biais minimum (électrons non-isolés, provenant de désintégrations semi-leptoniques de saveurs lourdes, et bruit de fond de jets résiduels), avec $E_T > 8$ GeV et pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} [86].

coups strictes (TRT) sont données sur la figure 5.45, séparées en leurs deux composantes principales (la contribution des électrons isolés provenant des désintégrations W, Z ou du quark top est négligeable pour un choix de seuil en E_T de 8 GeV) : électrons non-isolés issus de désintégrations semi-leptoniques de quarks b ou c, et bruit de fond résiduel des jets. Les formes du spectre pour les électrons non-isolés et pour le bruit de fond résiduel de jets sont très similaires. Pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} , la figure 5.45 montre que l'on peut s'attendre à avoir environ 10 millions d'électrons inclusifs reconstruits et identifiés, et provenant de désintégrations semi-leptoniques de quarks b ou c, avec $E_T > 10 \text{ GeV}$. C'est cette grande statistique qui sera utilisée pour comprendre le mieux possible les performances du détecteur avec les données initiales.

5.8.1 Echantillons et géométries utilisés

Trois types d'échantillons différents ont été utilisés pour ces études : électrons seuls avec $E_T = 25 \text{ GeV}$, électrons seuls avec $E_T = 10 \text{ GeV}$, et électrons provenant de désintégrations $Z \rightarrow e\bar{e}$. L'étude de ces différents échantillons permet d'évaluer à quel point l'énergie joue un rôle important dans la détection de la quantité de matière ou des désalignements. De plus, il était important de vérifier le comportement des distributions E/p pour plusieurs échantillons différents (les événements avec électrons seuls ne contiennent pas d'événement sous-jacent).

Trois géométries différentes ont été utilisées :

- Idéale : les échantillons générés dans cette configuration sont simulés et reconstruits avec la géométrie idéale, c'est à dire en utilisant la meilleure connaissance actuelle de la géométrie réelle du détecteur, à partir des données rentrées dans la simulation (comme expliqué dans le chapitre 3 de ce mémoire pour le TRT).

- Avec matière additionnelle : cette géométrie comporte des désalignements volontairement introduits pour révéler la connaissance imparfaite de la géométrie du détecteur. De même, des quantités de matière ont été ajoutées à certains endroits soigneusement choisis du détecteur (et entre les détecteurs) pour simuler de manière réaliste des pièces oubliées ou mal modélisées dans la simulation, comme par exemple des câbles de service, des soudures, etc... Ceci a été fait de manière asymétrique en fonction de l'angle azimuthal ϕ et aussi entre les côtés A et C du détecteur, de façon à ce que la visualisation des distributions de E/p dans des régions spécifiques du détecteur fasse directement apparaître les effets systématiques recherchés. Les échantillons générés pour cette géométrie sont simulés avec celle-ci et la reconstruction utilise les mêmes positions des détecteurs que lors de la simulation. Le résultat ne sera donc pas sensible à des effets éventuels de désalignements résiduels.

- Avec matière additionnelle et désalignements résiduels : les échantillons générés pour cette géométrie utilisent la simulation de la géométrie avec matière additionnelle, mais la reconstruction s'effectue en utilisant un jeu de constantes d'alignement obtenu pour le détecteur interne par les experts de l'alignement. Le résultat sera dans ce cas-ci sensible à des effets de désalignements résiduels.

Pour cette étude, la statistique utilisée est de 17 k à 40 k électrons et positons pour les trois échantillons considérés ($E_T = 10$ GeV, $E_T = 25$ GeV et $Z \rightarrow ee$). Avant d'étudier les distributions de E/p , il est important de vérifier la qualité de la reconstruction de l'énergie dans le calorimètre.

On distingue ensuite deux étapes dans ce travail : la première consiste à étudier les effets des désalignements résiduels. L'étape suivante consiste à comparer les échantillons des géométries idéale et avec matière additionnelle (ou avec matière additionnelle et désalignements résiduels), pour voir l'effet de la matière ajoutée sur les distributions en E/p .

Les résultats ci-dessous sont seulement montrés pour les échantillons d'électrons seuls avec $E_T = 25$ GeV, car ils illustrent bien la sensibilité obtenue dans l'étude des distributions E/p .

5.8.2 Fonctions utilisées dans les ajustements

Dans ce qui suit, les quantités E , $1/p$ et E/p vont être étudiées, afin de voir si les différences qui peuvent apparaître pour le rapport E/p indiquent que la source de celles-ci vient du calorimètre ou du trajectomètre. Pour étudier les différentes distributions, on réalise des ajustements en utilisant une combinaison d'une fonction gaussienne et/ou d'une fonction de Crystal Ball. Cette dernière est ainsi nommée d'après la collaboration du même nom, et a pour but de représenter au mieux les distributions non gaussiennes de certains processus de la physique à haute énergie.

Un exemple de cette fonction est donné ci-dessous (fig. 5.46). La définition mathématique de cet objet est donnée par les équations suivantes :

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}} & \text{si } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot (B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n} & \text{si } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases}$$

où

$$A = \left(\frac{n}{\alpha}\right)^n \cdot e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \text{ et } B = \frac{n}{\alpha} - \alpha .$$

N étant un facteur de normalisation, α , n , \bar{x} et σ , des paramètres obtenus par ajustement des données.

Remarquons que l'ajustement des données pourrait être fait avec des fonctions plus compliquées incluant par exemple deux ou trois fonctions gaussiennes combinées avec la fonction de Crystal Ball, mais l'ajustement lui-même n'est pas poussé à l'extrême, parce que l'étude prendrait beaucoup de temps. Les études plus précises seront faites ultérieurement avec plus de statistique, et avec les vraies données.

Crystal Ball Function

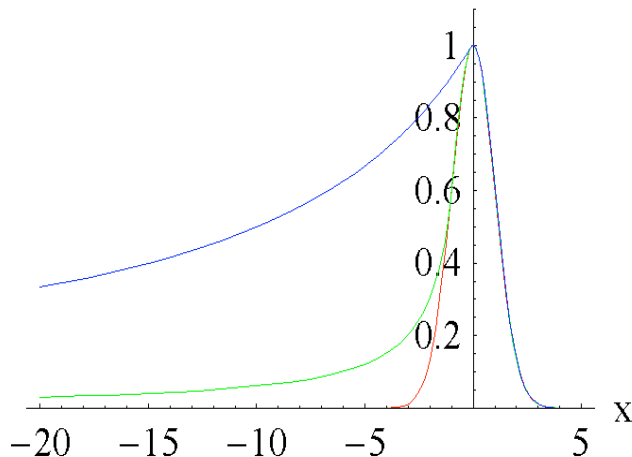


FIG. 5.46 – Illustration de la fonction de Crystal Ball avec \bar{x} , $\sigma=1$, $N=1$ et trois choix pour le paramètre α : $\alpha=0,1$ (bleu), $\alpha=1$ (vert) et $\alpha=10$ (rouge).

5.8.3 Précision du calorimètre

Avant d'étudier la reconstruction de l'énergie dans le calorimètre dans l'expérience ATLAS elle-même avec les données simulées citées ci-dessus, il est important de mentionner les études faites en faisceau test, car des résultats très précis ont été obtenus pendant la prise de données des tests en faisceaux de 2000 à 2004, et plus particulièrement en faisceau combiné de 2004 (voir la section 5.1).

5.8.3.1 Résultats des tests en faisceaux combinés

Lors des tests en faisceaux, différentes mesures de la linéarité et de la résolution intrinsèque ont été obtenues pour le détecteur, selon plusieurs configurations différentes, et sont illustrées ci-dessous :

- Sans champ magnétique et sans détecteur interne (figure 5.47),
- Avec champ magnétique et avec une partie représentative de la matière du tonneau du détecteur interne (figure 5.48).

La figure 5.47 montre ainsi que pour toute la gamme d'énergie comprise entre 15 et 180 GeV, la réponse du calorimètre est linéaire avec une précision de 0,1 %. Cette figure montre également qu'il y a un bon accord sur la résolution en énergie, entre les données des faisceaux tests et les données simulées, qui incluent la description la plus détaillée et la plus récente du calorimètre à argon liquide dans la simulation de GEANT4.

Les excellents résultats obtenus dans des conditions idéales sans la matière

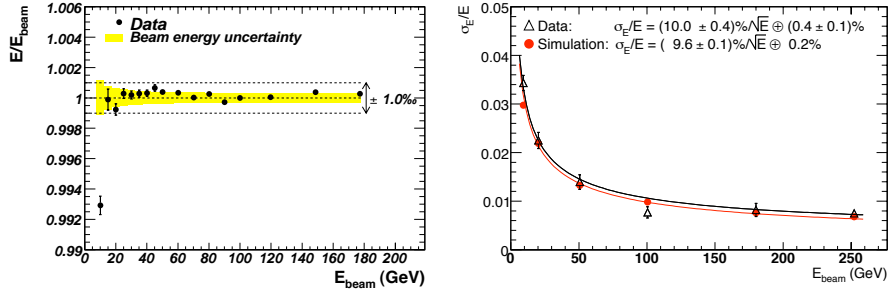


FIG. 5.47 – La figure de gauche montre la linéarité de la réponse, en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons utilisé, E_{beam} , pour un module du calorimètre électromagnétique à argon liquide, et pour $\eta = 0,687$. Tous les points sont normalisés à la valeur mesurée $E_{beam} = 100$ GeV. La bande représente l'incertitude totale sur la mesure de l'énergie du faisceau. La figure de droite montre la résolution intrinsèque, en fonction de E_{beam} , pour le même module du LAr. Le bruit de fond électronique a été soustrait des données (Data). Les résultats sont montrés pour une quantité de matière devant le calorimètre représentant environ $2,4 X_0$, ce qui correspond à ce qu'on attend pour le cryostat du détecteur ATLAS à $\eta = 0,4$. Les courbes représentent les résultats d'un ajustement sur les données et sur les données simulées par MC (Simulation) [87].

du détecteur interne et sans champ magnétique demandaient à être confirmés par les données prises en tests faisceau combiné en 2004. Comme le montre la figure 5.1, ces données ont été prises avec des modules pixels et SCT situés dans un champ magnétique dipolaire et avec des modules TRT en-dehors du champ magnétique et juste devant le calorimètre électromagnétique. La quantité de matière totale traversée par les électrons du faisceau en amont du calorimètre était d'environ $50\% X_0$, avec environ $25\% X_0$ pour le détecteur interne lui-même.

La figure 5.48 obtenue dans cette configuration montre d'abord un très bon accord entre les données et la simulation (meilleur que 1%). D'autre part, elle montre également une linéarité stable à $0,5\%$, indépendamment de la quantité de matière juste devant le calorimètre (variant de $1,6 X_0$ à $2,5 X_0$), et pour toute la gamme d'énergies du faisceau allant de 20 à 250 GeV.

5.8.3.2 Performance attendue dans ATLAS

- Analyse des échantillons d'électrons seuls avec $E_T = 25$ GeV :

Pour ces échantillons, la linéarité est donnée par le rapport $(E_T - E_T^{MC})/E_T$, où E_T^{MC} correspond à l'impulsion transverse générée et où E_T est mesurée par le calorimètre électromagnétique. Avant d'étudier ce rapport, on montre sur la

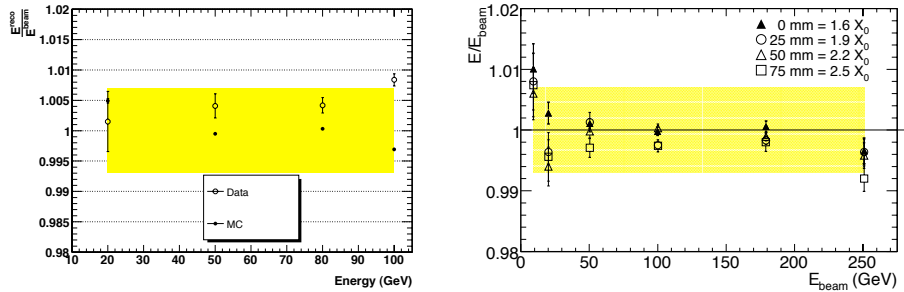


FIG. 5.48 – Les deux figures donnent la linéarité de la réponse du calorimètre en fonction de l'énergie du faisceau E_{beam} , et pour $\eta = 0,687$. La figure de gauche donne une comparaison entre les données (Data) et les données simulées (MC). La figure de droite montre la linéarité en fonction de la quantité de matière présente devant le calorimètre, exprimée en épaisseur d'aluminium (mm) avec la longueur de radiation (X_0) correspondante.

figure 5.49 l'ajustement de la distribution de E_T par une fonction de Crystal Ball, pour des positons de 25 GeV, à $\eta = 2,2$ (à gauche) et l'ajustement de la distribution de E_T par une fonction de Crystal Ball, pour des électrons de 25 GeV à $\eta = 1$ (à droite). La figure 5.50 montre ensuite la linéarité en fonction de η , où chaque point obtenu est le résultat d'un ajustement comme ceux montrés sur la figure 5.49. Comme on peut le voir sur la figure 5.50, la linéarité est stable à environ 1-2% en fonction de η , ce qui, comparé avec les résultats obtenus avec les faisceaux tests, peut paraître surprenant pour une simulation. Mais il ne faut pas oublier que la matière du détecteur interne varie considérablement en fonction de η et que le champ magnétique dans ATLAS est bien plus fort que dans le faisceau test combiné. Ceci rend la procédure d'étalonnage par MC du calorimètre électromagnétique particulièrement délicate.

- Analyse des échantillons récents de calibration :

Ceci peut être vérifié en examinant les résultats détaillés de la procédure d'étalonnage par Monte Carlo elle-même. Ces résultats ont été obtenus avec les échantillons les plus récents d'électrons simulés (2008), avec un étalonnage plus fin du détecteur et une simulation plus détaillée, incluant tous les effets attendus pour la configuration initiale du détecteur. La figure 5.51 montre la linéarité de la réponse du calorimètre, en fonction de η et pour différentes énergies des électrons incidents, allant de 25 à 1000 GeV. La précision obtenue sur la linéarité reste meilleure que 0,5 %. La résolution en énergie reste relativement constante en fonction de η à haute énergie. A basse énergie, la résolution en énergie varie qualitativement comme la quantité de matière du détecteur interne avec une dégradation importante pour $1,3 < \eta < 1,8$.

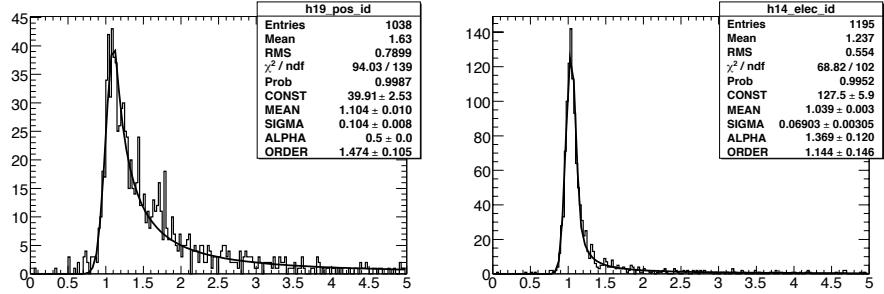


FIG. 5.49 – Ajustement de la distribution de E_T par une fonction de Crystal Ball, pour des positons de 25 GeV, à $\eta = 2, 2$ (à gauche) et ajustement de la distribution de E_T par une fonction de Crystal Ball, pour des électrons de 25 GeV à $\eta = 1$ (à droite).

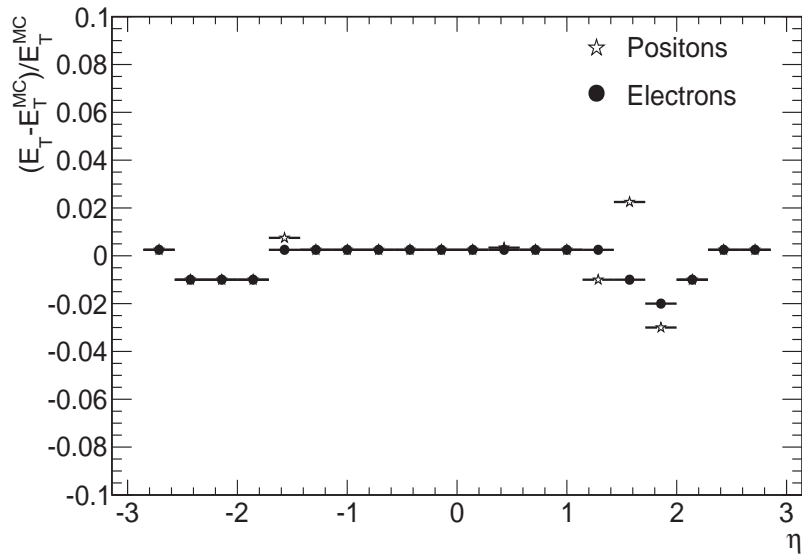


FIG. 5.50 – Linéarité en fonction de η pour des électrons (ronds) et des positons (étoiles) d'impulsion transverse 25 GeV.

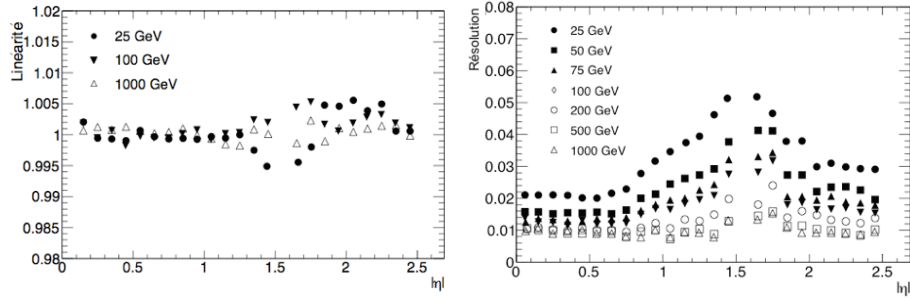


FIG. 5.51 – Linéarité de la réponse du calorimètre électromagnétique (à gauche) et résolution des électrons incidents sur la mesure de l'énergie (à droite) attendues après étalonnage, en fonction de η , et pour différentes énergies, allant de 25 à 1000 GeV.

5.8.4 Effets des désalignements résiduels

Pour voir les effets éventuels dus à des désalignements résiduels, on peut comparer les distributions de E/p entre la géométrie avec matière additionnelle et celle avec matière additionnelle et incluant des désalignements résiduels. Mais avant cela, il est intéressant d'observer séparément les distributions montrant l'énergie et l'inverse de l'impulsion pour savoir, lorsque le rapport E/p est différent de 1, si cela vient de la mesure donnée par le calorimètre (qui a été présentée en partie ci-dessus), ou plus probablement de la mesure de l'impulsion dans le trajectomètre.

La figure 5.52 montre le rapport des distributions de l'énergie des électrons et des positons en fonction de ϕ , entre la géométrie avec matière additionnelle et la géométrie idéale (à gauche), et le rapport de ces mêmes distributions entre la géométrie avec désalignements résiduels et celle avec matière additionnelle (à droite). La figure 5.53 montre à nouveau ces rapports, mais en fonction de η . On remarque tout d'abord que les rapports sont relativement constants (en moyenne) en fonction de ϕ et cela signifie que l'énergie est mesurée de manière isotropique dans le calorimètre électromagnétique, qui est très uniforme en ϕ . Il n'y a pas de différence entre les électrons et les positons pour les deux rapports en fonction de ϕ et de η . La première distribution de la figure 5.53 révèle une structure (symétrique) en fonction de η qui est due à la matière additionnelle. En particulier autour de $\eta = 1,9$, le rapport diminue d'environ 8%, ce qui peut être expliqué par les quantités successives de matière additionnelles ajoutées entre les détecteurs. D'autre part, on ne remarque pas les effets des désalignements résiduels sur ces distributions.

Regardons maintenant le rapport E/p , d'une part en fonction de ϕ (figure 5.54), puis en fonction de η (figure 5.55). La première chose à remarquer sur la figure 5.54 est la nette différence entre les électrons et les positons (sur la figure de droite), due aux désalignements résiduels. La première distribution de

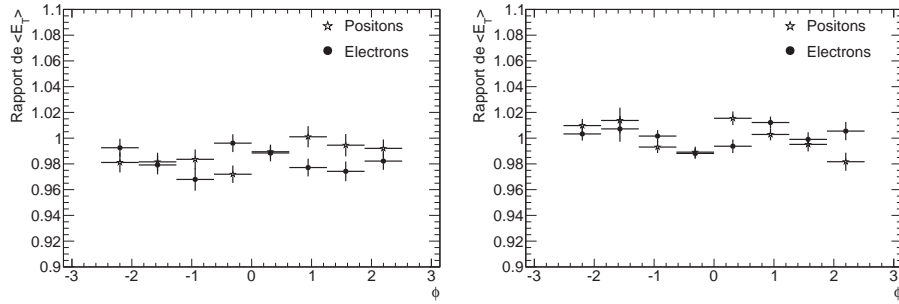


FIG. 5.52 – Rapport des énergies transverses moyennes, E_T , obtenues par ajustement de la distribution mesurée, pour des électrons (ronds) et des positons (étoiles), en fonction de ϕ . On compare dans ces rapports, d’une part la géométrie idéale avec la géométrie avec matière additionnelle (à gauche), et d’autre part la géométrie avec matière additionnelle et celle avec des désalignements résiduels (à droite).

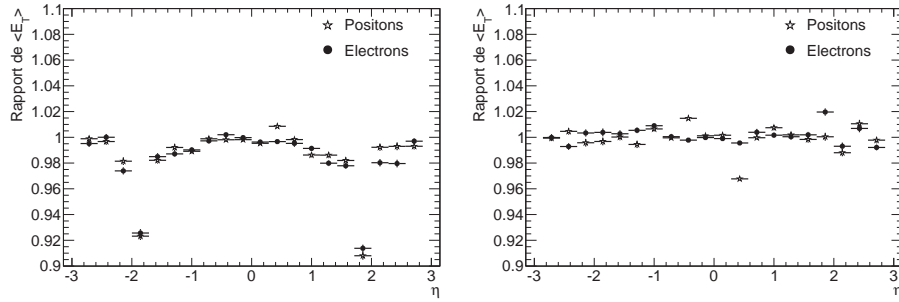


FIG. 5.53 – Rapport des énergies transverses moyennes obtenues par ajustement de la distribution mesurée, pour des électrons (ronds) et des positons (étoiles), en fonction de η . On compare dans ces rapports, d’une part la géométrie idéale avec la géométrie avec matière additionnelle (à gauche), et d’autre part la géométrie avec matière additionnelle et celle avec des désalignements résiduels (à droite).

la figure 5.55 montre une dépendance en fonction de η .

Il est même possible de quantifier les différences observables entre les électrons et les positons (tableau 18). On remarque tout d'abord dans ce tableau qu'il n'y a pas de différence entre les géométries idéale et celle avec matière additionnelle. Cependant, on remarque un effet important entre les géométries avec matière additionnelle et celle avec matière additionnelle et désalignements résiduels, comme on peut l'observer sur les distributions de E/p en fonction de η (tableau 18 et figure 5.55).

Il est important de revenir sur la figure 5.54 et le tableau 18 : les différences observées entre électrons et positons sont importantes et permettent donc d'identifier des systématiques résiduelles dues à l'alignement du détecteur interne. Pour corriger ces systématiques, des études sont en cours pour inclure la mesure de E/p comme une contrainte dans l'algorithme global d'alignement du détecteur interne.

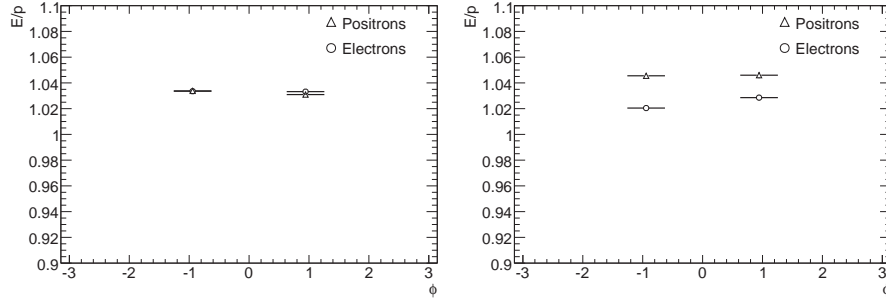


FIG. 5.54 – Etude du rapport E/p des électrons (ronds) et des positons (triangles) en fonction de ϕ montrant la moyenne des points pour $\phi < 0$ et $\phi > 0$, pour les géométries avec matière additionnelle (à gauche), et avec matière additionnelle et désalignements résiduels (à droite).

Particules et signe de ϕ	Idéale	Avec matière additionnelle	Matière additionnelle et désalignements résiduels	Différence
Electrons $\phi < 0$	$1,035 \pm 0,002$	$1,034 \pm 0,002$	$1,020 \pm 0,002$	$- 0,014 \pm 0,003$
Positons $\phi < 0$	$1,035 \pm 0,002$	$1,034 \pm 0,002$	$1,046 \pm 0,002$	$+ 0,012 \pm 0,003$
Electrons $\phi > 0$	$1,033 \pm 0,002$	$1,033 \pm 0,002$	$1,029 \pm 0,002$	$- 0,004 \pm 0,003$
Positons $\phi > 0$	$1,035 \pm 0,002$	$1,031 \pm 0,002$	$1,046 \pm 0,002$	$+ 0,015 \pm 0,003$

TAB. 18 – Comparaison du rapport E/p mesuré au pic entre les électrons et les positons, et en fonction de ϕ , entre les géométries idéale, avec matière additionnelle, et avec matière additionnelle et désalignements résiduels. La dernière colonne indique la valeur de la différence entre les géométries avec matière additionnelle, et avec matière additionnelle et désalignements résiduels.

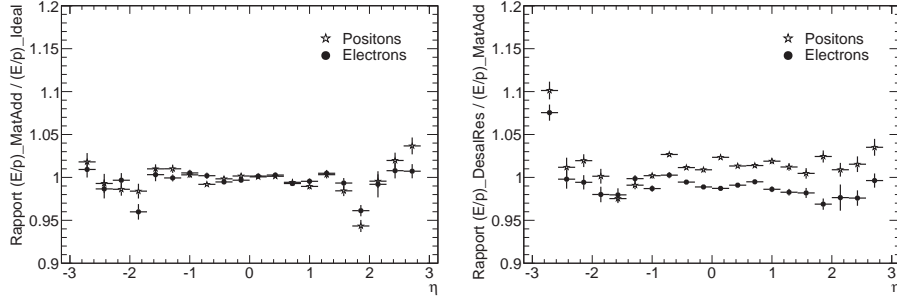


FIG. 5.55 – Comparaison sur les rapports des distributions de E/p des électrons (ronds) et des positons (étoiles) en fonction de η , entre les trois géométries utilisées : comparaison entre géométrie idéale et géométrie avec matière additionnelle (à gauche), et comparaison entre géométrie avec matière additionnelle et celle avec désalignements résiduels (à droite).

Comme on vient d’observer sur les distributions de E/p des différences entre les électrons et les positons en passant des géométries idéale ou avec matière additionnelle à la géométrie avec matière additionnelle et désalignements résiduels, et que l’énergie ne montrait pas ces différences, on peut en déduire que c’est l’impulsion qui ne semble pas reconstruite identiquement entre les différentes géométries.

5.8.5 Détection des quantités de matière ajoutées dans le détecteur

Pour mesurer la quantité de matière dans le détecteur interne et, en particulier pour améliorer la description faite de celui-ci dans la simulation pour les premières études de physique au LHC, de nombreuses études ont été faites en utilisant la géométrie avec matière additionnelle. Cette géométrie a été simulée en introduisant des quantités de matière supplémentaires dans la description du détecteur interne (et du calorimètre électromagnétique) supérieures aux incertitudes venant de la construction et de l’assemblage (voir chapitre 3 pour le TRT). Les caractéristiques (positions, masses, longueurs de radiation et d’interaction nucléaire) de cette matière additionnelle ont été choisies avec soin. Pour faciliter les comparaisons, elle a été positionnée seulement pour $0 < \phi < \pi$ et de manière asymétrique entre les côtés A et C du détecteur interne, comme le montrent les figures 5.56 et 5.57).

5.8.5.1 Conversions de photons

Pour mesurer les quantités de matière dans le détecteur, il est possible d’utiliser les conversions de photons qui ont lieu dans le détecteur interne, jusqu’à $R = 800\text{mm}$. La figure 5.58 montre l’efficacité de reconstruction de photons

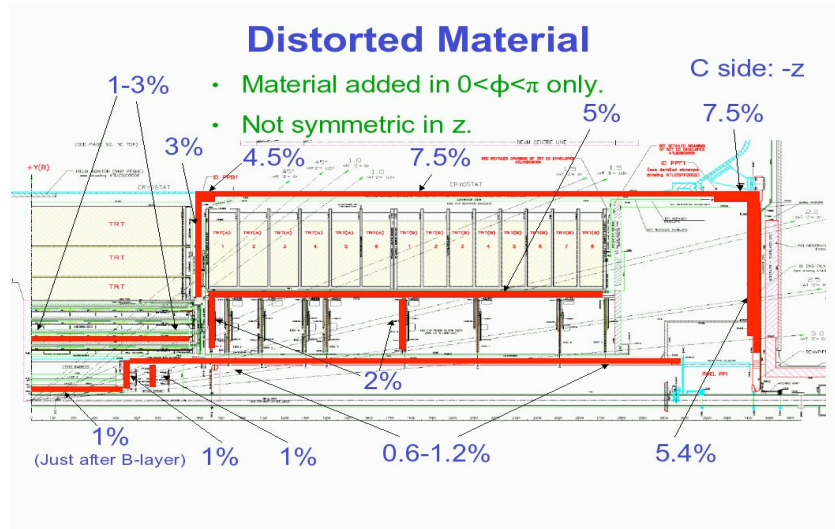


FIG. 5.56 – Vue en coupe d’une représentation du côté C du détecteur interne dans le plan (R-z) indiquant la quantité de matière ajoutée en unités de longueur de radiation, à la matière nominale pour $0 < \phi < \pi$.

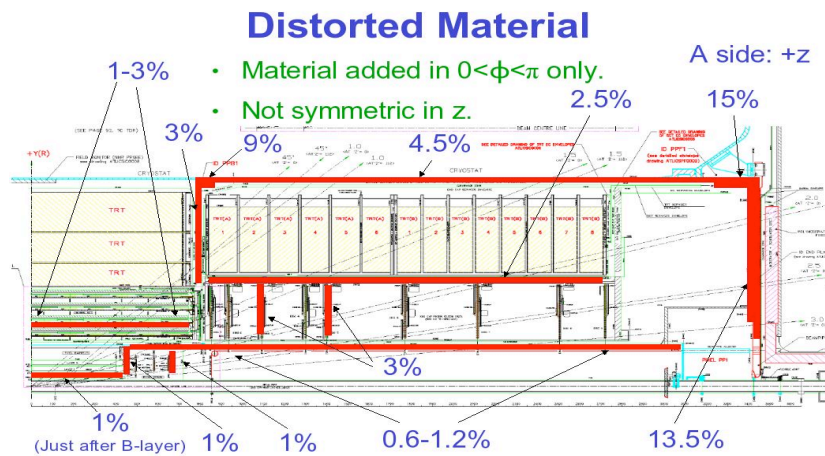


FIG. 5.57 – Vue en coupe d’une représentation du côté A du détecteur interne dans le plan (R-z) indiquant la quantité de matière ajoutée en unités de longueur de radiation, à la matière nominale pour $0 < \phi < \pi$.

convertis, ayant une énergie transverse de 20 GeV (proche du seuil de déclenchement qui sera utilisé initialement), en fonction du rayon de conversion (à gauche) et de η (à droite). On remarque que cette efficacité est à peu près constante en fonction du rayon de conversion, ou en fonction de η .

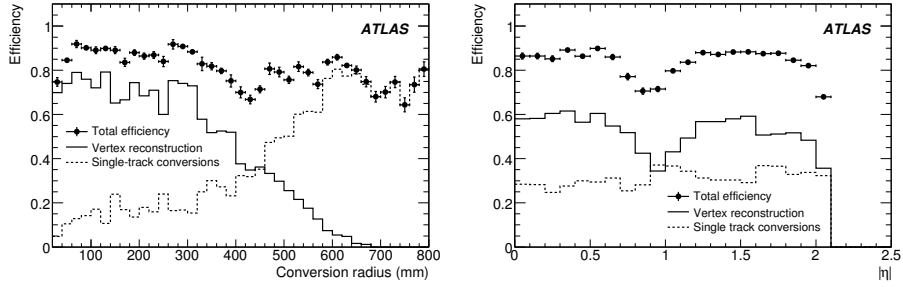


FIG. 5.58 – Efficacité de reconstruction de photons convertis, ayant une énergie transverse de 20 GeV, en fonction du rayon de conversion (à gauche) et en fonction de η (à droite).

Pour obtenir une statistique maximale, on utilise des événements de biais minimum et donc des conversions de bas p_T avec une efficacité de reconstruction similaire. La figure 5.59 permet directement de voir, non seulement les couches successives de matière (chambre à vide, trois couches de pixels) à faible rayon pour $\phi < 0$, mais aussi les 1% de X0 (correspondant au pic "CSC added material") ajoutés pour $\phi > 0$, à l'intérieur du Pixel. De plus, si on fait l'hypothèse que l'efficacité de reconstruction des photons est constante en fonction de R (comme le suggère la fig 5.58), on peut voir les quantités de matière détectées sur la figure 5.60. En effet, le tableau de gauche indique le nombre de conversions, la quantité de matière (en termes de X0) et la précision statistique obtenue, en fonction des différentes couches ou éléments dans le détecteur à pixels. D'une part, on remarque que les 1% de matière ajoutée ("extra material") sont retrouvés avec une bonne précision ($0,7 \pm 0,2$ %), d'autre part que l'on a également un bon accord entre la quantité de matière attendue dans les trois couches du Pixel, qui vaut environ 3,4 %, et celles mesurées.

On peut également déduire des indications de la figure 5.60, que la quantité de données nécessaires pour arriver à une précision statistique de 1 % X0 pourrait être disponible après quelques mois de prise de données. Cependant, l'erreur systématique sur l'efficacité de reconstruction des photons, restera à étudier.

5.8.5.2 Queues de E/p

- Utilisation du rayonnement de freinage :

On peut également voir ces quantités de matière en regardant les photons

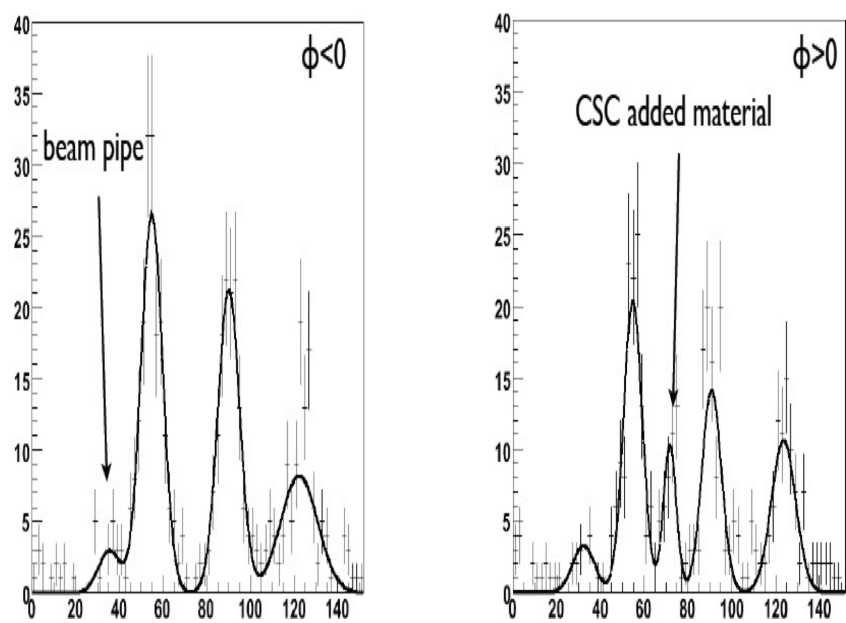


FIG. 5.59 – Nombre de conversions de photons en fonction du rayon, pour la matière nominale, $\phi < 0$ (à gauche), et pour la géométrie avec matière additionnelle, $\phi > 0$ (à droite).

$$|\eta| < 1.0$$

Layer	Nc	x/X0(%)	$\delta x/x$
beam pipe	11	0.45	-
b-layer	127	5.3 ± 1.6	31%
extra material	16	0.7 ± 0.2	35%
Pixel 1	103	4.3 ± 1.3	31%
Pixel 2	76	3.1 ± 1.0	31%
PST	7	0.29 ± 0.2	66%

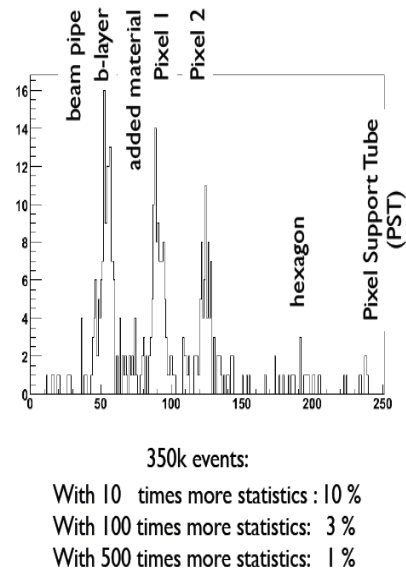


FIG. 5.60 – Tableau indiquant pour les différentes couches du Pixel et pour quelques éléments principaux situés à faible rayon, le nombre de conversions de photons reconstruites, la longueur de radiation mesurée, et la précision associée pour environ une heure de prise de données de biais minimum. La figure (à droite) donne les mêmes informations, mais en fonction du rayon de la conversion reconstruite. La statistique nécessaire pour obtenir une précision donnée sur la détermination de la quantité de matière est également indiquée.

rayonnés par rayonnement de freinage, pour un échantillon d'électrons. La figure 5.61 montre le nombre d'événements subissant un rayonnement de freinage significatif en fonction du rayon R (en mm) où les rayonnements se produisent. De même, lorsque l'on étudie R en fonction de l'angle azimutal ϕ , il est possible de voir la matière additionnelle dans le tonneau du Pixel ($R \approx 70\text{mm}$) et dans le tonneau du SCT ($R \approx 350\text{mm}$), comme le montre la figure 5.62.

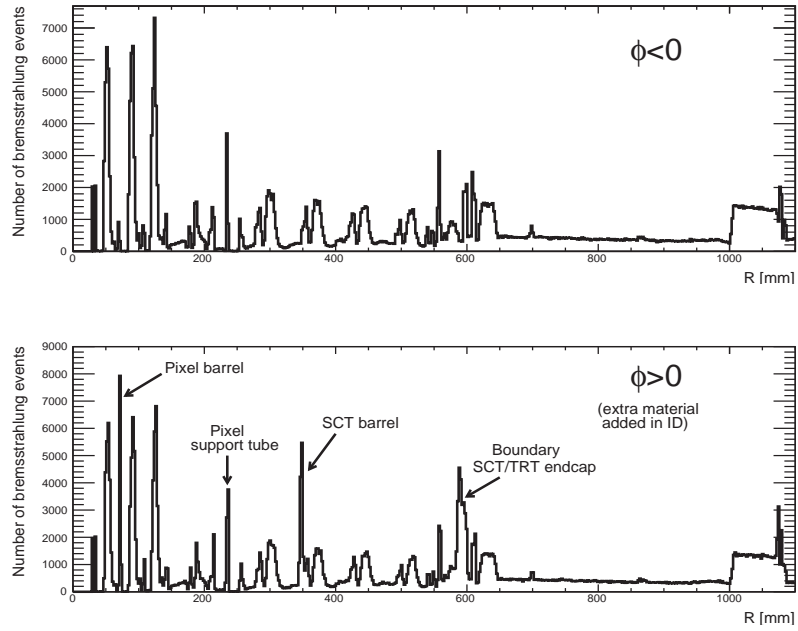


FIG. 5.61 – Nombre de vertex de bremsstrahlung en fonction de leur rayon R , pour des électrons provenant de désintégrations $W \rightarrow e\nu$. La comparaison entre $\phi < 0$ (en haut) et $\phi > 0$ (en bas), fait apparaître des pics dans le cas des ϕ positifs, où la matière additionnelle a été ajoutée, comme on l'a vu sur les figures 5.56 et 5.57. Les pics situés à $R \approx 70, 229, 350$ et 590 correspondent respectivement à la matière ajoutée au tonneau du Pixel, au support du Pixel, au tonneau du SCT, et à la limite entre les bouchons du SCT et du TRT.

Toutefois, la détermination du vertex de bremsstrahlung est bien plus difficile que pour un vertex de conversion.

- Analyse de 20 000 électrons, à 25 GeV :

Si on examine la fraction d'événements (électrons et positons regroupés ensemble) ayant un rapport $E/p > 2$, en fonction de ϕ (figure 5.63) et de η (figure 5.64), on remarque d'une part l'augmentation de la fraction d'événements

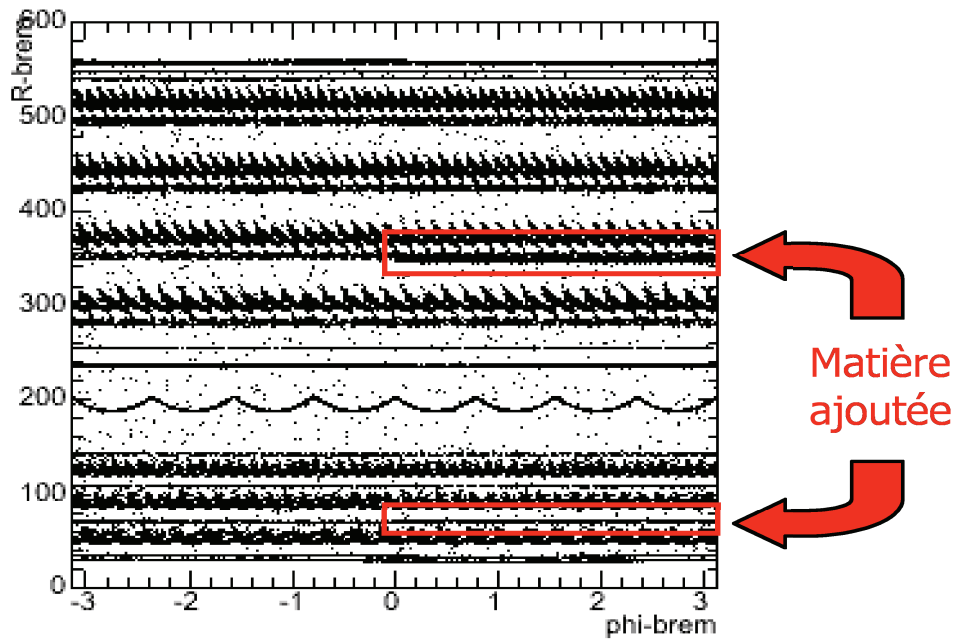


FIG. 5.62 – Représentation bidimensionnelle dans le plan (R - ϕ) avec R en mm, des vertes de production de bremsstrahlung externe pour des électrons provenant de désintégrations $W \rightarrow e\nu$, dans la partie tonneau du détecteur interne. Deux des régions où la matière additionnelle a été ajoutée sont visibles sur cette figure. Ces régions sont à l'intérieur du tonneau du Pixel ($R \approx 70$ mm) et du tonneau du SCT ($R \approx 350$ mm).

tels que $E/p > 2$, pour $\phi > 0$ dans le cas de la géométrie avec matière additionnelle. Par contre, il n'est pas facile de distinguer des différences reliées aux ajouts de quantité de matière sur la figure 5.64, car l'observable utilisée intègre l'information pour toutes les valeurs possibles du rayon de production du rayonnement de freinage.

Des ajustements permettant de récupérer les queues de bremsstrahlung et, peut-être de mesurer la position du vertex et l'énergie du photon pour les pertes d'énergie importantes, existent et sont en cours d'évaluation. Ils seront clairement nécessaires pour améliorer la sensibilité.

En attendant cela, une étude à grande statistique a été faite avec un million d'événements $W \rightarrow e\nu$ et la mesure précise après ajustement du pic et de la largeur de E/p des queues montre une bonne sensibilité à la matière des pixels, car ils sont responsables de la grande majorité des rayonnements de freinage durs, pour $E/p > 2,5$ ou $3,0$ (voir la figure 5.65). Cette figure montre clairement qu'il devrait être possible de vérifier avec cette méthode, avec une grande précision statistique, la description de la matière du détecteur interne proche du faisceau. Par exemple, pour $\eta \sim 1.8$, la fraction de queues avec grand E/p augmente de 11,5 à 14 %, ce qui correspond à une augmentation de la quantité de matière de 37 à 45 % X0. Ceci indique qu'une sensibilité statistique de l'ordre de 1% X0 devrait être accessible avec une luminosité intégrée de l'ordre de 1 fb^{-1} .

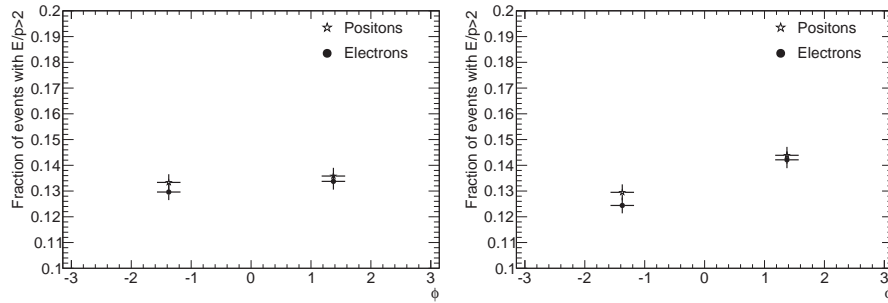


FIG. 5.63 – Fraction d'événements ayant un rapport $E/p > 2$ des électrons (ronds) et des positons (étoiles) en fonction de ϕ , pour deux géométries : idéale (à gauche) et avec matière additionnelle (à droite).

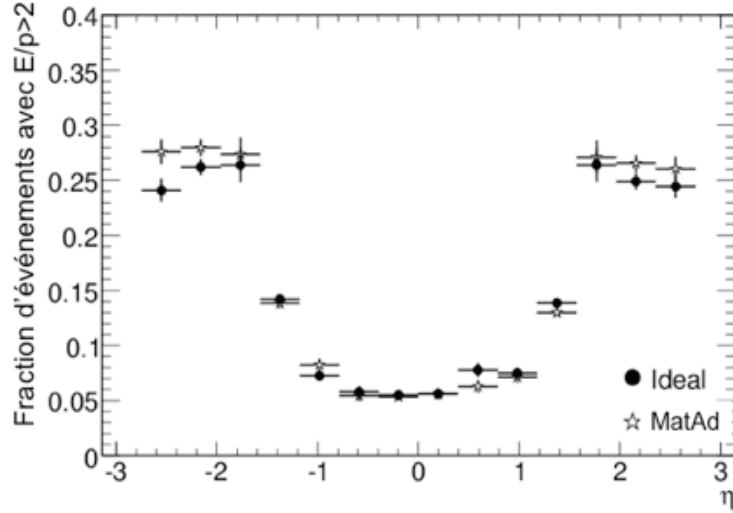


FIG. 5.64 – Fraction d'électrons avec un rapport $E/p > 2$, en fonction de η , pour les géométries idéale (ronds) et avec matière additionnelle (étoiles).

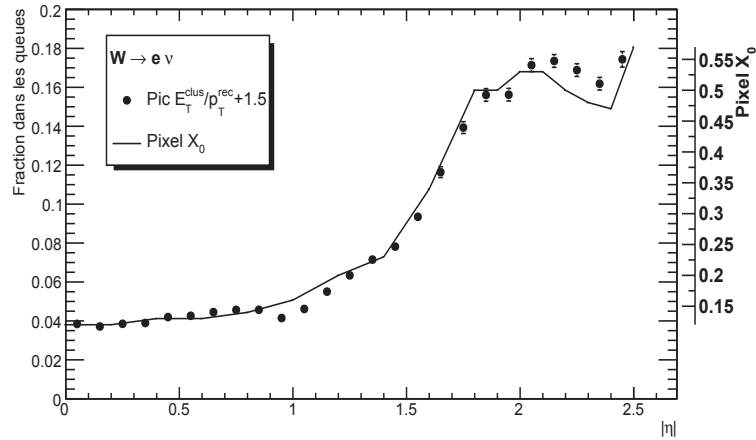


FIG. 5.65 – Fraction d'électrons provenant de désintégrations $W \rightarrow e\nu$ avec E/p mesuré dans les queues (valeur supérieure à 2,5-3). La courbe représente la quantité de matière en longueur de radiation X_0 dans le système Pixel, en fonction de η (échelle verticale de droite).

6 Les outils Monte-Carlo

6.1 Utilisation des générateurs d'événements

Les logiciels Monte-Carlo (MC) sont des outils très utilisés en physique des particules parce que le tirage MC permet de reproduire les aspects statistiques intervenant dans les diverses composantes de la mesure expérimentale d'un processus de physique. Les logiciels Monte-Carlo sont plus souples et versatiles que les calculs analytiques car la même analyse (mêmes coupures de sélection et de réjection) peut être appliquée à la fois sur les vraies données et sur les données simulées. La simulation du détecteur peut aussi être utilisée de manière cohérente, en appliquant successivement un modèle théorique pour produire les particules au point d'interaction et des théories ou modèles divers des interactions particules-matière, et en utilisant une approche statistique sans effet de lissage sur les distributions physiques.

Les simulations MC sont nécessaires avant, pendant et après la prise de données. Pendant la préparation, la construction et la mise en oeuvre de l'expérience, les simulations MC sont nécessaires pour comprendre et optimiser les performances possibles du détecteur en fonction de sa configuration et des conditions expérimentales, pour évaluer le potentiel de découverte et pour étalonner la réponse du détecteur en fonction des résultats expérimentaux antérieurs. Pendant la phase de prise de données, les simulations MC sont utilisées pour ajuster l'étalonnage de la réponse du détecteur aux données expérimentales, comparer celles-ci aux prédictions théoriques (pour des scénarios différents) et corriger les distributions des acceptances et des efficacités par rapport aux meilleures prédictions théoriques attendues (et pertinentes dans le cadre de l'étude).

De nombreux logiciels MC sont disponibles dans le cadre de la physique des particules. Il existe par exemple les logiciels Pythia [68] et Herwig [69] (déjà mentionnés au chapitre 3). Ces derniers sont très utilisés, parce qu'ils sont à usage général, qu'ils couvrent un très large spectre de processus élémentaires, et qu'ils produisent de manière réaliste la quasi-totalité des particules de l'état final qui se propagent à travers le détecteur. Ils peuvent simuler des interactions très variées, telles que e^+e^- , pp , $p\bar{p}$ ou encore $e^\pm p$. Ils ont été utilisés dans le passé pour de nombreuses expériences de physique des particules et sont continuellement mis à jour pour inclure de nouveaux processus et des ajustements de leurs paramètres aux données expérimentales les plus récentes (notamment provenant des expériences CDF et D0 au Tevatron).

Pour décrire de manière générale un événement à haute énergie, un logiciel de ce type doit permettre la simulation de plusieurs aspects différents de la physique étudiée. Grâce au théorème de factorisation [88] appliqué aux processus durs, il est possible de scinder le calcul d'une interaction entre les hadrons en une partie perturbative (processus dur partonique) et une partie que l'on ne peut pas traiter de manière perturbative. Ainsi, un processus issu d'une collision pp , pourra être caractérisé par une échelle de factorisation pour séparer les deux composantes en plusieurs étapes (voir la figure 6.1).

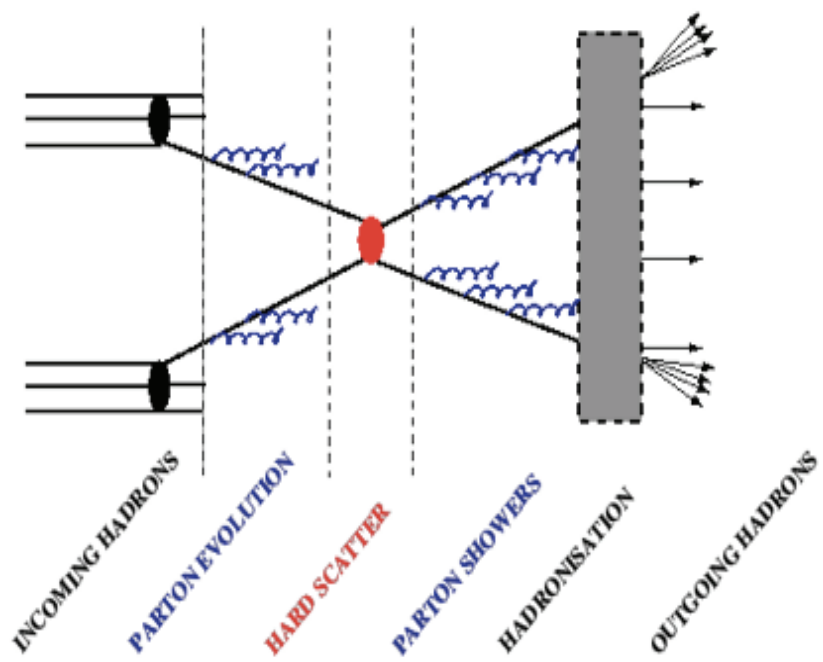


FIG. 6.1 – Représentation schématique des processus impliqués dans une interaction dure typique en QCD.

Plus précisément, le processus d'interaction complet peut se décomposer dans les étapes suivantes, ordonnées de manière chronologique dans le logiciel :

1. Initialement, deux faisceaux de particules entrent en collision. Généralement, chaque particule est caractérisée par un jeu de distributions de partons (quarks ou gluons en général, mais parfois aussi photons ou bosons W/Z), qui définit la sous-structure partonique en termes de nombres quantiques et de partage de l'énergie cinétique.

2. Un parton issu de chaque proton initie une séquence dans l'état initial, comme par exemple $q \rightarrow qg$, donnant ainsi naissance à une gerbe produite par rayonnement dans l'état initial (ISR). Ces gerbes sont le plus souvent des branchements en gluons (QCD) mais parfois aussi en photons (QED).

3. Le parton issu de chacune de ces gerbes initiales entre dans le processus dur, où sont produits un certain nombre de partons (ou particules) sortants, habituellement un ou deux. C'est la nature de ce processus qui détermine les caractéristiques principales de l'événement.

4. Le processus dur peut en particulier produire une ou plusieurs résonances à courte durée de vie, comme les bosons de jauge Z ou W , dont la désintégration est en général considérée en même temps que le processus dur.

5. Les partons sortants produisent à leur tour des gerbes par rayonnement dans l'état final (FSR), de la même manière que dans l'état initial.

6. Enfin, la structure composite des hadrons peut être à l'origine de diffusions multiples parton-parton, et dans ce cas, il faut tenir compte des corrélations entre les distributions de partons pour décrire la structure multi-partons des faisceaux entrants.

7. Lors de la génération des gerbes dans l'état initial, une grande partie de l'énergie des protons n'est pas mise en jeu. Cette énergie constitue l'événement sous-jacent. Cet événement aura en général une structure interne, ainsi qu'une charge de couleur qui la relie avec le reste de l'état final. Il faut donc réarranger les flux de couleur dans l'événement sous-jacent avec ceux du processus dur.

8. Il faut tenir compte du mécanisme de confinement de la QCD (qui empêche l'observation des quarks et des gluons individuellement). De plus, ceux-ci se fragmentent en hadrons neutres de couleur.

9. Habituellement, le mécanisme de fragmentation peut se manifester à l'intérieur d'un jeu de sous-systèmes séparés de singlets de couleur, mais des effets d'inter-connections, comme le réarrangement de couleur ou les corrélations de Bose-Einstein, peuvent compliquer le schéma.

10. La plupart des hadrons produits sont instables et se désintègrent à nouveau.

Les différentes étapes du processus d'interaction pp listés ci-dessus sont détaillées dans la suite de ce chapitre.

6.2 Description du processus d'interaction

6.2.1 Distributions des partons et processus durs

6.2.1.1 Distributions des partons

La section efficace d'un processus $ij \rightarrow k$ est donnée par :

$$\sigma_{ij \rightarrow k} = \int dx_1 \int dx_2 f_i^1(x_1) f_j^2(x_2) \hat{\sigma}_{ij \rightarrow k} \quad (28)$$

Ici, $\hat{\sigma}$ est la section efficace élémentaire du processus dur partonique, telle qu'elle est codifiée dans les éléments de matrice pour chaque processus spécifique. Pour les processus comportant de nombreuses particules dans l'état final, le calcul de l'intégrale doit se faire sur tout l'espace de phase permis de l'état final. Les $f_i^a(x)$ sont les fonctions de distribution des partons, qui décrivent la probabilité de trouver un parton i à l'intérieur d'un faisceau de particules a , où le parton i emporte avec lui une fraction x de l'impulsion totale. En fait, les distributions de partons dépendent aussi d'un moment de transfert Q^2 qui caractérise le processus dur, et l'on peut réécrire l'équation précédente en fonction de $f(x, Q^2)$.

Comme on ne sait pas calculer de manière exacte les distributions de partons des hadrons en utilisant la QCD, il est nécessaire d'utiliser des paramétrisations, contraintes par les données expérimentales existantes. Ces contraintes expérimentales, venant notamment des expériences à HERA, combinées avec les équations d'évolution pour la dépendance en Q^2 , permettent de définir précisément les distributions des partons importantes pour la physique au LHC.

Plusieurs groupes de travail ont ainsi produit des ajustements globaux, basés sur des jeux de données légèrement différents, et avec quelques variations dans les hypothèses théoriques et les détails techniques d'implémentation. On distingue par exemple les paramétrisations CTEQ [89] et MRST [90]. La figure 6.2 montre le produit de la fraction d'énergie, x , emportée par les partons par la fonction de distribution des partons, $f(x)$, pour les quarks $u, d, \bar{u}, \bar{d}, s, c, b$ et les gluons g , avec leurs incertitudes associées, et pour la paramétrisation MRST2006 [90]. La paramétrisation a été calculée au second ordre (NNLO ou Next-to-Next-to-Leading-Order), et pour deux valeurs de l'échelle d'impulsion, $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ et $Q^2 = 10000 \text{ GeV}^2$.

Les deux processus, $q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z$, étudiés dans les collisionneurs de hadrons, et $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z$, étudiés dans les collisionneurs e^+e^- , sont des cas particuliers d'un processus commun, $f\bar{f} \rightarrow \gamma^*/Z$, où f désigne un fermion élémentaire, i.e. un quark, un lepton ou un neutrino. Toute la structure est ainsi codée une seule fois, et ensuite différents couplages et facteurs de couleur sont utilisés, en fonction de l'état initial considéré. Dans la plupart des cas, la section efficace à calculer porte sur une somme de différents états initiaux, comme par exemple $u\bar{u} \rightarrow \gamma^*/Z$ et $d\bar{d} \rightarrow \gamma^*/Z$ au LHC.

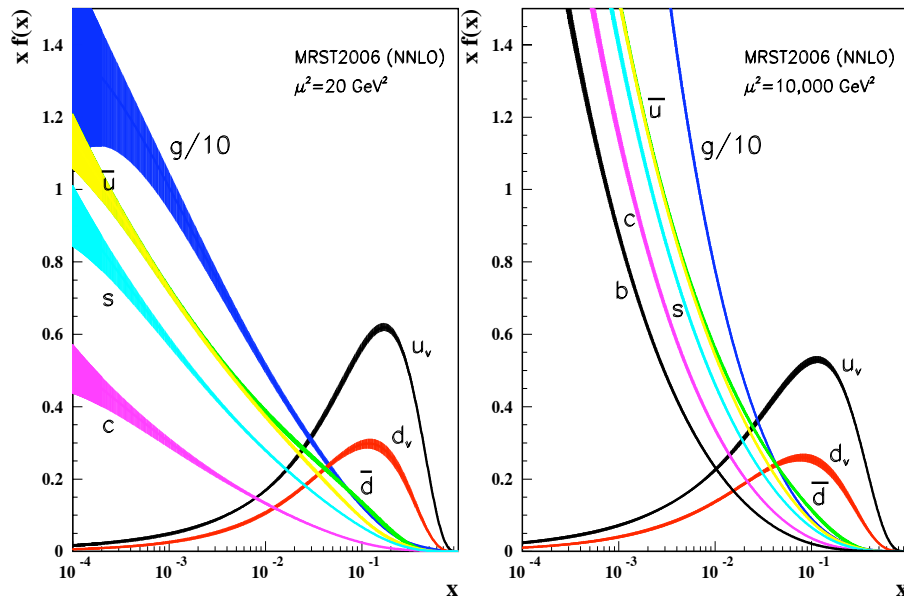


FIG. 6.2 – Distribution du produit de la fraction de l'impulsion totale du proton, x , emportée par les partons par la fonction de distribution des partons, $f(x)$. Les distributions sont représentées pour les quarks u , d , \bar{u} , \bar{d} , s , c , b et les gluons g . Les incertitudes affectant chaque distribution sont représentées sous forme d'une bande entourant la distribution, et pour la paramétrisation MRST2006. La paramétrisation a été calculée au second ordre (NNLO ou Next-to-Next-to-Leading-Order), et pour les deux valeurs de l'échelle d'impulsion $Q^2 = \mu^2 = 20$ GeV^2 (à gauche) et $Q^2 = \mu^2 = 10000$ GeV^2 (à droite).

6.2.1.2 Processus durs et rayonnements dans l'état initial (ISR) et dans l'état final (FSR)

Il existe de très nombreux processus différents à modéliser, que l'on peut classer selon le nombre d'objets dans l'état final : on parlera de processus '2 → 1', '2 → 2', '2 → 3', etc. Cet aspect est très important du point de vue de la programmation car plus il y a de particules présentes dans l'état final et plus l'interaction est complexe. D'autre part, il est possible de classer les processus selon leurs propriétés physiques. Dans un premier temps, il est important de modéliser l'ensemble des processus associés au Modèle Standard, en distinguant les groupes principaux suivants : jets, saveurs lourdes (avec le top en particulier), photons, bosons W et Z, paires de W ou Z, et enfin boson de Higgs. Dans un deuxième temps, ce sont les processus allant au-delà du Modèle Standard qui sont implémentés, en commençant par ceux associés à la supersymétrie.

A partir de maintenant, la discussion se concentre sur la production des bosons W et Z (avec ou sans jets).

Dans tous les processus qui contiennent des objets chargés ou de couleur dans l'état initial ou l'état final, les rayonnements de gluons et de photons peuvent donner lieu à de grandes corrections sur l'ensemble de la topologie de l'événement. A partir d'un processus de type 2 → 2, ce type de correction permet de générer des états finaux 2 → 3, 2 → 4, etc. Plus les énergies disponibles augmentent, plus l'émission dure de ce type (relative à la fragmentation) devient importante dans la détermination de la structure d'un événement.

Pour modéliser les corrections perturbatives, il existe deux approches traditionnelles. La figure 6.3 montre les diagrammes de Feynman associés à la production de W ou Z jusqu'à l'ordre NLO.

La première approche est la méthode des éléments de matrice, où les diagrammes de Feynman sont calculés ordre par ordre, avec ou sans diagrammes virtuels ou en boucle. Cette approche, lorsqu'elle est appliquée aux diagrammes en arbre, qui correspondent aux quatre diagrammes du bas de la figure 6.3, est correcte pour ceux-ci, puisqu'elle tient compte de la cinématique exacte, des effets d'interférence et d'hélicité. Le seul inconvénient de cette méthode, c'est que les calculs deviennent de plus en plus compliqués pour les ordres supérieurs (on doit notamment tenir compte des effets que l'on ne peut pas traiter de manière perturbative), en particulier lorsque les diagrammes en boucle sont inclus, ce qui est encore assez rare au premier ordre (NLO) et presque inexistant au deuxième ordre (NNLO).

En revanche, des mesures obtenues avec le LEP ont permis de montrer que l'émission multiple de gluons joue un rôle important dans la construction de la structure d'un événement, et cela fixe la limite d'utilisation des éléments de matrice. Puisque l'espace de phase disponible pour l'émission de gluons augmente en fonction de l'énergie disponible, l'approche des éléments de matrice devient moins pertinente pour la structure des événements à haute énergie. Pourtant, l'expansion perturbative se comporte mieux aux grandes échelles d'énergie, en raison de l'évolution de α_s .

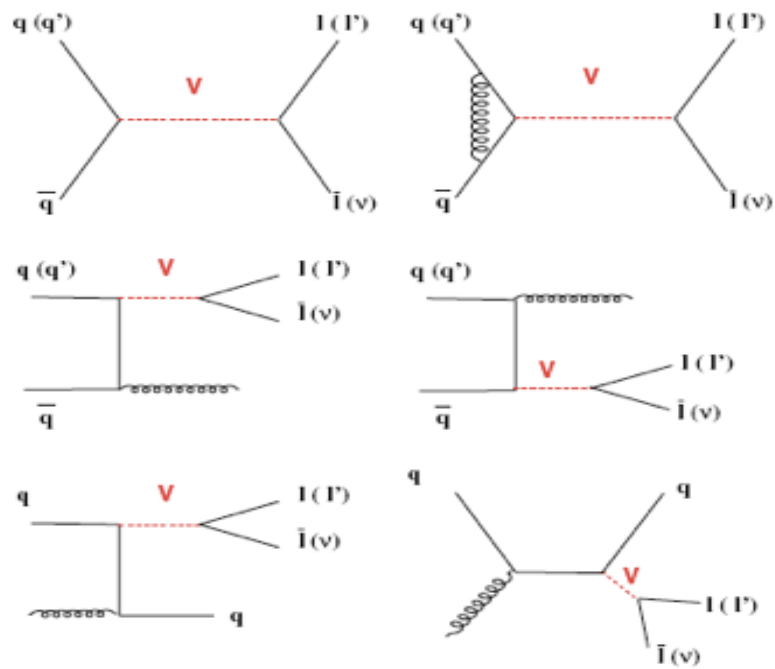


FIG. 6.3 – Diagrammes de Feynman de production des désintégrations leptoniques d'un vecteur boson $V = W, Z$ à l'ordre le plus bas (en haut à gauche) et à l'ordre suivant ou NLO (tous les autres).

La seconde approche, adoptée de facto universellement aujourd’hui dans les logiciels de simulation les plus complets, est celle de la gerbe de partons (appliquée par exemple au diagramme en haut à gauche de la figure 6.3 pour la production des bosons W ou Z). Dans ce cas, un nombre arbitraire d’embranchements d’un parton en deux (ou plus) partons, peuvent être combinés pour décrire des événements multi-jets, sans limite supérieure sur le nombre de partons impliqués. Ceci est possible car les expressions des éléments de matrice sont utilisées en faisant des approximations dues à une simplification de la cinématique et de la structure d’interférence et d’hélicité. On s’attend donc à ce que les gerbes de partons donnent une bonne description de la structure interne des jets, mais en principe cette approche a un pouvoir prédictif limité sur le taux de jets bien séparés (i.e. 2, 3, 4 ou 5 jets). En pratique, les programmes utilisant les gerbes de partons donnent des résultats proches de ceux qu’on obtient avec des éléments de matrice calculés au premier ordre pour décrire l’émission de gluons durs, mais les désaccords peuvent être importants pour les multiplicités supérieures à un et dépendent des configurations envisagées.

Les deux approches sont donc complémentaires, et ont toutes les deux trouvé une utilisation. Grâce à sa simplicité et à sa flexibilité, l’option des gerbes de partons est souvent le premier choix. À l’aide de techniques de calcul améliorées et de puissance de calcul, les calculs incluent maintenant quelques ordres supérieurs. Idéalement, il est souhaitable d’associer les deux approches, de manière à modéliser au mieux l’interaction. Pour la production des bosons W et Z , des calculs pour les diagrammes en arbre incluant jusqu’à 5 jets sont par exemple disponibles en utilisant les générateurs ALPGEN [91] ou SHERPA [92]. Des calculs tenant compte des contributions des diagrammes en arbre et en boucles sont également disponibles grâce aux générateurs MC@NLO [93] ($W/Z + 1$ jet) ou MCFM [94] ($W/Z + 2$ jets).

6.2.1.3 Désintégration des résonances

Les processus cités ci-dessus sont tous du type $2 \rightarrow 1$ ou $2 \rightarrow 2$ et cela peut apparaître comme une limitation si seulement une ou deux particules peuvent être produites dans l’état final. Cependant l’évolution des partons permet de compenser l’activité manquante.

Les particules de courte durée de vie qui admettent donc une forte connexion entre le processus dur et l’état final peuvent être appelées résonances. Cela inclut en pratique toutes les particules dont la masse est supérieure à celle du quark b , comme le t , Z , W , h , les particules supersymétriques, etc. Typiquement leurs désintégrations sont gouvernées par la physique électrofaible, ou la physique au-delà du Modèle Standard. Pour une résonance, il est possible de calculer dynamiquement les largeurs partielles et les rapports d’embranchement, en fonction de la masse d’une particule. Ce qui est particulièrement intéressant pour les résonances larges. Cependant, pour que cette approche fonctionne, il est nécessaire d’avoir des expressions perturbatives disponibles pour toutes les largeurs partielles.

Les produits de désintégration des résonances sont typiquement des quarks, des leptons, ou d'autres résonances, telles que $W \rightarrow q\bar{q}'$ ou $h \rightarrow WW$. Les hadrons ordinaires ne sont pas produits lors de ces désintégrations, mais seulement au cours de l'étape ultérieure d'hadronisation. Pour les désintégrations en quarks, l'évolution des partons dans l'état final permet de représenter une structure multi-jets plus réaliste, et on peut également autoriser l'émission de photons par des leptons ou quarks. Si les produits de désintégration sont à nouveau des résonances, de nouvelles désintégrations sont nécessaires. L'information du spin est souvent contenue dans les éléments de matrice des désintégrations de résonance. Cela signifie que les orientations angulaires dans les deux désintégrations d'une paire W^+W^- sont correctement corrélées. Lorsque l'information n'est pas disponible, les résonances se désintègrent de manière isotropique.

Bien sûr, le terme de résonance est arbitraire. Un ρ , par exemple, pourrait être appelé résonance, mais pas au sens défini plus haut. Sa largeur par exemple, n'est pas calculable perturbativement, sa désintégration en hadrons est liée à l'interaction forte, etc... D'un point de vue pratique, la distinction s'effectue lorsque la valeur du rapport d'embranchement n'affecte pas la section efficace d'un processus.

6.2.1.4 Corrections par éléments de matrice (ME)

Pour le calcul de la section efficace d'un processus, il est important de tenir compte au mieux des corrections de boucles dues aux ordres supérieurs. Pour cela, il est possible d'utiliser une correction par éléments de matrice.

Considérons par exemple le cas d'une production du W, qui contient le processus d'ordre le plus bas $q\bar{q}' \rightarrow W$. Dans une description inclusive, les jets additionnels créés lors de cette production peuvent être générés par les gerbes de partons. Les processus d'ordre suivant sont du type $qg \rightarrow Wq'$ et $q\bar{q}' \rightarrow Wg$. Les sections efficaces pour ces processus sont divergentes lorsque $p_T \rightarrow 0$. Dans cette région, il faut donc inclure un traitement correct pour tenir compte des corrections de boucle. On sépare ainsi le calcul des contributions en deux morceaux, de telle manière que la première quantité soit invariante de jauge. Les ordres supérieurs sont ensuite inclus à l'aide des éléments de matrice. Par contre, on ne sait pas calculer les contributions de tous les ordres, c'est pourquoi on utilise des solutions approchées. Il faut que les corrections virtuelles annulent les singularités quand $p_T \rightarrow 0$ pour l'émission réelle. La section efficace totale de production du W aura ainsi des corrections finies d'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$ pour le calcul à l'ordre le plus bas. Ces corrections peuvent souvent être négligées en première approximation, sauf lorsqu'une grande précision est requise. Comme pour la forme du spectre de l'impulsion transverse du W, la grande section efficace pour des émissions à basse impulsion transverse doit autoriser plus d'une émission. Il est donc nécessaire d'avoir une procédure qui donne un sens aux éléments de matrice à bas p_T . Le résultat aboutit à une section efficace plus faible que si l'on n'inclut pas ces corrections, avec un comportement fini lorsque $p_T \rightarrow 0$.

En fonction des différentes utilisations que l'on souhaite faire du processus, il existe deux manières distinctes d'utiliser les éléments de matrice. Pour une description inclusive, qui est dominée par la région à basse ou moyenne impulsion transverse, l'option préférée consiste à utiliser les éléments de matrice développés à l'ordre le plus bas, combinés avec les gerbes de partons. Pour les productions de W en tant que bruit de fond pour d'autres processus, c'est la région à grande impulsion transverse qui est intéressante. Dans ce dernier cas, l'approche des gerbes de partons est insuffisante, puisque peu d'événements vont être produits dans la région qui nous intéresse, tandis que l'alternative des éléments de matrice permet d'introduire des coupures cinématiques raisonnables au début de la génération (même si l'on souhaitera très probablement inclure les gerbes de partons pour décrire des rayonnements supplémentaires, notamment dans l'état final, au prix de déformer légèrement les coupures originales). De plus, les éléments de matrice peuvent donner une prédiction du taux d'événements à grande impulsion transverse plus précise que la procédure approchée de la gerbe de partons. Dans le cas particulier considéré plus haut (i.e production du W), ainsi que pour quelques processus similaires, la gerbe de partons a en fait été améliorée pour correspondre aux éléments de matrice du premier ordre, et ainsi donner une description correcte pour toute l'étendue du spectre de l'impulsion transverse. Par contre, cela ne fournit pas les corrections du premier ordre pour la section efficace totale de production du W , et il est également difficile dans ce cas de sélectionner un domaine cinématique particulier, correspondant à la production de W à grande impulsion transverse.

6.2.1.5 Gerbes de partons

La séparation des rayonnements dans l'état initial et l'état final est arbitraire, mais très pratique. Et il existe des situations où c'est approprié, par exemple pour le processus $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$, qui ne contient que des rayonnements QCD dans l'état final (les rayonnements QED sont cependant possibles à la fois dans l'état initial et dans l'état final), tandis que le processus $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-$ ne contient que des rayonnements QCD dans l'état initial. De manière générale, le fait d'assigner les rayonnements à l'un des deux partons originaux est une bonne approximation lorsque l'émission est orientée dans la même direction que le déplacement du parton, mais cela fonctionne moins bien aux grands angles d'émission entre deux jets, où on s'attend à ce que les termes d'interférence soient importants.

Pour les deux étapes de rayonnement, la structure est donnée en termes d'embranchement $a \rightarrow bc$, comme $e \rightarrow e\gamma$, $q \rightarrow qg$, $q \rightarrow q\gamma$, $g \rightarrow gg$ et $g \rightarrow q\bar{q}$. Chacun de ces processus est caractérisé par un noyau de désintégration $P_{a \rightarrow bc}(z)$. Le taux d'embranchement est proportionnel à l'intégrale $\int P_{a \rightarrow bc}(z) dz$. La valeur de z prise pour un embranchement décrit le partage en énergie, d'une particule fille b emportant une fraction z de l'énergie, et une particule fille c , emportant l'énergie restante $(1-z)$ de la particule mère. Une fois formées, les filles b et c peuvent alors créer de nouveaux embranchements.

Chaque parton est caractérisé par une échelle virtuelle d'énergie Q^2 , qui donne approximativement un ordonnancement à la cascade. Il existe différentes manières de définir le Q^2 . Dans l'état initial, les valeurs de Q^2 augmentent au fur et à mesure que l'on approche de la diffusion dure, tandis qu'elles diminuent dans les gerbes de partons de l'état final. On dit que les gerbes de l'état final sont "time-like", c'est à dire que les partons doivent satisfaire la relation : $m^2 = E^2 - p^2 \geq 0$, tandis que les gerbes de l'état initial sont "space-like", cela signifie que, pour un processus du type $a \rightarrow bc$, les particules a et b vérifient $m^2 = E^2 - p^2 < 0$ (et où c est la particule fille qui ne participe pas à la diffusion dure). L'évolution des gerbes de partons possède une coupure basse Q_0 , typiquement de l'ordre de 1 GeV pour les embranchements QCD. De même, un seuil Q_{max} est introduit pour limiter l'évolution de la gerbe lorsque celle-ci est équivalente à l'interaction dure.

6.2.1.6 Gerbes de photons

L'émission de photons multiples dans l'état initial ou final est également gérée par le même mécanisme que celui cité ci-dessus dans les logiciels complexes comme Pythia et Herwig.

Les corrections radiatives de la QED sont relativement bien connues, et pour décrire les effets de ces corrections dans les désintégrations de bosons Z ou W, il est possible d'utiliser le logiciel Photos [71] [72] [73]. L'avantage de ce dernier, est de pouvoir inclure les corrections radiatives jusqu'au NLO avec une très grande précision, en couvrant tout l'espace de phase sans faire d'approximations.

Son désavantage est qu'il n'inclut pas les corrections ISR ni l'interface entre ISR et FSR. Ces corrections sont toutefois très petites et ne doivent être évaluées avec soin que pour les mesures de précision (comme celle de la masse du boson W).

6.2.2 Evénement sous-jacent

Commençons par considérer une collision hadron-hadron où une simple interaction parton-parton se produit (i.e on ignore la possibilité d'avoir des interactions multiples pour le moment). Dans ce cas, l'algorithme de radiation de l'état initial reconstruit un initiateur de gerbe pour chaque faisceau. Cet initiateur ne prend qu'une fraction de l'énergie totale du faisceau, et laisse derrière lui un reste de faisceaux (que l'on associe aussi à l'événement sous-jacent). Pour un faisceau de protons, un initiateur de quark u laissera derrière lui un diquark ud , avec une charge de couleur d'antitriplet. Le reste de faisceaux est ainsi relié à l'interaction dure par la charge de couleur, et forme ainsi une partie du même système de fragmentation.

Il est d'usage d'assigner une impulsion transverse primordiale (notée k_T) à l'initiateur de gerbe, pour tenir compte de la mobilité des quarks dans le hadron original, nécessaire selon le principe d'incertitude appliqué au système du proton. Ce k_T primordial peut ainsi être ajusté pour être en accord avec

les mesures expérimentales (c'est notamment l'un des paramètres étudié dans le chapitre 6).

Souvent les restes de faisceaux sont plus compliqués, i.e. un initiateur de gluons laissera derrière lui un système proton uud (état d'octet de couleur), qui peut être divisé de manière commode en un quark (triplet de couleur) et un diquark (antitriplet de couleur), tous deux reliés à l'interaction par la charge de couleur.

Il existe finalement une dernière source possible, pour la dynamique régissant le reste de l'interaction pp considérée. Pour la grande majorité des processus, l'énergie disponible dans le centre de masse (énergie originale) est loin d'être totalement utilisée pour définir l'interaction dure. Jusqu'à maintenant, nous avons considéré que chaque événement ne pouvait contenir qu'une seule interaction, i.e. que chaque particule entrante n'a qu'un seul parton qui prend part au processus dur, et que les autres constituants n'interagissent pas. Dans les collisions hadron-hadron, chaque faisceau de particules contient une multitude de partons, et donc la probabilité d'avoir plusieurs interactions n'est pas négligeable.

Si l'on tient compte de ces interactions dans le cadre de la QCD, les sections efficaces de certains processus dominants de type $2 \rightarrow 2$ (faisant intervenir par exemple un échange de gluons selon un diagramme dans la voie t) sont divergentes lorsque $p_T \rightarrow 0$, et décroissent rapidement pour les grandes valeurs de p_T . Il est donc commode d'introduire dans le code du générateur un seuil effectif p_{Tmin} , en dessous duquel la section efficace perturbative est fortement réduite ou inexistante. Phénoménologiquement, les valeurs de ce seuil sont de l'ordre de 1,5 à 2,5 GeV et dépendent de l'énergie, en fonction des différents processus que l'on souhaite décrire.

6.2.3 Hadronisation

La théorie des perturbations pour la QCD, formulée en termes de quarks et de gluons, est valide aux courtes distances. Aux grandes distances, la QCD interagit fortement et le traitement perturbatif n'est plus valable. Dans ce régime de confinement, les partons de couleur sont transformés en hadrons sans couleur, processus que l'on appelle l'hadronisation ou la fragmentation. Pour la fragmentation, il existe de nombreux modèles : la fragmentation indépendante (ISAJET [95]), peu utilisée de nos jours, le modèle des cordes (utilisé dans le générateur Pythia) et le modèle des amas (Herwig). Des modèles plus spécifiques sont en général utilisés pour les saveurs lourdes (fragmentation de Peterson [96]).

6.2.3.1 Fragmentation

Tous les modèles existants sont probabilistes et itératifs. Cela signifie que le processus de fragmentation est décrit par un seul ou quelques embranchements individuels du type $\text{jet} \rightarrow \text{hadron} + \text{reste du jet}$, $\text{corde} \rightarrow \text{hadron} + \text{reste de corde}$, etc. Pour chaque désintégration, des lois de probabilité sont données pour la production de nouvelles saveurs, et pour définir le partage de l'énergie

et de l'impulsion entre les produits. Nous allons nous concentrer sur le modèle des cordes, utilisé par exemple par le générateur Pythia.

Pour comprendre la fragmentation, il est commode de prendre l'exemple d'un événement $q\bar{q}$ di-jet singlet de couleur, comme produit dans les annihilations e^+e^- . Dans ce cas, des études sur la QCD montrent que le système suit un comportement linéaire dû au confinement, i.e. l'énergie stockée dans un champ de dipôle de couleur entre une charge et une anticharge, augmente linéairement en fonction de la séparation entre les charges (si on néglige le terme à faible distance de Coulomb). C'est un comportement bien distinct de ce qui est observé en QED et ceci est dû à la charge de couleur que porte le gluon.

L'hypothèse du confinement linéaire est le point de départ du modèle des cordes. Lorsque les partons q et \bar{q} quittent leurs vertex commun de production, on peut utiliser une représentation où un tube est tendu entre les deux partons. Les dimensions transverses de ce tube sont typiquement de l'ordre de la taille d'un hadron, c'est à dire environ 1 fm. Si on suppose que le tube est uniforme tout au long de sa longueur, cela implique automatiquement une linéarité du potentiel. Pour obtenir une description causale et covariante du flux d'énergie dû à ce confinement linéaire, le moyen le plus direct est d'utiliser la dynamique d'une corde relativiste sans masse et sans degrés de liberté transverses. La corde uni-dimensionnelle peut être utilisée pour paramétriser la position de l'axe d'un tube cylindrique symétrique. A partir de l'étude spectroscopique des hadrons, on estime que la quantité d'énergie par unité de longueur est de l'ordre de 1 GeV/fm (donc la corde n'est pas totalement sans masse).

Revenons maintenant au processus de fragmentation. Lorsque les partons q et \bar{q} s'éloignent l'un de l'autre, l'énergie stockée dans la corde augmente, et la corde peut se briser pour former une nouvelle paire $q'\bar{q}'$, de telle façon que le système se sépare en deux singlets de couleur $q\bar{q}'$ et $q'\bar{q}$. Si la masse invariante de l'un de ces "morceaux" de corde est suffisamment grande, d'autres brisures du même type peuvent apparaître. L'un des modèles de cordes utilisés est le modèle de Lund [97] [98]. Dans ce modèle, les cordes se cassent en hadrons, et chaque hadron correspond à un petit morceau de corde, composé d'un quark et d'un antiquark placés chacun aux extrémités du morceau de corde (et où la saveur et la rapidité des hadrons sont fortement corrélées).

Pour générer les paires quark-antiquarks $q'\bar{q}'$ qui mènent à la brisure de la corde, le modèle de Lund utilise le fait que la création de cette paire est due à l'effet tunnel et qu'elle dépend de la masse transverse des partons. Cela introduit automatiquement la suppression de la production des saveurs lourdes, les quarks u , d , s et c étant produits dans les rapports 1, 1, 0.3 et 10^{-11} .

6.2.3.2 Désintégration des particules instables

Toutes les particules produites dans le processus dur ou dans la gerbe de partons ne sont pas forcément stables et certaines d'entre elles ont une durée de vie limitée. Les particules ayant une durée de vie inférieure à une certaine valeur (qui est par exemple de $1,0 \times 10^{-8}$ s par défaut pour le logiciel Herwig)

sont contraintes de se désintégrer. Toutes les autres particules sont alors considérées comme stables pour le logiciel MC. En pratique, lorsqu'il s'agit ensuite de propager ces mêmes particules sur plusieurs dizaines de mètres dans le logiciel de simulation d'une expérience comme ATLAS, de nombreuses particules sont définies comme stables pour les logiciels MC décrits ici. Leur désintégration sera prise en charge en même temps que leur propagation à travers le détecteur par le logiciel de simulation.

6.3 Quelques précisions sur les générateurs d'événements utilisés

Comme il a déjà été dit plusieurs fois dans ce mémoire, il existe des logiciels MC spécialement dédiés aux processus d'interactions hadroniques à haute énergie. Nous allons ici indiquer les différences importantes qui existent entre les logiciels Pythia [68] et Herwig [69]. Puis, nous verrons quel est l'intérêt d'utiliser un troisième générateur, à savoir MC@NLO [93].

6.3.1 Caractéristiques et différences entre les générateurs Pythia et Herwig

Pythia est un logiciel MC à usage général qui partage de nombreuses caractéristiques avec Herwig, mais aussi quelques différences significatives. Pour décrire le processus dur, les deux logiciels tiennent compte en général des calculs à l'ordre le plus bas (LO ou Leading Order), mais parfois aussi à un ordre supérieur en arbre. Voyons maintenant ce qui les distingue :

- La principale différence entre Pythia et Herwig concerne le traitement de la partie non perturbative des processus. En particulier, les deux logiciels MC utilisent un modèle d'hadronisation différent. En effet, Pythia utilise le modèle à cordes (décrit précédemment), tandis que Herwig utilise le modèle des amas.

- Dans le traitement de la partie perturbative, l'implémentation de la cohérence de couleur pour l'initiateur de gerbes de partons est aussi une caractéristique qui distingue les deux logiciels. En effet, dans Pythia les émissions de partons sont ordonnées selon leur Q^2 , tandis que Herwig utilise un ordonnancement angulaire.

- Une autre différence concerne la définition de l'échelle de factorisation Q^2 (qui définit la séparation entre la partie perturbative et la partie non perturbative). Pythia définit la variable Q^2 à partir de la masse transverse des deux partons sortants, tandis que Herwig utilise une formulation plus complexe.

- Ensuite, les deux logiciels sont légèrement différents dans la description des sous-processus. En particulier la production des photons de base de Pythia utilise l'approximation de Weiszäcker et Williams [99] pour générer le spectre des photons émis par radiation des leptons entrants, tandis que Herwig utilise une autre approximation, Equivalent Photon Approximation ou EPA [100].

En outre, la version de Pythia utilisée (6.4) pour l'étude des acceptances qui suit ce chapitre comporte quelques changements par rapport à ses versions antérieures. Celle-ci comporte ainsi un nouveau cadre de travail pour l'événement

sous-jacent (reconnection de couleur entre ce dernier et le processus dur) et des modifications du modèle de fragmentation à cordes. D'autres ajustements ont également été effectués depuis la version 6.2. Ces changements ont été ajoutés afin de mieux décrire la distribution de l'impulsion transverse du boson Z, telle qu'elle a été mesurée à CDF, ainsi que la distribution de $\Delta\phi$ des dijets (mesurée avec l'expérience D0). De plus, une nouvelle version des fonctions de structures des partons est disponible, avec notamment un autre choix possible de facteur d'échelle de factorisation pour tenir compte davantage des interactions multiples des partons.

6.3.2 MC@NLO

Le générateur MC@NLO inclut le calcul complet à l'ordre suivant l'ordre principal (i.e. Next-to-Leading-Order ou NLO) des éléments de matrice utilisés pour définir le processus dur, tout en gardant intactes les caractéristiques des gerbes de partons définies à l'ordre logarithmique dominant (communes aux générateurs Monte-Carlo). Les calculs des sections efficaces effectués au NLO sont plus précis qu'au premier ordre, et ont un impact non négligeable sur les observables expérimentales. Ainsi, il existe des différences importantes entre des générateurs comme MC@NLO d'une part, et Herwig et Pythia d'autre part. A titre d'exemple, les spectres de rapidité sont légèrement différents et cela joue un rôle important dans le calcul des acceptances, comme on pourra le vérifier dans le chapitre suivant.

Ce calcul complet présente l'avantage d'inclure les états hadroniques finaux exclusifs où les calculs perturbatifs correspondent aux modèles d'hadronisation. Néanmoins, cette implémentation fait également apparaître deux problèmes importants. Le premier problème concerne un double comptage de certains diagrammes de Feynman, car la modification des éléments de matrice permet de générer des diagrammes de manière plus réalistes que précédemment, avant d'utiliser les gerbes initiales de partons, qui peuvent par la suite générer les mêmes diagrammes. Le deuxième problème est dû à des infinités qui apparaissent dans les calculs de sections efficaces. Pour résoudre ces deux problèmes, on peut d'une part introduire un seuil de coupure arbitraire pour les divergences et d'autre part modifier les éléments de matrice ainsi que l'initiateur des gerbes de partons de façon à réduire les effets de cette coupure sur les observables. D'autre part, il est possible de s'affranchir de ces divergences en utilisant des poids associés à chaque événement lors de la génération, et ainsi corriger le double-comptage.

Enfin, il faut souligner et ne pas oublier que MC@NLO ne traite ni l'ISR ni le FSR au-delà de NLO. Il est donc nécessaire d'utiliser une interface avec d'autres générateurs qui le font, comme c'est le cas par exemple de Pythia ou Herwig (c'est ce dernier qui a été utilisé avec MC@NLO pour l'étude présentée dans le chapitre 6), et de vérifier avec soin que le double comptage est corrigé de manière satisfaisante.

7 Estimation des sections efficaces de production des désintégrations $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$ au LHC

7.1 Introduction

L'étude de la production d'événements W et Z au LHC est fondamentale pour de nombreuses raisons :

- Les bosons W/Z produits en association avec des jets hadroniques constituent le plus souvent une des sources dominantes de bruit de fond pour la recherche de nouvelles particules prédites par différentes théories ou modèles,

- Les propriétés des bosons W/Z sont très bien connues expérimentalement et les prédictions théoriques pour leur production au LHC sont très précises. Comme ils seront produits en très grand nombre, même aux luminosités initiales au LHC, ils seront une source majeure de signaux permettant de mesurer précisément différents processus de physique. De plus, ils vont permettre d'avoir une meilleure compréhension du détecteur.

- Du point de vue expérimental, le boson Z fournira de fortes contraintes sur la performance du détecteur. Sa masse, sa largeur et les millions de désintégrations leptoniques détectées seront exploitées pour mesurer l'échelle d'énergie et d'impulsion du détecteur, sa précision de mesure, ainsi que son efficacité d'identification des leptons de manière très précise. On connaît en effet les paramètres du boson Z très précisément : le LEP a permis de mesurer la masse du Z avec une précision de 2 MeV. De même, les mesures des désintégrations $W \rightarrow e\nu$ permettront de comprendre les performances du détecteur en termes d'énergie transverse manquante.

- Ensuite, quelques-uns des paramètres fondamentaux de la théorie électrofaible seront mesurés au LHC avec une précision meilleure que celle obtenue actuellement : la masse du boson W sera peut-être mesurée avec une précision de 5 à 10 MeV [101], et $\sin^2(\theta_W)$ sera peut-être mesuré avec une précision de 3×10^{-4} à partir de l'asymétrie avant-arrière du Z [54] [102]). Ces mesures ne se feront qu'à long terme, car elles nécessitent une connaissance excellente des performances du détecteur et une très grande statistique pour améliorer les mesures actuelles provenant du LEP et du Tevatron.

- Le calcul des corrections des ordres supérieurs pour ces états finals est très avancé, avec une incertitude théorique résiduelle de quelques pourcents. Cette précision transforme la production de W ou de Z en un test important de la QCD. Et plus spécialement pour la production de Z , il est possible d'obtenir une mesure précise des distributions de $d\sigma/p_T$, $d\sigma/dy$. La distribution de l'impulsion transverse fournit également un bon test de QCD, plus particulièrement sur les aspects non perturbatifs, alors que la distribution de rapidité représente

un test direct des fonctions de densité des partons (pdf) du proton. La grande statistique attendue au LHC va permettre de mesurer avec une grande précision toutes ces distributions, et peut-être de faire de la production des bosons W/Z un outil de mesure de précision de la luminosité de la machine à moyen terme.

Ce chapitre est donc consacré à la mesure initiale des sections efficaces de production des bosons W et Z, avec une luminosité intégrée d'environ 100 pb^{-1} , qui devrait être disponible vers la fin 2010. Cette mesure est présentée lors des paragraphes suivants, avec ses différentes composantes, l'accent étant mis plus particulièrement sur la détermination des corrections d'acceptance et de leurs systématiques qui dépendent des outils théoriques utilisés.

7.2 Echantillons de signaux et bruits de fond

Les états finals étudiés ($pp \rightarrow W \rightarrow e\nu$, $pp \rightarrow Z \rightarrow ee$) ont été produits en utilisant le générateur Pythia [68]. Les sections efficaces de production du W et du Z ont été normalisées au NNLO.

Le tableau 19 montre les sections efficaces de production des bosons W et Z en leptons, obtenues au LO (Pythia, Herwig), au NLO (MC@NLO) et sont comparées avec celles calculées au NNLO à l'aide du logiciel FEWZ [107]. On rappelle que ces sections efficaces sont données pour $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Or on sait depuis l'été 2009, que le LHC commencera avec $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Pour cette énergie, les valeurs des sections efficaces sont diminuées de 60 % par rapport à celles données pour 14 TeV.

Sections efficaces à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$	Pythia	Herwig	MC@NLO	NNLO
$\sigma_{W \rightarrow e\nu}$ (pb)	17210 (± 132)	17315 (± 132)	19885 ± 138	$22097 (\pm 692)$
$\sigma_{W^+ \rightarrow e^+\nu}$ (pb)	10011 (± 100)	10088 (± 100)	11456 ± 110	n.a
$\sigma_{W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}}$ (pb)	7199 (± 85)	7224 (± 85)	8429 ± 82	n.a
$\sigma_{Z \rightarrow e^+e^-}$ (pb)	1731 (± 42)	1676 (± 16)	1985 ± 155	$2018 (\pm 64)$

TAB. 19 – Sections efficaces de production à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ des bosons W et Z en leptons pour les générateurs d'événements Pythia, Herwig et MC@NLO, et comparaison avec un calcul au NNLO. Les incertitudes entre parenthèses sont purement statistiques.

Les bruits de fond les plus importants pour ces signaux sont les désintégrations faisant intervenir un lepton τ (avec $\tau \rightarrow e\nu\nu$), les événements $t\bar{t}$ contenant au moins une désintégration leptonique de quark top, ainsi que les événements contenant des jets inclusifs (filtrés de façon à favoriser la présence de vrais ou faux leptons). Les bruits de fond $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ et $Z \rightarrow \tau\tau$ ont été produits avec Pythia, comme les événements de signaux. Les échantillons $t\bar{t}$ ont été générés avec MC@NLO pour fournir à la fois les états finals et la section efficace, tandis que les états finals contenant des jets ont été générés avec Pythia.

Pour les états finals considérés ici, les faux électrons représentent potentiellement une source importante de bruit de fond. C'est la raison pour laquelle des jets de tous types ont été considérés afin d'évaluer au mieux cette contribution. Tous les états finals étudiés ont été produits avec le même jeu de fonctions de densité de partons CTEQ6M [104], et ont été simulés en utilisant GEANT4 [75] et la même description du détecteur (décrite dans la section 5.8.1). Les échantillons de signaux et de bruit de fond sont résumés dans le tableau 20.

Processus	Section efficace (nb)	ϵ_{filtre}	Nombre d'événements ($\times 10^3$)	Luminosité (pb^{-1})
$W \rightarrow e\nu$	22 097	0,63	140	10
$\gamma/Z \rightarrow ee, \sqrt{\hat{s}} > 60 \text{ GeV}$	2 018	0,86	399	230
$\gamma/Z \rightarrow ee, \sqrt{\hat{s}} < 60 \text{ GeV}$	9 220	0,022	197	969
$W \rightarrow \tau\nu_\tau$	20 510	0,20	32	8
$Z \rightarrow \tau\tau$	2 015	0,05	13	129
$t\bar{t}$	833	0,54	382	850
Jets inclusifs ($p_T > 6 \text{ GeV}$)	70×10^6	0,058	2 480	0,0006
Jets inclusifs ($p_T > 17 \text{ GeV}$)	$2,3 \times 10^6$	0,09	3 725	0,02
$WW \rightarrow (e\nu)(e\nu)$	1,275	1	20	15 608
ZZ	14,8	1	43	2 922
WZ	29,4	1	50	1 699

TAB. 20 – Echantillons de signaux et de bruits de fond pour les états finals étudiés. Les sections efficaces du W et du Z sont comparables aux prédictions NNLO. La section efficace $t\bar{t}$ est calculée au NLO. La section efficace des jets est celle obtenue à l'ordre le plus bas, provenant de Pythia. Les efficacités des processus de filtrage des événements générés (ϵ_{filtre}), les nombres d'événements simulés, ainsi que les luminosités intégrées équivalentes correspondantes sont également indiqués dans les trois dernières colonnes.

7.3 Déclenchement sur les événements $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$

Le système de déclenchement d'ATLAS a été décrit dans la section 3.4 et contient trois niveaux de sélection distincts. Chaque niveau affine la sélection des événements en appliquant des critères de sélection additionnels. Les caractéristiques importantes des différents niveaux pour l'étude des signaux considérés dans ce chapitre sont précisées ci-après.

Au LHC, seules les désintégrations leptoniques des bosons W/Z peuvent être détectées directement. Pour les désintégrations $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$ qui nous intéressent ici, le principal critère de déclenchement se base donc sur la demande d'un ou deux électrons ayant une grande impulsion transverse (p_T).

La luminosité initiale attendue au LHC est de $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le menu du système de déclenchement pour ce scénario initial peut donc se contenter de critères de sélection moins exigeants que ceux étudiés dans les TDR [78], pour des luminosités de 10^{33} à $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Par exemple, on peut choisir des seuils plus bas en p_T , sans critères d'isolation au premier niveau, et avec des critères relâchés de sélection au niveaux supérieurs. Les chaînes de déclenchement prévues

initialement pour la sélection des W et des Z sont celles exigeant au moins un électron ayant un $p_T > 20$ GeV ou au moins deux électrons ayant un $p_T > 15$ GeV. Les coupures faites pour ces chaînes seront très relâchées alors que les seuils de déclenchement les plus faibles qui fonctionneront à 10^{31} cm⁻²s⁻¹ seront de 10 GeV pour les électrons inclusifs et 5 GeV pour les paires d'électrons, avec des critères de sélection plus restrictifs.

Au fur et à mesure que la luminosité du LHC augmentera jusqu'à sa valeur nominale, des seuils plus élevés et des sélections plus strictes devront être appliqués. Pour obtenir les grandes statistiques requises pour les mesures de précision du Modèle Standard, la sélection demandera au moins un électron isolé ayant un $p_T > 25$ GeV ou au moins deux électrons isolés ayant un $p_T > 15$ GeV.

L'efficacité de sélection du système de déclenchement peut être évaluée en utilisant des simulations détaillées de Monte-Carlo des processus de physique dans le détecteur. Cependant, si on considère que les conditions réelles de bruit de fond pour l'expérience ATLAS ne seront connues que lorsque la prise des données commencera et que la simulation complète du détecteur ne pourra pas décrire tous les détails du détecteur avec un très grande précision pour la première période de prise de données, il est très important d'être capable de déterminer les efficacités de sélection du système de déclenchement en utilisant des méthodes indépendantes des informations Monte-Carlo. Ces méthodes, basées sur les données réelles ont aussi l'avantage de tenir compte automatiquement de certains paramètres théoriques et expérimentaux difficiles à simuler avec précision (effets d'empilement, corrélations, événement sous-jacent, etc.).

La méthode dite de "tag and probe" (ou "étiquetage et test") est une technique de mesure d'efficacité basée sur les données (quand celles-ci contiennent deux objets mesurés). Cette méthode est basée sur la possibilité de sélectionner des échantillons bien identifiables de $Z \rightarrow ee$ en demandant que la masse reconstruite de la paire d'électrons candidats soit compatible avec la masse connue du Z, même dans le cas où un seul des deux électrons candidats a déclenché l'appareillage et est sélectionné de manière stricte (électron étiqueté). Le deuxième lepton (électron testé) est utilisé pour obtenir la mesure des performances.

Puisque l'incertitude sur l'efficacité du système de déclenchement fournit potentiellement une contribution importante à l'erreur systématique sur les sections efficaces de production du Z et du W, cette étude présente plus en détail les résultats attendus pour la mesure de l'efficacité du système de déclenchement, obtenus en appliquant la méthode "tag and probe" à des échantillons $Z \rightarrow ee$. Ces résultats attendus sont ensuite comparés avec l'efficacité vraie, ϵ_{MC} , en évaluant la différence relative entre les deux efficacités, définie par :

$$\frac{\epsilon_{Tag\&Probe} - \epsilon_{MC}}{\epsilon_{MC}} \quad (29)$$

Dans le cas des signaux étudiés, la méthode peut être utilisée pour extraire les efficacités de sélection pour les chaînes dites e10 et e22i du système de déclenchement. La chaîne e10 correspond à un seuil bas du système de déclenchement. Elle requiert au moins un électron de $p_T > 10$ GeV. La chaîne e22i doit être

utilisée pour une luminosité supérieure à $10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et nécessite au moins un électron isolé ayant un $p_T > 22$ GeV.

Comme on l'a vu dans la section 5.4.2, la sélection des électrons comporte trois types de coupures différentes : relâchées, moyennes et strictes. Pour la détermination de l'efficacité du système de déclenchement, les événements sont sélectionnés lorsqu'un candidat électron est vu par le système de déclenchement, mais aussi lorsqu'il est reconstruit après une sélection hors-ligne stricte (électron étiqueté). Si le second électron candidat (électron testé) est aussi reconstruit, il faut vérifier si celui-ci a aussi passé la sélection du système de déclenchement. La fréquence avec laquelle cela se produit permet d'avoir une estimation de l'efficacité de cet algorithme particulier du système de déclenchement, par rapport à la sélection hors-ligne. Les critères de sélection appliqués aux électrons candidats "tag and probe" provenant de désintégrations $Z \rightarrow ee$, sont donnés dans le tableau 21.

Critère	Coupures
Masse invariante	$70 < M_{ee}^{rec} < 100$ GeV
Impulsion transverse	$p_T > 15$ GeV ou $p_T > 25$ GeV
Pseudorapidité	$0 < \eta < 1,37$ ou $1,52 < \eta < 2,4$

TAB. 21 – Critères de sélection hors-ligne appliqués aux candidats électrons "tag and probe". La coupure sur le p_T est de 15 GeV pour la chaîne e10 du système de déclenchement, et de 25 GeV pour la chaîne e22i.

Les résultats obtenus avec la méthode "tag and probe" sont comparés avec les valeurs obtenues en utilisant une méthode basée sur la vérité Monte-Carlo, où les électrons issus de la désintégration du Z doivent tous les deux être dans la région de référence. Cela permet de réduire tout biais qui viendrait purement des deux échantillons différents au niveau de la cinématique.

Les résultats globaux pour la chaîne e10 sont montrés dans le tableau 22, qui contient les efficacités globales du déclenchement par rapport aux trois jeux de coupures hors-ligne, pour la luminosité initiale du LHC. Les efficacités sont normalisées par rapport aux coupures hors-ligne, ce qui explique que les coupures strictes donnent une meilleure efficacité que les coupures relâchées. De plus, on remarque que ces efficacités restent relativement élevées pour les différents niveaux du système de déclenchement. On obtient pour les efficacités de sélection entre les coupures relâchées et les coupures strictes des valeurs compatibles, et les différences sont à comparer avec les erreurs systématiques qui pourront être bien plus importantes (de l'ordre de 10 %).

A partir de l'efficacité du système de déclenchement pour un électron seul, il est possible d'estimer la probabilité de déclencher sur un événement complet $Z \rightarrow e^+e^-$, si celui-ci peut être reconstruit hors-ligne. Si on appelle ϵ l'efficacité pour un électron seul, cette probabilité pourra alors être estimée par :

$$\epsilon_{\text{evenement}} = (2 - \epsilon)\epsilon \quad (30)$$

Niveau du système de déclenchement	Coupures Relâchées	Coupures Moyennes	Coupures Strictes
L1	99,995 ± 0,005	99,995 ± 0,005	99,997 ± 0,005
L2	98,740 ± 0,070	99,590 ± 0,040	99,680 ± 0,040
EF	98,660 ± 0,070	99,150 ± 0,060	99,960 ± 0,010
L1+L2+EF	97,410 ± 0,090	98,740 ± 0,070	99,630 ± 0,040

TAB. 22 – Efficacités de sélection (en pour-cent) pour différents niveaux du système de déclenchement, et normalisées par rapport aux coupures hors-ligne. Ces efficacités sont données, d’une part pour des électrons seuls en utilisant la méthode de "tag and probe" pour des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ à la luminosité initiale du LHC (soit $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et $\int L \times dt = 50 \text{ pb}^{-1}$), et d’autre part, en utilisant la chaîne e10. Les incertitudes indiquées sont exclusivement statistiques. Les efficacités sont données par rapport au précédent niveau du système de déclenchement.

Dans ce cas, l’efficacité vraie est alors simplement le rapport du nombre d’événements reconstruits qui ont déclenché l’appareillage au nombre total d’événements reconstruits.

Par ailleurs, le bruit de fond de jets simulant des électrons n’est pas négligeable si l’on utilise des coupures relâchées. Ce bruit de fond doit donc être pris en compte lors des calculs d’efficacité et introduit une contribution systématique importante à l’incertitude de la mesure.

7.4 Mesure de la section efficace $W \rightarrow e\nu$

7.4.1 Sélection des événements et niveaux de bruits de fond

Pour sélectionner les événements $W \rightarrow e\nu_e$, les critères suivants ont été appliqués :

- les événements doivent satisfaire à la signature e20 du système de déclenchement correspondant au menu prévu pour la luminosité 10^{31} .
- l’événement doit contenir un amas électromagnétique qui correspond à une trace et tel que $E_T > 25 \text{ GeV}$ et $\eta < 1,37$ ou $1,52 < \eta < 2,4$. Cet amas doit également satisfaire aux coupures moyennes d’identification des électrons (comme décrit dans la section 5.4.2).
- l’énergie transverse manquante (E_T^{miss}) de l’événement doit être supérieure à 25 GeV.
- de plus, un veto sur les jets est appliqué : le jet ayant la plus grande énergie transverse dans l’événement doit satisfaire $E_T < 30 \text{ GeV}$. L’algorithme qui reconstruit les jets est utilisé pour un cône défini par $\Delta R = 0,7$.

Pour la suite, l’ensemble des coupures précédentes sera regroupé sous l’appellation coupures hors-ligne. Les nombres d’événements correspondant au signal et aux bruits de fond obtenus après la sélection sont donnés dans le tableau 23,

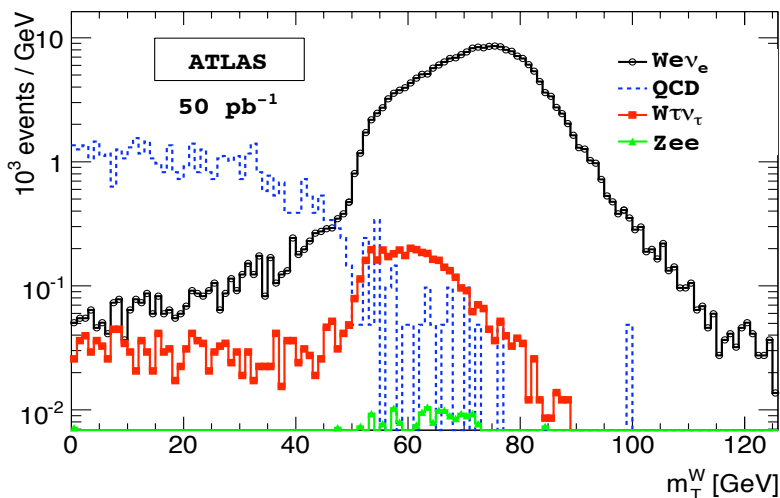


FIG. 7.1 – Distribution de la masse transverse du W pour le signal et les bruits de fond, après avoir appliqué toutes les coupures de sélection (sauf la coupure sur m_T^W), et pour une luminosité intégrée de 50 pb^{-1} .

pour une luminosité intégrée de 50 pb^{-1} . Seules les trois sources de bruit de fond contribuant de manière significative sont considérées : les événements dijets (appelés dans la suite bruit de fond QCD), $W \tau \nu_\tau$ $e \nu_e \nu_\tau$ et $Z ee$. En raison de la grande section efficace QCD des dijets et du grand pouvoir de réjection du critère appliqué, la statistique Monte-Carlo disponible n'est pas suffisante pour évaluer le nombre d'événements de bruit de fond QCD en comptant simplement les événements après avoir appliqué toutes les coupures aux échantillons Monte-Carlo de bruit de fond QCD. Pour surmonter cette difficulté, deux méthodes ont été employées.

Dans la première méthode, la fraction de bruit de fond QCD est obtenue en utilisant le produit de l'efficacité de sélection hors-ligne par l'efficacité de sélection du système de déclenchement. Pour tenir compte correctement des corrélations entre ces deux quantités, l'efficacité de sélection du système de déclenchement est calculée relativement à celle des coupures hors-ligne. Le niveau de bruit de fond QCD a aussi été estimé en appliquant aux échantillons MC le système de déclenchement ainsi que les coupures d'identification des électrons, avant de corriger le résultat par un facteur obtenu en étudiant le pouvoir de réjection dû à l'énergie transverse manquante et au veto sur les jets.

Les deux méthodes sont compatibles. Mais il faut garder à l'esprit qu'un facteur d'incertitude assez grand (égal à 2 ou 3) sur le niveau de bruit de fond, est attendu, en raison de la grande incertitude théorique que l'on a sur la section efficace des di-jets, et sur la composition exacte des bruits de fond résiduels

(b, c = e, hadrons, $\gamma = e^+e^-$). La figure 7.1 montre la distribution de masse transverse correspondante du W (m_T^W), pour le signal et les bruits de fond, avant d'appliquer la coupure $m_T^W > 40\text{GeV}$.

Sélection	$W = e\nu$	jets (QCD)	$W = \tau\nu$	$Z = ee$
Trigger	370 ± 1	8350 ± 180	$17,3 \pm 0,2$	$60,7 \pm 0,1$
$E_T > 25 \text{ GeV}, \eta < 2,4$	308 ± 1	3830 ± 120	$10,3 \pm 0,1$	$32,3 \pm 0,1$
Electron ID	268 ± 1	1100 ± 60	$9,1 \pm 0,1$	$29,5 \pm 0,1$
$E_T^{miss} > 25 \text{ GeV}$	221 ± 1	46 ± 7	$5,5 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$
$m_T > 40 \text{ GeV}$	217 ± 1	15 ± 4	$4,3 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$

TAB. 23 – Nombre d'événements de signal et de bruits de fond (en milliers) pour le canal $W = e\nu$, pour une luminosité intégrée de 50 pb^{-1} . Les incertitudes indiquées sont purement statistiques.

7.4.2 Acceptance

L'acceptance du W est définie comme la fraction d'événements qui passent les coupures cinématiques pour les deux leptons (électron et neutrino) au niveau des générateurs (qui n'inclut aucun veto sur les jets). L'acceptance du W ainsi obtenue dans cette étude est de $33,1 \pm 0,8 \%$. L'incertitude systématique sera discutée de manière détaillée dans la section 7.5.

7.4.3 Calcul de la section efficace

Les efficacités sont fonction de l'énergie transverse et de la pseudo-rapacité des électrons. La section efficace (σ_B) doit donc être calculée en utilisant les valeurs des efficacités séparées en intervalles pour les variables E_T et η . La formule suivante est donc utilisée :

$$\sigma_B = \sum_i \frac{N_W^i - N_B^i}{A^i \cdot \epsilon_e^i \cdot \epsilon_t^i \cdot \int L \cdot dt} \quad (31)$$

où N_W^i est le nombre de candidats W dans l'intervalle i, N_B^i le nombre d'événements de bruit de fond dans l'intervalle i, A l'acceptance géométrique et cinématique de l'intervalle i, ϵ_e^i l'efficacité de reconstruction hors-ligne des électrons dans l'intervalle i, ϵ_t^i l'efficacité du système de déclenchement dans l'intervalle i, et $\int L \cdot dt$ la luminosité intégrée. Cependant, cette analyse est limitée par une trop faible statistique en événements de bruit de fond, pour estimer correctement N_B^i , on utilise donc une formule moyenne.

Le résultat final pour le calcul de la section efficace, après avoir appliqué une correction pour tenir compte des contributions des ordres supérieurs (NNLO), qui ne sont pas incluses dans le générateur LO utilisé (Pythia), et en assignant

une incertitude de 10 % pour la luminosité intégrée de la prise de données initiale, vaut :

$$\sigma_B = 19,9 \pm 0,04 \text{ (stat.)} \pm 1,0 \text{ (syst.)} \pm 2,0 \text{ (luminosité) nb}$$

Pour comparaison, la section efficace théorique calculée au NNLO et en utilisant les pdfs CTEQ6.1M vaut 20,5 nb [105].

7.5 Incertitude systématique sur la mesure des sections efficaces

7.5.1 Introduction

Dans ce qui suit, les acceptances des électrons pour les désintégrations $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$, obtenues avec les générateurs d'événements Pythia, Herwig et MC@NLO sont comparées. L'objectif de cette étude est de déterminer la contribution de l'incertitude sur l'acceptance dans le calcul de l'incertitude systématique associée à la section efficace.

Dans cette étude, on cherche à obtenir une estimation de l'erreur systématique sur les sections efficaces de production W et Z en leptons, après avoir appliqué les critères adaptés à la sélection de l'état final recherché. La méthode utilisée consiste à comparer les résultats obtenus avec différents générateurs d'événements et d'en extraire les incertitudes des différences observées. Idéalement, il aurait été préférable d'effectuer cette étude en utilisant les calculs les plus récents au second ordre suivant l'ordre principal (Next-to-Next-to-Leading-Order ou NNLO) [107]. Comme expliqué plus tard dans ce chapitre, le calcul NNLO est seulement utilisé pour obtenir une estimation de l'incertitude systématique sur l'acceptance, à partir d'un générateur NLO interfacé de manière appropriée avec le modèle de la gerbe des partons de Herwig.

L'étude présentée ici se limite donc aux trois générateurs Pythia, Herwig et MC@NLO. Ce dernier inclut les corrections complètes de QCD à l'ordre suivant l'ordre principal (Next-to-Leading-Order ou NLO) et sera considéré comme le générateur de référence en termes de prédiction pour les acceptances attendues au LHC. Tous les événements utilisés dans cette étude ont été générés et différents aspects de la production et de la désintégration ont été étudiés en détail (ces aspects ont également été commentés dans le chapitre 5) : rayonnement dans l'état initial (ISR), rayonnement dans l'état final (FSR), fonctions de structure des partons initiaux (pdfs), événement sous-jacent (UE), k_T intrinsèque des partons du proton, correction par élément de matrice, effets dus à l'électrodynamique quantique (QED), impact des coupures appliquées individuellement et contrainte sur le spectre du p_T des bosons par application des poids, par comparaison avec un autre générateur.

On commence par décrire les paramètres de la génération et de la sélection des événements. Ensuite, on montre l'acceptance des électrons avant d'expliquer d'où viennent les principales différences observées entre les générateurs. On donne également des détails sur les effets de la correction QED et la contribution due aux différences sur les fonctions de structure des partons. Enfin, l'étude présente une estimation de l'incertitude systématique associée à la section efficace pour les deux canaux de désintégration. L'impact des coupures individuelles, l'utilisation de la méthode contraignant le spectre du p_T des bosons, ainsi que d'autres améliorations possibles sont également discutées. L'étude se termine par une discussion des résultats avec des prédictions au NNLO.

7.5.2 Génération des événements et paramètres de configuration

L'étude a été effectuée à l'aide du logiciel Athena [67], spécialement développé pour l'expérience ATLAS.

Pour extraire l'information directement à la sortie de la génération, plusieurs options ont dû être modifiées ou ajoutées dans le code de départ.

Cela incluait des changements importants, à tel point que ce travail a également servi à compléter la validation des générateurs d'événements pour les processus étudiés. On trouvera de plus amples informations sur ces modifications dans les appendices de [108].

La version suivante des générateurs Monte-Carlo a été utilisée : Pythia 6.403 (processus à l'ordre le plus bas de type $qq' \rightarrow W$) [68], Herwig 6.510 interfacé avec Jimmy 4.0 (pratiquement équivalent au calcul de Pythia) [69] et MC@NLO 3.2 (calcul au NLO) [93] interfacé avec Herwig. Pour chaque générateur, environ 5.10^5 événements ont été générés. De plus, les mêmes masses et largeurs pour les bosons W et Z ont été utilisées : $m_W = 80,42$ GeV, $\Gamma_W = 2,12$ GeV, $m_Z = 91,19$ GeV et $\Gamma_Z = 2,495$ GeV. Les sections efficaces de production des bosons W et Z en leptons, pour les trois générateurs d'événements, ont été données dans le tableau 19 au début du chapitre 6. Le désaccord entre Pythia et Herwig sur les sections efficaces de production est inférieur à 1%. La section efficace obtenue avec MC@NLO est environ plus élevée de 15% que celles données par les deux autres générateurs, comme on pouvait s'y attendre (voir [109]). Ces valeurs peuvent aussi être comparées avec un calcul analytique fait au NNLO [107] (voir la section 7.5.12).

Les mêmes fonctions de structure des partons ont été utilisées pour les générateurs Pythia et Herwig (LHAPDF version 4.0 et CTEQ6L1-LO avec α_s à l'ordre le plus bas), tandis que pour MC@NLO c'est la version au NLO de CTEQ6L1-LO (CTEQ6M) qui a été utilisée.

7.5.3 Sélection des événements

Les bosons Z sont sélectionnés si les deux électrons de l'état final ont une énergie transverse ≥ 25 GeV et une pseudo-rapidité $\eta < 2,5$, qui correspond aux critères de sélection du système de déclenchement (trigger) et à l'acceptance géométrique du calorimètre électromagnétique et du détecteur interne. Les bosons W sont sélectionnés si l'électron possède une énergie transverse ≥ 25 GeV, une pseudo-rapidité $\eta < 2,5$ ainsi qu'une énergie transverse manquante ≥ 25 GeV. Dans toute cette étude, les électrons et les photons générés ont été recombinaisonnés (i.e le p_T des deux particules est ajouté et définit le nouveau p_T de l'électron) si $\Delta R < 0,04$, où $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ et où ϕ est l'angle entre le photon et l'électron dans le plan transverse. L'impact de cette recombinaison est discuté dans la section 7.5.6.

7.5.4 Acceptances des électrons

Le tableau 24 (resp. le tableau 25) montre l'acceptance des électrons après application des coupures pour W $\rightarrow e\nu$ (resp. Z $\rightarrow ee$). La valeur $\eta \in [1,5$

correspond à la limite entre le tonneau et les calorimètres électromagnétiques à argon liquide. A partir de ces tableaux, on remarque que l'acceptance varie entre $35,45 \pm 0,20$ % et $40,01 \pm 0,07$ % pour W^\pm et entre $40,65 \pm 0,14$ % et $46,96 \pm 0,10$ % pour le Z. L'acceptance ainsi obtenue est plus grande pour le W^- que pour le W^+ et on observe aussi que l'acceptance pour le Z est plus grande que pour le W. Enfin, les acceptances obtenues avec MC@NLO sont environ 7 % (resp. 14 %) plus élevées que pour les deux autres générateurs pour le W (resp. pour le Z). Ces différences peuvent en partie être expliquées par l'impact sur les acceptances de la coupure sur η et ceci est discuté dans la section 7.5.7. Par ailleurs, MC@NLO a été choisi comme générateur de référence pour donner la meilleure estimation de l'acceptance attendue au LHC.

Générateur	Coupure sur η	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5
MC@NLO	$W \rightarrow e\nu$	$8,42 \pm 0,06$	$16,06 \pm 0,07$	$23,61 \pm 0,09$	$31,29 \pm 0,09$	$39,08 \pm 0,10$
MC@NLO	$W^+ \rightarrow e^+\nu$	$7,40 \pm 0,04$	$14,77 \pm 0,05$	$22,21 \pm 0,06$	$29,79 \pm 0,07$	$38,16 \pm 0,07$
MC@NLO	$W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}$	$9,43 \pm 0,04$	$17,35 \pm 0,05$	$25,01 \pm 0,06$	$32,78 \pm 0,07$	$40,01 \pm 0,07$
Herwig	$W \rightarrow e\nu$	$7,35 \pm 0,08$	$14,69 \pm 0,11$	$21,88 \pm 0,13$	$29,17 \pm 0,14$	$36,40 \pm 0,15$
Herwig	$W^+ \rightarrow e^+\nu$	$6,77 \pm 0,10$	$13,67 \pm 0,14$	$20,61 \pm 0,17$	$28,00 \pm 0,19$	$35,45 \pm 0,20$
Herwig	$W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}$	$8,16 \pm 0,13$	$16,10 \pm 0,18$	$23,64 \pm 0,21$	$30,79 \pm 0,23$	$37,72 \pm 0,24$
Pythia	$W \rightarrow e\nu$	$7,41 \pm 0,04$	$14,78 \pm 0,05$	$22,08 \pm 0,06$	$29,33 \pm 0,07$	$36,68 \pm 0,06$
Pythia	$W^+ \rightarrow e^+\nu$	$6,93 \pm 0,05$	$13,87 \pm 0,06$	$20,95 \pm 0,08$	$28,23 \pm 0,08$	$35,94 \pm 0,08$
Pythia	$W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}$	$8,07 \pm 0,06$	$16,04 \pm 0,08$	$23,64 \pm 0,09$	$30,85 \pm 0,10$	$37,70 \pm 0,10$

TAB. 24 – Acceptances des électrons (en %) pour le boson W, après application des coupures cinématiques, en fonction de la coupure sur η et pour les trois générateurs d'événements.

Générateur	Coupure sur η	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5
MC@NLO	$Z \rightarrow e^+e^-$	$11,04 \pm 0,06$	$20,85 \pm 0,08$	$30,32 \pm 0,09$	$38,24 \pm 0,10$	$46,96 \pm 0,10$
Herwig	$Z \rightarrow e^+e^-$	$8,53 \pm 0,08$	$16,82 \pm 0,10$	$24,91 \pm 0,12$	$32,91 \pm 0,13$	$40,65 \pm 0,14$
Pythia	$Z \rightarrow e^+e^-$	$8,64 \pm 0,04$	$17,12 \pm 0,05$	$25,55 \pm 0,06$	$33,81 \pm 0,07$	$41,56 \pm 0,07$

TAB. 25 – Acceptances des électrons (en %) pour le boson Z, après application des coupures cinématiques, en fonction de la coupure sur η et pour les trois générateurs d'événements.

La figure 7.2 montre les différents rapports entre les générateurs pour W $e\nu$ et Z ee . Pour le boson W, le rapport entre Pythia et Herwig est compatible avec 1. Par contre, pour le boson Z, ce rapport vaut $0,978 \pm 0,004$.

7.5.5 Etude des différences entre les acceptances

On examine ici les principales sources de différences possibles entre Pythia et Herwig : l'ISR (on s'attend à ce que l'effet dû à la radiation QED dans l'état initial soit faible, voir la section 7.5.6), le k_T intrinsèque des partons initiaux, l'événement sous-jacent (UE), la radiation de photon(s) dans l'état

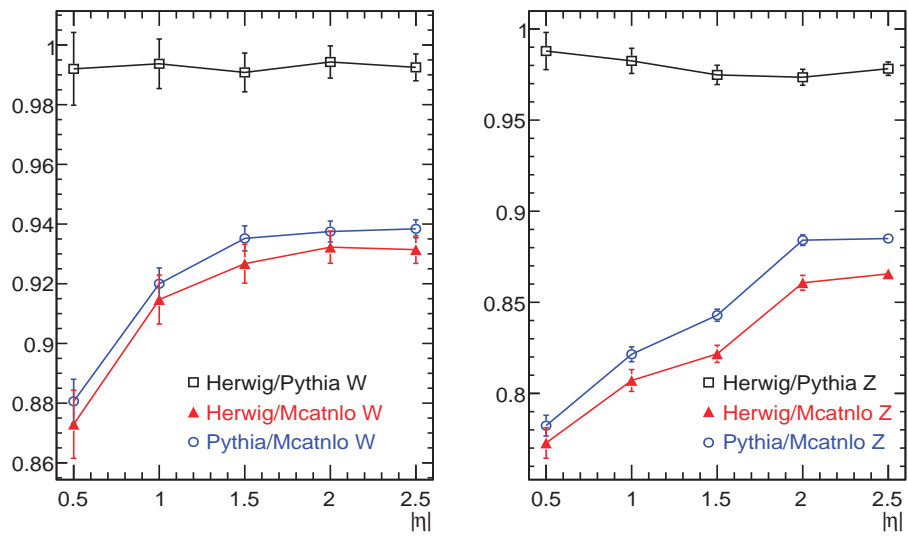


FIG. 7.2 – Rapports entre les acceptances après application des coupures cinématiques et en fonction de la coupure sur η considérée, pour le boson W (à gauche) et le boson Z (à droite) pour les trois générateurs : Herwig/Pythia (carrés ouverts), Herwig/MC@NLO (triangles pleins) et Pythia/MC@NLO (cercles ouverts).

final (Photos), les fonctions de structure des partons ou encore les corrections QCD appliquées aux éléments de matrice du processus à l'ordre le plus bas (ME).

Avant d'étudier chaque effet individuellement, il est intéressant d'observer les distributions des observables pertinentes pour la physique. On montre par exemple en figure 7.3 les distributions attendues de la rapidité pour le W^+ et le W^- . La grande différence sur la forme entre les deux bosons est due à l'asymétrie des collisions p-p (plus de valence u que d). On donne dans [110] des détails à propos des différences observables entre les fonctions de structure des quarks u et d au LHC. La statistique générée est de 500 000 événements pour Pythia et 100 000 événements pour Herwig.

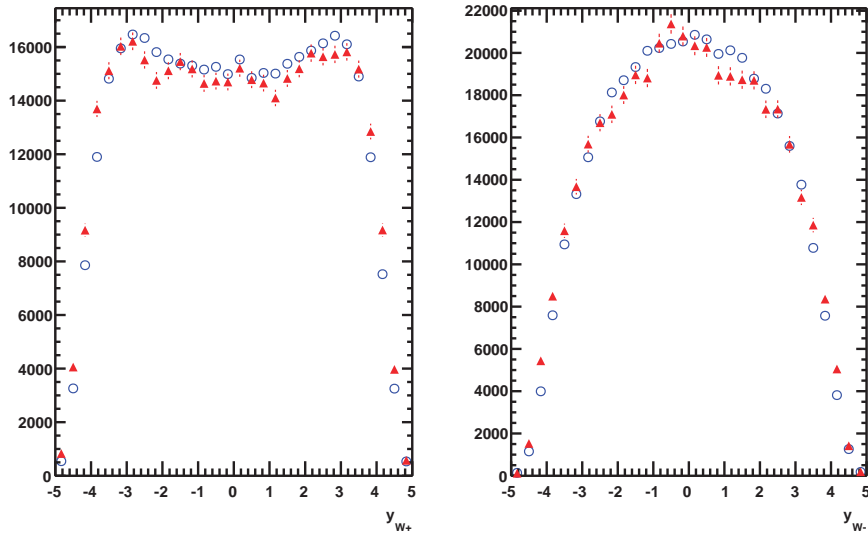


FIG. 7.3 – Distributions de rapidité des bosons W^+ (gauche) et W^- (droite), obtenues avec les générateurs Pythia (cercles ouverts) et Herwig (triangles pleins) dans leur configuration par défaut.

Il est également utile d'étudier la variable $\cos \theta^*$ comme le montre la figure 7.4, où θ^* est l'angle entre la direction de l'électron dans le centre de masse du boson W par rapport à l'axe du faisceau, et que sa distribution vérifie le comportement caractéristique V-A (Vecteur-Axial) du courant faible.

Pour quantifier l'impact des sources individuelles possibles des différences sur les acceptances, on commence par observer les distributions dans la configuration sans ISR, sans k_T , sans UE et sans ME. Dans cette configuration, les trois générateurs d'événements donnent des résultats compatibles pour presque toutes les distributions (voir l'annexe 1), y compris pour les fonctions de structure

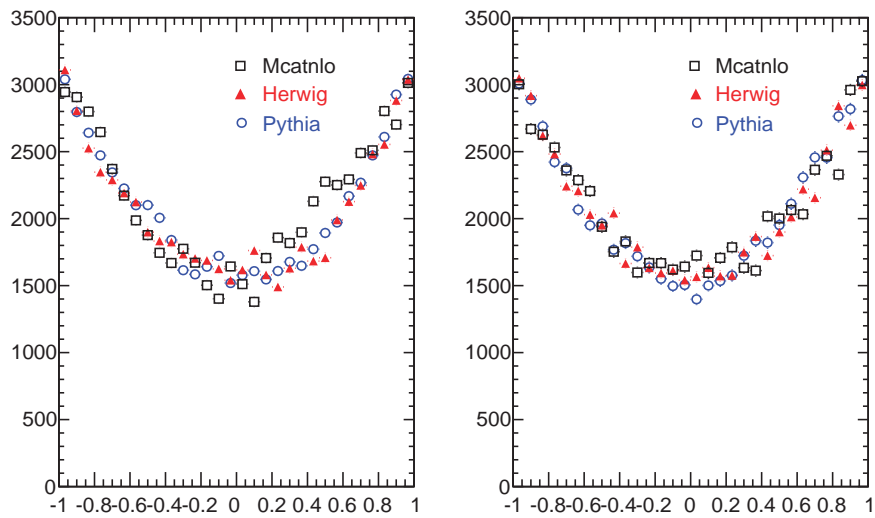


FIG. 7.4 – Variables $\cos(\theta^*)$ pour W^+ (gauche) et W^- (droite), pour les trois générateurs Pythia (cercles ouverts), Herwig (triangles pleins) et MC@NLO (carrés ouverts).

des partons, mais d'importantes différences subsistent sur les acceptances. Si on enlève tous les effets d'ordres supérieurs, le rapport des acceptances entre Pythia et Herwig est $(97,49 \pm 0,51)$ % pour le W^+ , $(99,61 \pm 0,59)$ % pour le W^- , et $(98,98 \pm 0,38)$ % pour le Z. En comparant ces valeurs avec les acceptances données dans le cas standard, on observe un léger changement lorsque l'on passe de la configuration par défaut à celle sans ISR, sans k_T , sans UE et sans ME (100 % \rightarrow 98 % pour le W et 98 % \rightarrow 99 % pour le Z) : ces changements sont discutés de manière plus détaillée dans la section 7.5.7.

En comparant les générateurs Pythia et Herwig, on peut observer que l'ISR introduit une différence de $0,54 \pm 0,16$ % ($1,71 \pm 0,50$ %) sur les acceptances pour $W \rightarrow e\nu$ ($Z \rightarrow ee$). De même, lorsque l'on inclut et que l'on enlève successivement, le k_T , le ME et l'UE, on observe les différences suivantes sur les acceptances du W (resp. Z) : $2,04 \pm 0,61$ % ($0,20 \pm 0,06$ %) pour le k_T , $0,82 \pm 0,25$ % ($0,60 \pm 0,18$ %) pour l'UE et aucun effet pour le ME. Remarquez que seule la comparaison entre Herwig et Pythia est pertinente ici (dans ce chapitre, MC@NLO est montré sur les figures pour information et est identique à Herwig pour la plupart des études systématiques).

7.5.6 Effet des corrections dues à la QED ou à la théorie électrofaible sur les acceptances

L'effet des corrections électrofaibles peut être étudié de différentes manières. Cependant, le manque de photons produits par MC@NLO dans le cas de W sans jets a mis en évidence un problème lié à l'interface entre Athena et MC@NLO. On ne peut donc pas utiliser ce générateur pour étudier les effets de la QED. On pourrait alternativement utiliser les générateurs HORACE [111] et ResBos [112] pour estimer les effets dus à la théorie électrofaible. On s'attend cependant à ce que ces effets soient beaucoup moins importants que ceux dus aux corrections QCD ; ils n'ont donc pas été pris en compte dans cette étude. Ici, l'effet des corrections électrofaibles est étudié avec Photos, dans l'état actuel de son développement [71] [72] [73]. On s'attend à ce que les effets d'ordre supérieur dus aux corrections QCD soient faibles, même pour la mesure de la masse du W. On s'attend également à ce que le rayonnement dans l'état initial, ainsi que l'interférence entre l'ISR et le FSR aient un très faible impact sur les acceptances. On donne dans ce qui suit un ordre de grandeur des effets dus aux corrections électrofaibles, en comparant les acceptances pour le W et le Z, avec et sans Photos (voir le tableau 26).

A partir de cette comparaison, on peut remarquer que l'impact des corrections électrofaibles sur les acceptances est très différent entre les deux générateurs pour le boson Z (en effet, on obtient 7,2 % pour Herwig et 0 % pour Pythia). Cela signifie qu'il y a un problème dans la manière dont Photos est interfacé avec Herwig (et apparemment plus particulièrement pour le boson Z). C'est pourquoi, on utilisera seulement Pythia pour estimer la contribution des corrections dues à la QED ou à la théorie électrofaible dans la détermination de l'erreur systématique sur la section efficace.

Coupure sur η	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5
Herwig					
Avec Photos W	0,0735±0,0008	0,1469±0,0011	0,2188±0,0013	0,2917±0,0014	0,3640±0,0015
Sans Photos W	0,0747±0,0008	0,1496±0,0011	0,2229±0,0013	0,2970±0,0014	0,3705±0,0015
Avec Photos W et sans recombinaison	0,0716±0,0008	0,1437±0,0011	0,2139±0,0013	0,2853±0,0014	0,3560±0,0015
Rapport pour le W (avec Photos)/(sans Photos)	98,39 ± 1,50	98,20 ± 1,03	98,16 ± 0,82	98,22 ± 0,66	98,25 ± 0,57
Avec Photos Z	0,0853±0,0008	0,1682±0,0011	0,2491±0,0012	0,3291±0,0013	0,4065±0,0014
Sans Photos Z	0,0920±0,0008	0,1816±0,0011	0,2685±0,0013	0,3545±0,0014	0,4380±0,0014
Avec Photos Z et sans recombinaison	0,0845±0,0008	0,1665±0,0011	0,2466±0,0013	0,3258±0,0014	0,4024±0,0014
Rapport pour le Z (avec Photos)/(sans Photos)	92,72 ± 1,07	92,62 ± 0,74	92,77 ± 0,59	92,83 ± 0,48	92,81 ± 0,39
Pythia					
Avec Photos W	0,0741±0,0004	0,1478±0,0005	0,2208±0,0006	0,2933±0,0007	0,3668±0,0006
Sans Photos W	0,0744±0,0008	0,1496±0,0011	0,2219±0,0013	0,2957±0,0014	0,3670±0,0015
Avec Photos W et sans recombinaison	0,0724±0,0004	0,1444±0,0006	0,2161±0,0007	0,2868±0,0008	0,3587±0,0008
Rapport pour le W (avec Photos)/(sans Photos)	99,60 ± 1,20	98,80 ± 0,80	99,50 ± 0,64	99,19 ± 0,53	99,95 ± 0,44
Avec Photos Z	0,0864±0,0004	0,1712±0,0005	0,2555±0,0006	0,3381±0,0007	0,4156±0,0007
Sans Photos Z	0,0862±0,0005	0,1713±0,0006	0,2554±0,0006	0,3374±0,0007	0,4155±0,0008
Avec Photos Z et sans recombinaison	0,0848±0,0007	0,1672±0,0009	0,2497±0,0010	0,3319±0,0011	0,4068±0,0011
Rapport pour le Z (avec Photos)/(sans Photos)	100,23 ± 0,95	99,94 ± 0,61	100,04 ± 0,48	100,21 ± 0,39	100,02 ± 0,31

TAB. 26 – Effets des corrections dues à la QED ou à la théorie électrofaible sur les acceptances obtenues avec Herwig et Pythia pour $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$, et impact de la recombinaison entre l'électron et le(s) photon(s).

L'impact de la recombinaison (on rappelle dans la section 7.5.3 ce qu'on entend par recombinaison) entre l'électron et le(s) photon(s) est petit, mais significatif (environ 2,2 %), et doit clairement être vérifié avec la simulation complète du détecteur. Si l'on compare l'acceptance de Pythia obtenue avec la recombinaison simple avec celle obtenue sans Photos, les différences sont très faibles (en dessous de 0,1%), et l'impact des corrections QED sur les acceptances peut ainsi être négligé.

7.5.7 Impact des coupures individuelles sur les acceptances

Dans cette section, on étudie le rapport des acceptances pour chaque coupure cinématique appliquée séparément. On a également généré des échantillons particuliers de $Z \rightarrow e\bar{e}$ (noté Z^*), où la masse et la largeur du Z sont remplacées par celles du W , afin de voir si ces changements peuvent expliquer en partie les différences discutées dans la section 7.5.4.

On montre dans le tableau 27 le rapport des acceptances obtenues avec Herwig divisées par les acceptances obtenues avec Pythia. Ces rapports sont donnés pour les coupures individuelles ou combinées, pour les deux bosons et dans la configuration par défaut. Le tableau 28 montre les mêmes résultats, mais pour la configuration sans ISR, sans k_T , sans UE et sans ME.

Herwig/Pythia	$\eta_e < 2,5$	$p_T^\nu > 25 \text{ GeV}$	$p_T^e > 25 \text{ GeV}$	Toutes les coupures
W standard	$97,86 \pm 0,45$	$101,0 \pm 0,22$	$100,3 \pm 0,23$	$99,25 \pm 0,45$
Z standard	$97,92 \pm 0,23$	-	$98,38 \pm 0,18$	$97,82 \pm 0,30$
Z^* standard	$98,98 \pm 0,21$	$100,1 \pm 0,62$	$100,2 \pm 0,62$	$97,89 \pm 0,95$

TAB. 27 – Rapport (en %) entre les acceptances calculées avec Herwig et Pythia. Impact des coupures individuelles sur ce rapport et comparaison entre les échantillons de bosons W , Z et Z^* (i.e. générés avec les mêmes masse et largeur que les W). Les acceptances sont montrées dans la configuration par défaut (standard).

Dans les deux cas, on observe un effet important (de l'ordre de 2 %) de la coupure sur la variable η_e . Pour le Z , toutes les coupures ont un effet, ce qui donne un rapport sur les acceptances de $97,8 \pm 0,3$ %. Il est intéressant de noter que le rapport entre Herwig et Pythia pour les échantillons Z^* est de $97,89 \pm 0,95$ %, ce qui est compatible avec la valeur obtenue dans la même configuration pour le W . Ces résultats montrent aussi que l'impact sur les acceptances ainsi obtenu est du même ordre de grandeur que les incertitudes systématiques calculées à partir de chaque source possible (quelques %).

Pour la configuration sans ISR, sans k_T , sans UE et sans ME, il est intéressant de noter que le rapport sur les acceptances des échantillons Z^* est compatible avec la valeur correspondante obtenue pour le W , et que le désaccord est inférieur à 3%.

Herwig/Pythia	$\eta_e < 2.5$	$p_T^{\nu} > 25 \text{ GeV}$	$p_T^e > 25 \text{ GeV}$	Toutes les coupures
W all off	$101,3 \pm 0,27$	$101,9 \pm 0,23$	$101,9 \pm 0,24$	$98,42 \pm 0,38$
Z all off	$101,5 \pm 0,24$	-	$100,2 \pm 0,18$	$98,98 \pm 0,32$
Z* all off	$100,5 \pm 0,25$	$102,0 \pm 0,73$	$102,0 \pm 0,73$	$99,23 \pm 0,91$

TAB. 28 – Rapport (en %) entre les acceptances calculées avec Herwig et Pythia. Impact des coupures individuelles sur ce rapport et comparaison entre les échantillons de bosons W, Z et Z* (i.e. générés avec les mêmes masse et largeur que les W). Les acceptances sont montrées dans la configuration sans ISR, sans k_T , sans UE et sans ME.

7.5.8 Fonctions de structure des partons

Les fonctions de structure des partons représentent une source potentiellement importante de différence entre les acceptances. Dans cet exercice, des prédictions obtenues à l'aide du générateur ResBos ont été utilisées. Ces prédictions ont été calculées pour 40 configurations différentes des fonctions de structure des partons CTEQ 6.5 et CTEQ 6.1 pour les W^+ et les W^- , et incluent un calcul des termes au NLO+NNLL (i.e. utilisant des termes correctifs logarithmiques). Les observations observées sont utilisées pour estimer l'incertitude due aux fonctions de structure des partons. La figure 7.5 montre les acceptances pour les W^+ et les W^- , pour les deux versions de CTEQ et pour les 40 configurations considérées.

L'incertitude systématique due aux fonctions de structure des partons est calculée à partir des erreurs positive et négative pour chaque version des fonctions de structure des partons. L'erreur positive (négative) δ^\pm est définie comme la racine carrée de la somme des différences positives (négatives) entre la valeur de l'acceptance pour la i^{me} pdf et la valeur moyenne (voir eq. 32).

$$\delta^\pm = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (acc(i) - moyenne)^2} \quad (32)$$

Pour les 4 courbes différentes, on obtient les erreurs suivantes (en %) : ${}_{-0,69}^{+0,72}$ (pour W^- , utilisant CTEQ 6.5), ${}_{-0,90}^{+0,89}$ (W^- , CTEQ 6.1), ${}_{-0,69}^{+0,66}$ (W^+ , CTEQ 6.5) et ${}_{-0,84}^{+0,68}$ (W^+ , CTEQ 6.1).

Dans le cas le moins favorable, on obtient une incertitude de $\pm 0,90$ % pour la W^- et c'est cette valeur qu'on retiendra pour l'incertitude systématique à assigner aux acceptances au W et au Z.

7.5.9 Incertitude systématique globale au NLO

D'après ce qui précède, la contribution à l'incertitude systématique due aux fonctions de structure des partons a été estimée à $\pm 0,90$ % en utilisant un outil spécifique. Pour les autres sources, l'une des manières d'évaluer les contributions

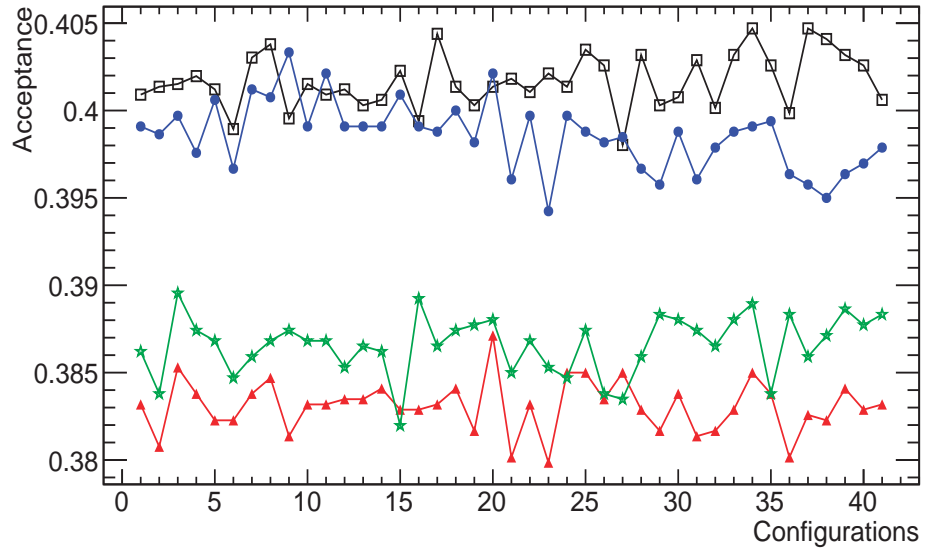


FIG. 7.5 – Impact des fonctions de structure des partons sur les acceptances pour les bosons W^\pm calculée à partir du générateur ResBos. Les acceptances sont fournies pour deux versions des fonctions CTEQ et pour 40 configurations différentes (chaque configuration diffère de la suivante en ne faisant varier qu'un seul des paramètres utilisés dans la simulation des fonctions de partons) : CTEQ 6.1 pour le boson W^+ (triangles, rouge), CTEQ 6.1 pour W^- (ronds, bleu), CTEQ 6.5 pour W^+ (étoiles, vert) et CTEQ 6.5 pour W^- (carrés, noir). Les coupures cinématiques utilisées pour sélectionner les états finals procèdent de la sélection standard.

consiste à successivement inclure et enlever chaque effet et admettre que l'incertitude systématique due à cet effet en particulier vaut une fraction de l'impact observé sur les acceptances. Cette fraction varie en fonction de la précision avec laquelle l'effet est connu (théoriquement et/ou expérimentalement). Dans cette analyse, on choisira 20 % de l'impact observé pour les effets autres que ceux dus aux pdfs (voir la section 7.5.8) et aux corrections NNLO (voir la section 7.5.12). Ce choix est certainement conservateur pour les effets dominants. On obtient ainsi les incertitudes suivantes pour $W \rightarrow e\nu$: 0,11 % (ISR), 0,41 % (k_T), 0 % (ME), 0,21 % (UE) et 0 % (Photos). L'incertitude systématique totale calculée à partir de la somme quadratique de toutes les contributions est alors de 1,02 %. Mais il faut garder à l'esprit qu'il reste à tenir compte des corrections NNLO (voir la section 7.5.12). Si l'on répète le même exercice pour le Z, on obtient les incertitudes suivantes : 0,34 % (ISR), 0,04 % (k_T), 0,0 % (ME), 0,12 % (UE), 0 % (Photos) et 0,90 % (pdfs). L'incertitude systématique totale attendue pour le Z est ainsi de 0,97 %.

7.5.10 Acceptances pour les mesures de sections efficaces

Les critères de sélection utilisés dans la mesure des sections efficaces sont légèrement différents de ceux mentionnés précédemment et les acceptances obtenues sont donc légèrement différentes. Dans cette section, on montre les mêmes résultats que précédemment pour le générateur MC@NLO, mais dans le cas de $Z \rightarrow ee$, on sélectionne les événements si l'énergie transverse des deux électrons est supérieure à 20 GeV. De plus, on exclut la région $1,37 < \eta_e < 1,52$ pour tous les électrons des désintégrations des W et Z (on rappelle que cette zone correspond à une zone de transition). Les acceptances, ainsi que les rapports des acceptances, sont présentés dans les tableaux 29 (bosons W) et 30 (boson Z) et on montre dans le tableau 31 le détail du calcul de l'incertitude systématique totale.

L'incertitude systématique totale calculée pour ce choix final de coupures est alors de 1,02 % pour le W et 0,97 % pour le Z. On montre dans la figure 7.6 les acceptances avec leurs incertitudes systématiques, en fonction de la coupure sur η utilisée pour sélectionner le ou les électron(s) dans le cas de MC@NLO, séparément pour W^+ , W^- , W et Z.

7.5.11 Contrainte sur le spectre en p_T des bosons W/Z

L'une des façons de réduire l'incertitude systématique totale est de contraindre le spectre en p_T des bosons W/Z. En effet, comme le montre par exemple la figure 7.7, les distributions sont légèrement différentes. Dans ce cas particulier, ResBos est le générateur qui donne l'estimation la plus précise de la part dominante du spectre à faible énergie. La méthode consiste à forcer le spectre en p_T de Pythia, Herwig et MC@NLO à être le même que celui donné par ResBos. Pour cela, on peut appliquer des facteurs de poids (dépendant du p_T) aux distributions des trois générateurs et observer l'impact de cette procédure sur les acceptances.

Générateur	Coupure sur η	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5
MC@NLO	$W \rightarrow e\nu$	8,42±0,06	16,06±0,07	21,67±0,08	29,04±0,09	36,84±0,10
MC@NLO	$W^+ \rightarrow e^+\nu$	7,47±0,04	14,77±0,05	20,33±0,06	27,62±0,06	35,99±0,07
MC@NLO	$W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}$	9,43±0,04	17,35±0,05	23,00±0,06	30,46±0,06	37,68±0,07
Herwig	$W \rightarrow e\nu$	7,35±0,08	14,69±0,11	20,03±0,13	27,03±0,14	34,27±0,15
Herwig	$W^+ \rightarrow e^+\nu$	6,77±0,10	13,67±0,14	18,83±0,16	25,90±0,18	33,34±0,20
Herwig	$W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}$	8,16±0,13	16,10±0,18	21,70±0,20	28,61±0,22	35,55±0,23
Pythia	$W \rightarrow e\nu$	7,41±0,04	14,78±0,05	20,21±0,06	27,17±0,06	34,51±0,07
Pythia	$W^+ \rightarrow e^+\nu$	6,93±0,05	13,87±0,06	19,11±0,07	26,11±0,08	33,81±0,09
Pythia	$W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}$	8,07±0,06	16,04±0,08	21,71±0,09	28,63±0,10	35,48±0,11
HW/MC	$W \rightarrow e\nu$	87,34±1,14	91,49±0,81	92,44±0,68	93,10±0,56	93,02±0,47
PY/MC	$W \rightarrow e\nu$	88,05±0,73	92,07±0,53	93,26±0,44	93,57±0,36	93,68±0,31
HW/PY	$W \rightarrow e\nu$	99,20±1,22	99,37±0,83	99,13±0,69	99,50±0,57	99,29±0,48
HW/MC	$W^+ \rightarrow e^+\nu$	91,41±1,48	92,59±1,02	92,61±0,84	93,76±0,69	92,64±0,57
PY/MC	$W^+ \rightarrow e^+\nu$	93,58±0,80	93,93±0,54	94,02±0,45	94,55±0,37	93,94±0,30
HW/MC	$W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}$	86,53±1,47	92,84±1,08	94,32±0,91	93,95±0,75	94,33±0,64
PY/MC	$W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}$	85,65±0,74	92,50±0,55	94,39±0,46	94,01±0,39	94,15±0,33

TAB. 29 – Acceptances des électrons et rapports des acceptances obtenus après coupures pour $W \rightarrow e\nu$, où l'électron et le neutrino ont une énergie transverse supérieure à 25 GeV, mais où on exclut la région $1,37 < \eta_e < 1,52$. Les résultats (en %) sont montrés pour le générateur d'événements MC@NLO qui est pris comme référence et on montre les résultats de Pythia et de Herwig pour la comparaison.

Générateur	Coupure sur η	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5
MC@NLO	$Z \rightarrow e^+e^-$	12,77±0,07	24,02±0,09	32,27±0,09	41,04±0,10	51,02±0,10
Herwig	$Z \rightarrow e^+e^-$	10,07±0,08	19,93±0,11	27,07±0,12	36,18±0,13	45,27±0,14
Pythia	$Z \rightarrow e^+e^-$	10,23±0,04	20,28±0,06	27,70±0,06	37,06±0,07	46,20±0,07
HW/MC	$Z \rightarrow e^+e^-$	78,90±0,78	82,98±0,55	83,88±0,46	88,15±0,39	88,72±0,33
PY/MC	$Z \rightarrow e^+e^-$	80,09±0,54	84,43±0,38	85,82±0,32	90,30±0,27	90,55±0,23
HW/PY	$Z \rightarrow e^+e^-$	98,51±0,92	98,27±0,62	97,73±0,50	97,62±0,41	97,98±0,34

TAB. 30 – Acceptances des électrons et rapport des acceptances obtenus après coupures pour $Z \rightarrow ee$, où les électrons ont une énergie transverse supérieure à 20 GeV, et où on exclut la région $1,37 < \eta_e < 1,52$. Les résultats (en %) sont montrés pour le générateur d'événements MC@NLO (voir table précédente).

Canal	$W^- e\nu$	$W^+ e\nu$	$Z^- e^+e^-$	$Z^+ e^+e^-$
Source	Effet (%)	σ_{syst} (%)	Effet (%)	σ_{syst} (%)
Photos on/off	-	-	-	-
ISR on/off	0,54	0,11	1,71	0,34
kT on/off	1,91	0,38	0,50	0,10
ME on/off	0,02	-	0,10	0,02
UE on/off	0,97	0,19	0,20	0,04
Pdfs (min max)	-	0,90	-	0,90
TOTAL (somme quadratique)	-	1,01	-	0,97

Tab. 31 – Résumé des incertitudes systématiques pour $W^- e\nu$ et $Z^- ee$, après avoir appliqué les coupures cinématiques utilisées dans la mesure de la section efficace (voir texte). Les résultats sont montrés pour le générateur d'événements MC@NLO.

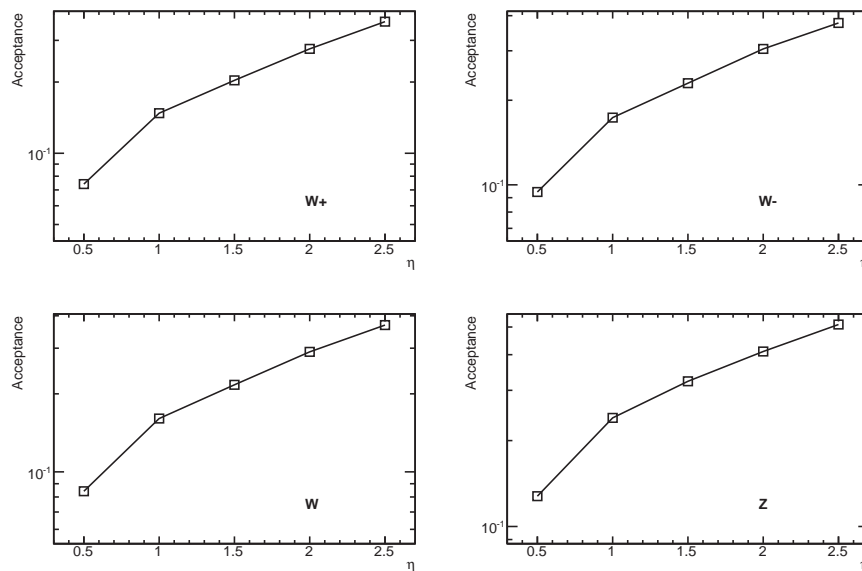


FIG. 7.6 – Acceptance avec leurs incertitudes systématiques, en fonction de la coupure sur η utilisée pour sélectionner le ou les électron(s) dans le cas de MC@NLO, séparément pour W^+ (en haut à gauche), W^- (en haut à droite), W (en bas à gauche) et Z (en bas à droite).

Dans un premier temps, celle-ci a été testée sur 100 000 événements W générés avec une première version d'Athena et en utilisant MC@NLO comme référence au lieu de ResBos. Dans le tableau 32, on montre les acceptances pour le canal du W avant et après avoir appliqué la méthode.

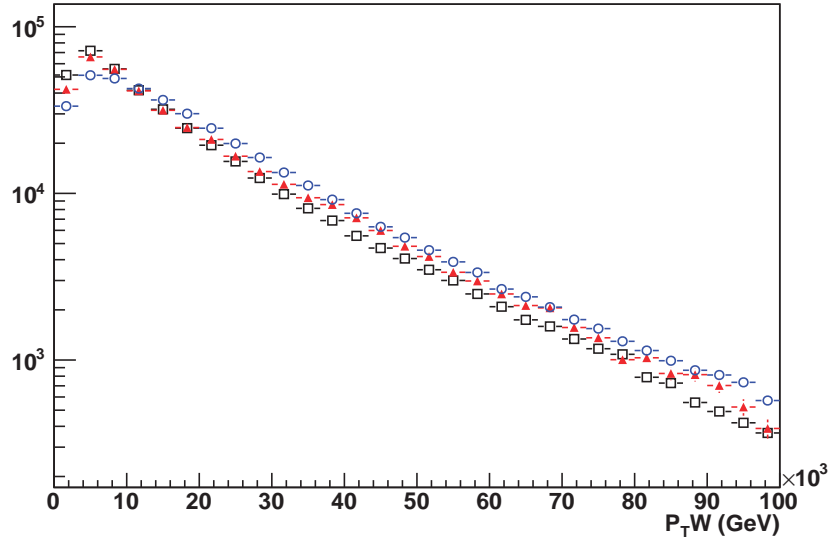


FIG. 7.7 – Distributions de l'impulsion transverse du boson W^+ pour les trois générateurs Pythia (cercles ouverts), Herwig (triangles pleins) et MC@NLO (carrés ouverts).

On ne remarque pas de changements significatifs sur les acceptances pour la désintégration du W (les acceptances sont compatibles). L'étape suivante consiste donc à vérifier ce comportement, mais en utilisant cette fois-ci le générateur ResBos au lieu de MC@NLO, et une version d'Athena plus récente, et aussi à examiner l'impact sur le canal du Z (voir le tableau 33).

Les résultats montrent que les changements sur les acceptances sont relativement modestes, même si le rapport Herwig/Pythia pour la désintégration du W semble augmenter d'environ 0,6 %, valeur qui reste inférieure aux incertitudes statistiques. Donc cette méthode ne semble pas nous permettre de réduire l'incertitude systématique globale.

7.5.12 Corrections NNLO

Les résultats précédents ne tiennent pas compte des corrections NNLO. Le résultat du calcul des sections efficaces effectué au NNLO est plus précis que celui du NLO, mais on ne sait pas a priori comment les acceptances peuvent

Générateur	Acceptances (%)	Avant	Après
MC@NLO	$W \quad e\nu$	$38,97 \pm 0,21$	$38,97 \pm 0,21$
MC@NLO	$W^+ \quad e^+\nu$	$38,50 \pm 0,15$	$38,50 \pm 0,15$
MC@NLO	$W^- \quad e^-\bar{\nu}$	$39,45 \pm 0,15$	$39,45 \pm 0,15$
Herwig	$W \quad e\nu$	$36,40 \pm 0,15$	$36,65 \pm 0,15$
Herwig	$W^+ \quad e^+\nu$	$35,91 \pm 0,19$	$36,15 \pm 0,19$
Herwig	$W^- \quad e^-\bar{\nu}$	$37,06 \pm 0,23$	$37,34 \pm 0,23$
Pythia	$W \quad e\nu$	$35,73 \pm 0,14$	$35,77 \pm 0,14$
Pythia	$W^+ \quad e^+\nu$	$35,36 \pm 0,19$	$35,47 \pm 0,19$
Pythia	$W^- \quad e^-\bar{\nu}$	$36,03 \pm 0,22$	$36,19 \pm 0,22$
Herwig/Pythia	$W \quad e\nu$	$101,88 \pm 0,59$	$102,50 \pm 0,59$

TAB. 32 – Comparaison des acceptances avant et après avoir appliqué la méthode de changement du p_T aux échantillons de W, en utilisant une première version d’Athena et le générateur MC@NLO comme référence.

Générateur	Acceptances (%)	Avant	Après
Herwig	$W \quad e\nu$	$36,40 \pm 0,15$	$37,84 \pm 0,15$
Herwig	$W^+ \quad e^+\nu$	$35,45 \pm 0,20$	$36,98 \pm 0,20$
Herwig	$W^- \quad e^-\bar{\nu}$	$37,72 \pm 0,24$	$39,10 \pm 0,24$
Pythia	$W \quad e\nu$	$36,67 \pm 0,08$	$38,11 \pm 0,08$
Pythia	$W^+ \quad e^+\nu$	$35,95 \pm 0,11$	$37,43 \pm 0,11$
Pythia	$W^- \quad e^-\bar{\nu}$	$37,67 \pm 0,13$	$39,04 \pm 0,13$
Herwig/Pythia	$W \quad e\nu$	$99,25 \pm 0,47$	$99,30 \pm 0,46$
Herwig	$Z \quad e^+e^-$	$40,65 \pm 0,14$	$40,56 \pm 0,14$
Pythia	$Z \quad e^+e^-$	$41,56 \pm 0,07$	$41,42 \pm 0,07$
Herwig/Pythia	$Z \quad e^+e^-$	$97,82 \pm 0,37$	$97,93 \pm 0,37$

TAB. 33 – Comparaison des acceptances avant et après avoir appliqué la méthode de changement du p_T aux échantillons de W et de Z, en utilisant une version plus récente d’Athena et le générateur ResBos comme référence.

varier.

Pour cela, il est possible de comparer nos résultats avec des prédictions NNLO faites sur les acceptances attendues au LHC. En effet, on peut trouver dans [113] quelques valeurs des acceptances au NNLO pour le boson W et avec presque le même choix de coupures. Le tableau 34 montre la comparaison entre les prédictions NNLO et les acceptances obtenues dans cette étude avec MC@NLO et pour les mêmes coupures. Le rapport $\frac{A(NNLO)-A(MC@NLO)}{A(MC@NLO)}$ varie ainsi entre 1,8 % et 2,8 %, ce qui est cohérent avec l'estimation de l'incertitude systématique obtenue pour la section efficace $W \rightarrow e\nu$.

Ensuite, on peut donc supposer de manière conservative que l'incertitude systématique totale doit être augmentée de 30%¹⁶ de la différence avec la comparaison NNLO, ce qui donne finalement 1,23 % pour le W et 1,19 % pour le Z (la contribution étant ajoutée de manière quadratique).

$p_T^{e,min}$ (GeV)	A(NNLO)	A(MC@NLO)	$\frac{A(NNLO)-A(MC@NLO)}{A(MC@NLO)}$ en %
20	0,4920	0,4835	1,8
30	0,3760	0,3654	2,8

TAB. 34 – Comparaison entre les acceptances au NLO (MC@NLO) et NNLO pour deux choix de coupures différents sur $p_T^{e,min}$.

7.5.13 Conclusions

Les résultats obtenus ici donnent une première estimation des incertitudes auxquelles on peut s'attendre au LHC pour les corrections d'acceptance nécessaires à la mesure des sections efficaces W/Z. En effet, plusieurs méthodes ont été utilisées pour montrer que ces incertitudes sont significatives et au niveau de 1-2 %.

La différence sur le rapport des acceptances entre Pythia et Herwig est de l'ordre de 1% pour le W et 2% pour le Z. Ceci peut en grande partie être expliqué par les effets de l'ISR, de l'UE, du k_T , des fonctions de structure des partons et des corrections QED aux acceptances. Les acceptances attendues au LHC, pour les critères de sélection des électrons excluant la zone de transition entre le tonneau et les bouchons des calorimètres électromagnétiques, sont définies par celles obtenues avec MC@NLO, i.e $36,84 \pm 0,10\%$ pour le W et $51,02 \pm 0,10\%$ pour le Z, où les erreurs citées sont purement statistiques. Ces acceptances devront être évaluées de manière plus précises en utilisant ATLFast ou la simulation complète, pour par exemple tenir compte de la résolution du détecteur.

¹⁶Précédemment, on avait choisi de compter 20 % des effets individuels. Comme les corrections NNLO peuvent affecter plusieurs de ces effets, il est plus judicieux d'augmenter cette fraction à 30 %.

Il reste cependant quelques questions à résoudre du côté des générateurs :

- a) il subsiste un problème non expliqué concernant l'interface entre Herwig et Photos qui mène à des prédictions incertaines sur les acceptances au niveau de quelques %.
- b) pour les processus de type $2 \rightarrow 1$, MC@NLO associé à Photos ne produit pas de radiation QED dans l'état final, en raison de l'absence du vecteur boson dans l'historique de l'événement.
- c) les fonctions de structure de partons issues de la documentation de l'historique de Pythia sont incorrectes (mais il est possible de corriger cela en utilisant l'historique interne de l'événement).

L'incertitude systématique globale est environ $\pm 1,2$ % pour $W \rightarrow e\nu$ et % pour $Z \rightarrow ee$. On pourra obtenir une réelle amélioration sur ces valeurs, en utilisant des vraies données pour contraindre les fonctions de structure des partons, en mesurant par exemple de manière précise les paramètres η_e , y_Z , p_T^W et p_T^Z , et aussi en utilisant des événements $Z \rightarrow ee$ où seulement un seul des électrons est reconstruit avec $\eta_e > 2.5$.

8 Analyse des données cosmiques pour le TRT

8.1 Introduction

8.1.1 La prise des données cosmiques

Durant les trois dernières années, différentes périodes de prise de données cosmiques ont été effectuées pour différents systèmes d'ATLAS, et en particulier pour le détecteur interne. Les données récoltées pendant ces exercices sont très importantes pour préparer le détecteur avant les collisions. En fonction de l'état d'avancement de la construction du détecteur, des tests avec rayons cosmiques ont été faits en surface, puis dans la caverne. Pour le TRT, les tests en surface ont été effectués dans le hall d'assemblage de SR1 en 2006. Depuis la fin de l'installation du détecteur interne dans ATLAS en juin 2007, de nombreuses données cosmiques ont été enregistrées. Toutefois, la première campagne complète de prise de données pour l'assemblage de l'expérience a eu lieu à l'automne 2008 et ce chapitre est consacré essentiellement à une première analyse détaillée de ces données pour le TRT.

Pour le TRT, l'analyse des données cosmiques, permet d'étalonner et d'aligner le détecteur. Ces tâches complexes devront être opérationnelles pour le démarrage du LHC et seront même exécutées toutes les 24 heures, en mode stable d'opération pour ajuster l'alignement du détecteur interne. Les procédures d'analyse des données doivent donc être mises en place pour mettre à jour de manière régulière et efficace toutes les constantes d'étalonnage ou d'alignement correspondant aux différents composants du détecteur. Il est donc important d'obtenir la plus grande statistique possible de données cosmiques, pour minimiser les incertitudes statistiques et systématiques sur les réglages initiaux avant les premières collisions.

Pour la prise des données cosmiques, le détecteur ATLAS dispose de plusieurs systèmes de déclenchement dédiés à cet exercice particulier, assez différent des véritables collisions. L'analyse des données avec le tonneau du détecteur interne est basée sur le système de déclenchement de niveau 1 des chambres RPC (décrites dans la section 3.3) et sur le système de déclenchement de 2ème et 3ème niveau (HLT) lorsqu'une trace cosmique est mesurée dans le détecteur interne (TRT ou Pixel/SCT).

Pour l'interprétation des résultats, il est important de bien connaître l'état du détecteur pendant l'enregistrement des données, en particulier si le champ magnétique était présent ou non, quel système de déclenchement a été utilisé, quelle fraction de chaque sous-détecteur était opérationnelle pendant les périodes de prise de données (pour savoir si on peut utiliser les traces combinées), quels étaient les canaux morts ou trop bruyants pour en tenir compte dans les logiciels de reconstruction, etc...

8.1.2 Géométrie

Trois éléments importants de la géométrie sont à prendre en compte lorsque l'on considère des rayons cosmiques traversant le détecteur interne :

- 1) La plupart des traces sont seulement vues par le TRT en raison de la région couverte par celui-ci. En effet, la surface couverte par le TRT est environ quatre fois plus importante que celle couverte par le SCT et le Pixel, et 60 fois plus importante que celle couverte par le détecteur Pixel seul.
- 2) La plupart des traces passent donc loin du centre du détecteur.
- 3) La plupart des rayons cosmiques traversent le volume du détecteur interne de haut en bas. La géométrie du tonneau permettra donc de reconstruire souvent des traces avec de nombreux points de mesure, alors que cela n'est pas du tout le cas dans les bouchons.

Tout ceci est en net contraste avec les collisions proton-proton. Les algorithmes de reconstruction ont donc dû être adaptés à l'analyse des données cosmiques.

8.1.3 Reconstruction des données cosmiques

On distingue trois différents types de traces reconstruites pour le détecteur interne : les traces utilisant le TRT seulement, les traces combinées (qui utilisent les informations du Pixel, du SCT et du TRT), et les moitiés de traces combinées (chaque trace est divisée en deux parties : une partie supérieure et une partie inférieure lorsqu'elle traverse effectivement l'ensemble du tonneau).

Les paramètres importants pour la reconstruction des traces TRT sont le temps de démarrage du signal (t_0), le nombre de mesures sur la trace et la précision sur la mesure du temps de dérive. Les principales observables expérimentales sont l'efficacité de reconstruction (par trace et par paille) et les résidus des points de mesure par rapport à la trace reconstruite après ajustement.

Les traces reconstruites peuvent être observées directement au moyen de l'analyse en ligne. La figure 8.1 montre en effet deux événements où une seule trace a été reconstruite, le premier dans le tonneau et les bouchons (sans champ magnétique), et le second dans le tonneau (avec champ magnétique).

La figure 8.2 montre ensuite un exemple instructif des premières traces provenant de rayons cosmiques enregistrées dans le tonneau du TRT avec champ magnétique en août 2008. Cet événement a bien évidemment été choisi parce qu'il ressemble étonnamment à un événement de collisions pp avec plusieurs traces de faible impulsion. Il provient probablement de gerbes produites par les rayons cosmiques dans l'atmosphère. Les petites croix bleues représentent les pailles individuelles qui ont détecté un signal. Les traces de particules sont clairement visibles, et les particules de faible impulsion ont même des trajectoires qui rappellent les vieilles photos de chambres à bulles.

La fraction de pailles qui donnent un signal provenant de bruit électronique est ajustée en utilisant le seuil bas de discrimination et vaut environ 1 à 2% pour un seuil de 250 eV.

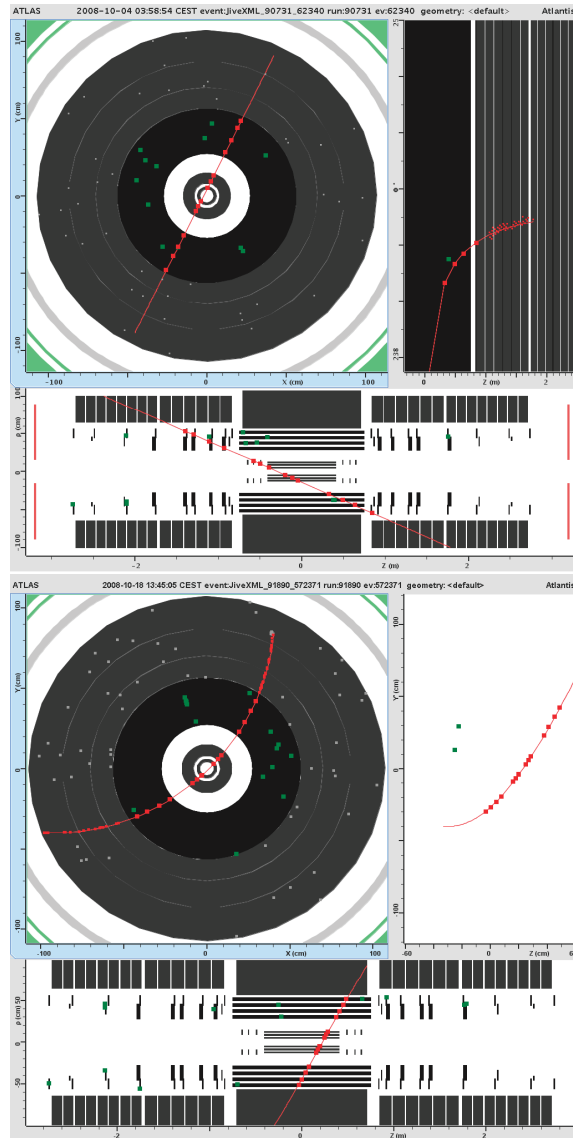


FIG. 8.1 – Visualisation de deux événements, pour une configuration du détecteur sans (en haut) et avec (en bas) champ magnétique. La première image (en haut) montre une trace qui passe successivement dans le tonneau du Pixel et les bouchons du SCT et du TRT, tandis que l'image du bas montre une trace qui traverse successivement les tonneaux du Pixel, du SCT et du TRT. On donne pour chaque image une vue en coupe transversale (en haut à gauche) et longitudinale (en bas) du détecteur interne.

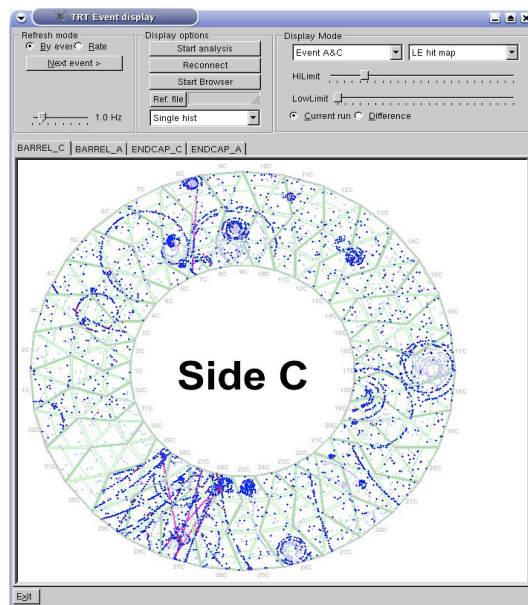


FIG. 8.2 – Événement avec de nombreuses traces, obtenu avec le déclenchement cosmique et observé dans le tonneau du TRT d’ATLAS (août 2008). Vue en coupe transversale.

La figure 8.3 montre enfin des traces provenant de rayons cosmiques observées, elles aussi en août 2008, dans le bouchon C du TRT. On peut voir deux traces de faible impulsion qui se croisent dans les secteurs 9 et 10 : il s'agit probablement d'une conversion de photon de basse énergie en paire électron-positon.

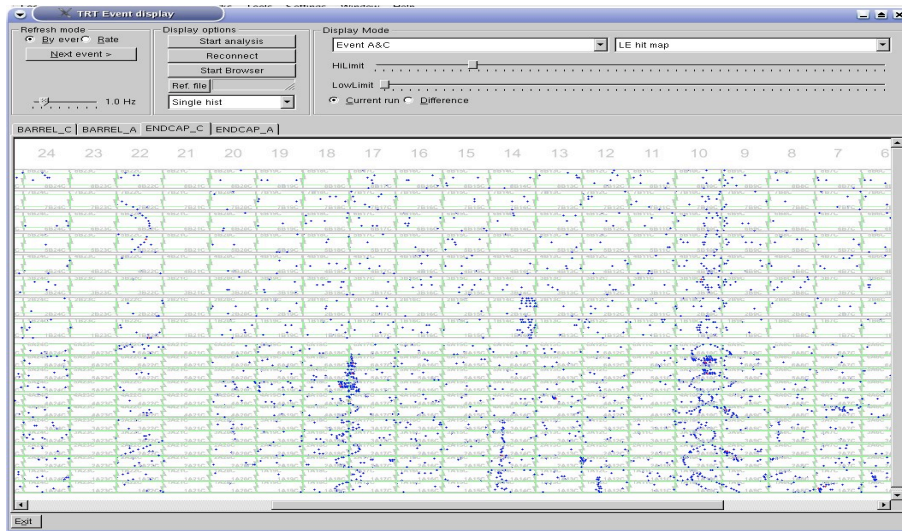


FIG. 8.3 – Événements avec traces, obtenus avec les données cosmiques et observés dans un bouchon du TRT d'ATLAS (août 2008). L'abscisse donne les secteurs en fonction de ϕ du bouchon (32 au total) et l'ordonnée indique les différentes roues du bouchon en fonction de z (de haut en bas : 12 roues de type A, avec un espace de 8 mm entre les couches de pailles du détecteur, puis 8 roues de type B, avec un espace de 16 mm entre les différentes couches de pailles).

8.1.4 Coupure sur le temps initial de l'événement

Pour le TRT spécifiquement, il existe un fort contraste entre le temps initial pour la définition du temps de dérive mesuré sur chaque paille et la lecture des signaux du TRT. Cette définition dépend de la paille, mais elle varie aussi en déclenchement cosmique d'un événement à l'autre, sur une gamme plus large que celle permise par la lecture des signaux du TRT. Ceci introduit un problème d'efficacité de reconstruction qui va dépendre du spectre en temps de l'arrivée du déclenchement L1 venant des RPC.

La figure 8.4 montre (à gauche) l'efficacité du système de déclenchement de deuxième niveau (L2), basé sur des algorithmes de reconstruction des traces en ligne, en fonction du temps initial de l'événement, pour les différents algorithmes considérés. Cette figure montre que l'efficacité pour le TRT est pratiquement constante pour un temps initial compris entre -5 et 25 ns, et aussi qu'elle est

proche de 100 % pour la majorité des événements. Ce constat est à l'origine de la coupure sur le temps initial appliqué dans la reconstruction des traces hors-ligne. L'effet de cette coupure est visible sur la figure 8.4 (à droite), qui montre que l'efficacité du système de déclenchement propre au TRT est excellente, quelle que soit la valeur du paramètre d'impact transverse d_0 entre - 400 et 400 mm. Pour d_0 compris entre -200 et 200 mm, l'efficacité est excellente également pour les algorithmes Pixel/SCT (Notons qu'une trace avec $d_0 > 120$ mm ne croise aucune des couches du détecteur à pixels).

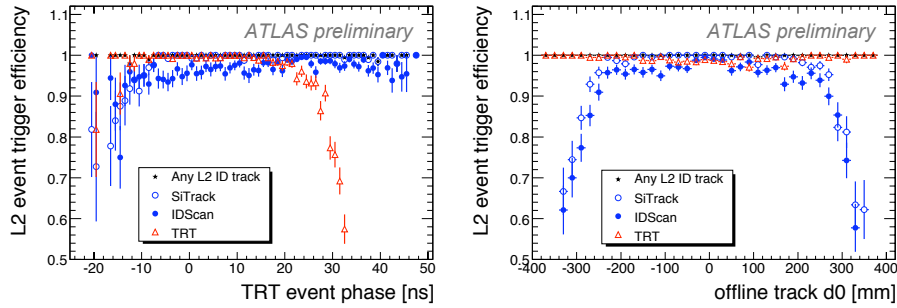


FIG. 8.4 – La figure de gauche montre l'efficacité du système de déclenchement de deuxième niveau pour le TRT (convoluée avec celle des algorithmes de reconstruction en ligne des détecteurs Pixel/SCT, SiTrack et IDScan), en fonction du temps initial de l'événement (event phase). Les traces sélectionnées sont celles de muon cosmiques reconstruits hors-ligne. La figure de droite montre cette même efficacité, en fonction du paramètre d'impact transverse au périhélie (d_0) de la trace reconstruite. Ces efficacités sont données pour toutes les traces reconstruites dans le détecteur interne par le deuxième niveau de déclenchement (étoiles), ainsi que pour les algorithmes de reconstruction en ligne des détecteurs Pixel/SCT (ronds pleins), SiTrack (ronds vides) et IDScan (triangles).

8.1.5 Distribution des résidus pour le tonneau du TRT

L'une des observables qui est largement utilisée pour contrôler l'étalonnage et l'alignement est la distribution des résidus des mesures, faites par mesure du temps de dérive dans les pailles du TRT par rapport à la trace reconstruite. La figure 8.5 montre la distribution des résidus pour le tonneau du TRT. La courbe a été obtenue à partir des traces cosmiques reconstruites seulement dans le TRT, après étalonnage et alignement global (voir les sections 8.2.1 et 8.3), avec les coupures suivantes : pas de coupure sur le p_T minimum, $d_0 < 100$ mm (i.e. trace traversant le Pixel), au minimum 45 mesures dans le TRT par trace, réjection des traces ayant des points de mesures dans les bouchons, et réjection des traces correspondant à des événements contenant plus d'une trace reconstruite (ce qui représente moins de 5 % des événements).

L'ajustement utilise une somme de deux fonctions gaussiennes (une centrale et une pour les queues). La moyenne de la gaussienne centrale est compatible avec zéro et sa variance est d'environ $170 \mu\text{m}$, pour une précision intrinsèque attendue de 130 à $140 \mu\text{m}$. L'écart entre ces deux valeurs provient essentiellement des incertitudes sur le temps de déclenchement au premier niveau, événement par événement. Nous verrons dans la section 8.2 quelle pourrait être la contribution des incertitudes résiduelles sur l'étalonnage du TRT. Nous verrons finalement dans la section 8.3 quelle pourrait être la contribution des désalignements résiduels des fils individuels du TRT.

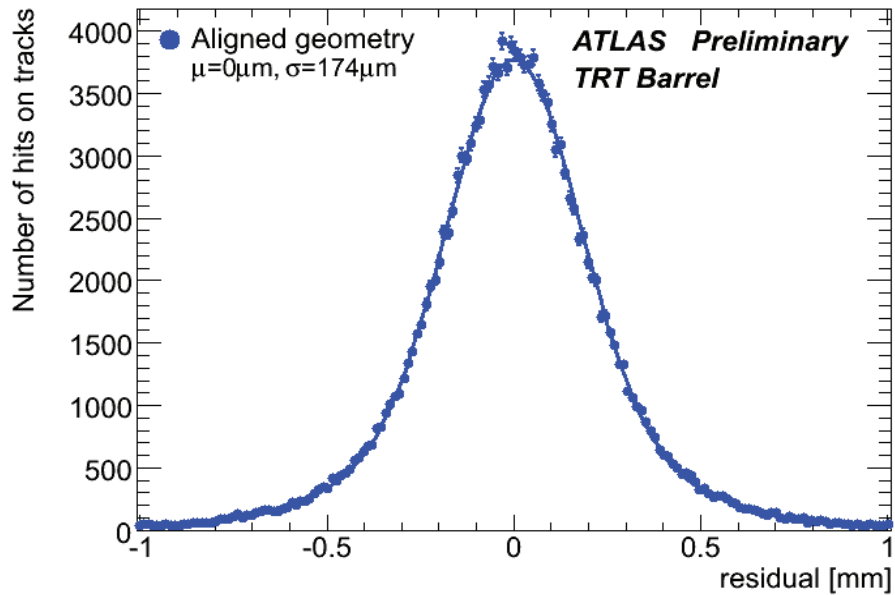


FIG. 8.5 – Distribution des résidus du tonneau du TRT après alignement précis du détecteur interne avec des données cosmiques prises avec champ magnétique.

La figure 8.6 compare l'angle azimutal ajusté pour des moitiés de traces combinées Pixel/SCT et TRT, entre les parties supérieure et inférieure du détecteur, avant et après alignement du TRT et du SCT. Les traces utilisées répondent aux critères suivants : présenter au moins 2 mesures dans le Pixel, 9 mesures dans le SCT, 45 mesures dans le TRT, et une impulsion supérieure à 2 GeV. Les résultats d'un ajustement utilisant une fonction gaussienne (sur un intervalle compris entre $-1,5 \sigma$ et $+1,5 \sigma$ autour de la valeur moyenne) sont montrés. On remarque ainsi que la variance obtenue est nettement meilleure après alignement, ce qui démontre directement l'amélioration obtenue grâce à l'alignement des deux détecteurs.

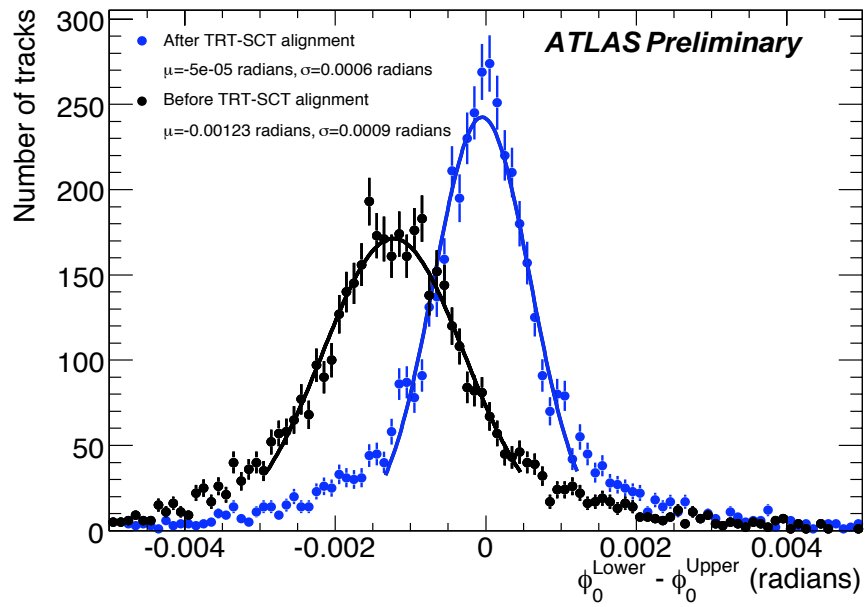


FIG. 8.6 – Distribution de la différence en angle azimutal ajusté, ϕ_0 , entre les moitiés de traces combinées, pour les parties inférieure et supérieure du détecteur. La courbe et les points nettement décalés à gauche de 0 correspondent au résultat avant alignement précis du TRT et du Pixel/SCT. La courbe et les points centrés en 0 donne les résultats après alignement précis du TRT et du Pixel/SCT.

8.2 Etalonnage du TRT

8.2.1 Etalonnage du décalage t_0 ou de la relation R-t

Le but principal de l'étalonnage hors-ligne du TRT consiste à fournir des temps de décalages (t_0 et expliqué dans le paragraphe suivant) et des relations R-t, permettant de traduire la mesure du temps de dérive en distance mesurée par rapport au fil (ou R), optimaux pour obtenir la meilleure précision de mesure de la trace, et en particulier de son impulsion. De plus, ces constantes doivent être obtenues avec la meilleure granularité du détecteur possible. Cela va dépendre de la statistique disponible en déclenchement cosmique.

Le détecteur TRT est équipé d'un TDC (Time to Digital Converter) qui permet de mesurer le temps de conversion pour chaque impact. Ces mesures doivent ensuite être corrigées par un décalage t_0 afin d'obtenir le temps de dérive correspondant. Ce temps t_0 inclut le temps de réponse de l'électronique, et peut donc varier en principe de canal en canal. Les informations dérivées de la mesure du temps de dérive sont utilisées pour l'ajustement de la trace. Le résidu d'un point de mesure a déjà été défini ci-dessus comme la distance entre cette mesure et la trace (extrapolée pour chaque impact). Une performance optimale du TRT correspond à une variance du résidu aussi proche que possible des performances obtenues en faisceau test (soit 130 à 140 μm). Deux ingrédients sont nécessaires pour obtenir un étalonnage optimal : l'étalonnage t_0 et l'étalonnage R-t.

- Etalonnage t_0 :

A partir d'une relation R-t définie, il est possible de convertir la distance au fil considéré de la trace extrapolée en un temps de dérive. Le résidu du temps mesuré est alors défini comme la différence entre le temps de dérive associé à la trace extrapolée et le temps de dérive mesuré de l'impact. La moyenne de la distribution du résidu du temps est le facteur à utiliser pour recentrer la distribution. Ce t_0 est spécifique à chaque module, chaque carte et puce électronique, et même à chaque fil. Il est donc important d'atteindre avec les données cosmiques existantes la meilleure granularité possible, ce qui dépend bien sûr de la statistique disponible. Le nombre minimum d'impacts nécessaires pour effectuer l'étalonnage au niveau des cartes électroniques est, par exemple, d'environ 200.

- Etalonnage R-t :

En utilisant le temps de dérive de l'impact et la distance entre la trace extrapolée et l'impact, il est possible d'obtenir et de stocker une relation R-t dans un histogramme à deux dimensions. Une nouvelle relation R-t est obtenue en ajustant avec un polynôme du 3ème degré les valeurs moyennes du temps mesuré, obtenues pour chaque valeur de R. En principe, cette relation R-t sera assez stable en fonction du temps, mais elle est assez fortement affectée par le champ magnétique, car le temps total de dérive augmente de presque 10 % quand on

fait les mesures avec champ magnétique. Le nombre minimum d'impacts nécessaires pour cet étalonnage est de 10 000.

Un exemple de relation R-t, obtenue à partir des données cosmiques (avec champ magnétique) est donné sur la figure 8.7.

La relation R-t a été mesurée en faisceau test sur un grand nombre de pailles et varie très peu d'une paille à l'autre. Certaines variations des conditions d'opération du détecteur peuvent cependant l'affecter sensiblement, comme par exemple la quantité d'azote qui s'introduit inévitablement dans les pailles au niveau de quelques pourcents.

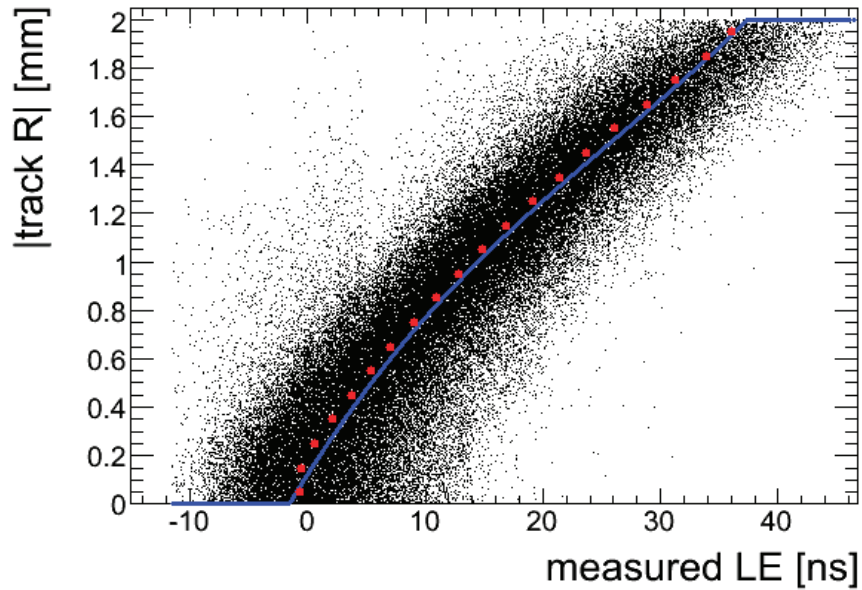


FIG. 8.7 – Distance (de la trace extrapolée) au fil ou R (en mm) en fonction du temps de dérive mesuré (en ns).

- Etapes d'étalonnages :

De manière générale, l'étalonnage peut se décomposer en deux étapes. La première étape consiste à reconstruire les traces pour un certain nombre d'événements en utilisant un jeu de constantes d'étalonnage préliminaires (t_0 et R-t), et collecter les impacts associés à ces traces. La deuxième étape consiste à analyser l'information des impacts, pour modifier et améliorer les constantes d'étalonnage préliminaires.

Ces deux étapes sont ensuite répétées plusieurs fois (les constantes modifiées sont alors utilisées comme entrée pour l'itération suivante) jusqu'à ce que les

résultats deviennent stables.

L'étalonnage a été appliqué sur différents lots de données cosmiques pris en 2008, avec et sans champ magnétique. Pour ces étalonnages, un minimum de 5 itérations comprenant au moins une étape d'étalonnage t_0 et une étape d'étalonnage R-t, a été réalisé. La variance des résidus obtenue pour les différents lots est en moyenne de :

- sans champ magnétique : $200\mu\text{m}$ pour le tonneau du TRT, ainsi que pour chaque côté du tonneau (A et C).
- avec champ magnétique : $210\mu\text{m}$ pour le tonneau du TRT, ainsi que pour chaque côté du tonneau (A et C).

Notons que ces résidus ont une variance supérieure à ceux de la figure 8.5 car ils ont été obtenus avant d'utiliser les meilleures constantes d'alignement disponibles pour les données cosmiques.

8.2.2 Etalonnage rapide testé sur les données cosmiques

La procédure d'étalonnage rapide du TRT dans son ensemble a été testée en novembre 2008 sur les dernières données cosmiques enregistrées avec ATLAS. L'objectif de cet exercice était de faire fonctionner la chaîne d'étalonnage, d'identifier les problèmes, et de vérifier les résultats de l'étalonnage. Toute cette opération doit se faire dans l'idée de pouvoir mettre à jour les constantes d'étalonnage actuellement stockées dans la base de données, en moins de 24 heures.

L'exemple présenté ci-après utilise des données prises sans champ magnétique. L'étalonnage a été fait au niveau des cartes électroniques. Les étalonnages en t_0 et en R-t ont été réalisés en même temps pendant cette procédure. Ces données correspondent à un total de 216 337 événements et 155 387 traces (108 714 traces dans le tonneau, 18 420 traces dans le bouchon A et 18 880 traces dans le bouchon C).

La figure 8.8 montre l'évolution de la variance des résidus en fonction du nombre d'itérations. La forte hausse après la première itération correspond à une phase d'étalonnage en t_0 où certains autres paramètres (liés à la relation R-t) sont loin de leurs positions étalonnées (ce qui est fait au cours de la deuxième itération). Après 5 itérations, la valeur de cette variance devient stable et vaut environ $205\mu\text{m}$. La figure 8.9 montre la relation R-t ainsi que les résidus après la 5ème itération, pour le tonneau du TRT (à gauche), son côté C (au centre), et son côté A (à droite). A partir de la relation R-t, on peut en déduire la vitesse de dérive. La figure 8.10 montre la vitesse de dérive (mm/ns), en fonction de la distance entre la trace et le fil (mm), pour un lot de données cosmiques, et pour un échantillon de référence (i.e. utilisé pour la validation des résultats et ayant la meilleure qualité possible pour l'étalonnage parmi les données prises pendant l'automne 2008). Les courbes ont la forme d'un polynôme de deuxième degré car la vitesse de dérive peut se calculer à partir de la dérivée de la relation R-t.

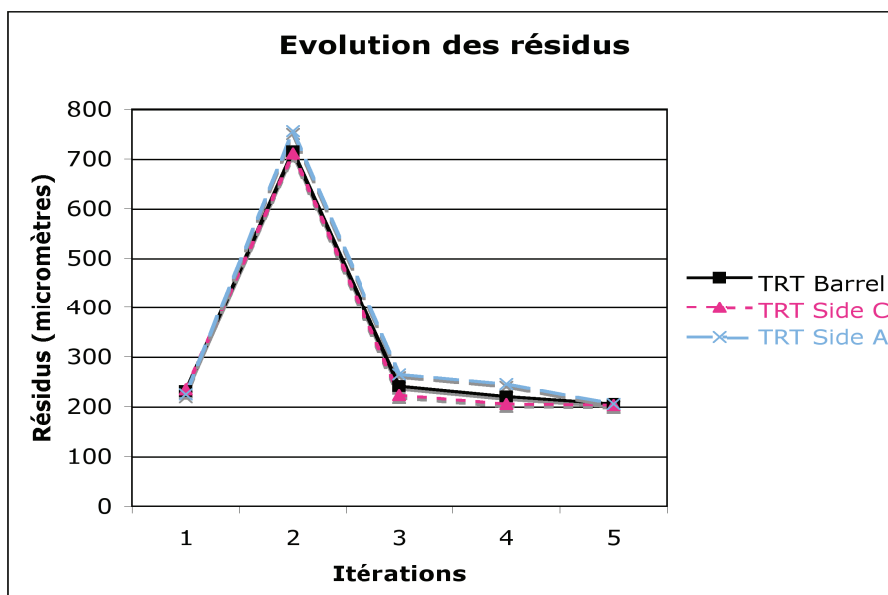


FIG. 8.8 – Evolution de la variance moyenne des résidus en fonction du nombre d’itérations.

8.3 Alignement du TRT

8.3.1 Introduction

Comme on l’a déjà expliqué auparavant, il existe différents niveaux d’alignement possibles pour le TRT. On peut tout d’abord aligner le détecteur par rapport aux autres détecteurs comme le SCT ou le Pixel. Cet alignement fait intervenir des paramètres globaux, comme des translations (selon z , selon R , et selon les deux en même temps) ou des rotations (suivant η ou ϕ). Cela correspond à l’alignement de niveau 1.

On peut ensuite aligner des modules seuls, les uns par rapport aux autres, et à l’intérieur du détecteur. C’est l’alignement de niveau 2.

Enfin, à un niveau encore plus fin, on peut aligner le TRT fil par fil. Bien sûr cela demande une plus grande statistique que pour les deux précédents niveaux. C’est l’alignement de niveau 3. et c’est celui-ci qui va nous intéresser plus particulièrement dans ce chapitre.

Dans un premier temps, nous rappelons les mesures faites en 2006 dans le hall d’assemblage en surface SR1 où le tonneau et les bouchons du TRT ont été assemblés et intégrés avec leur électronique de lecture. Puis, dans un deuxième temps, nous présenterons une analyse préliminaire des données cosmiques prises par ATLAS à l’automne 2008.

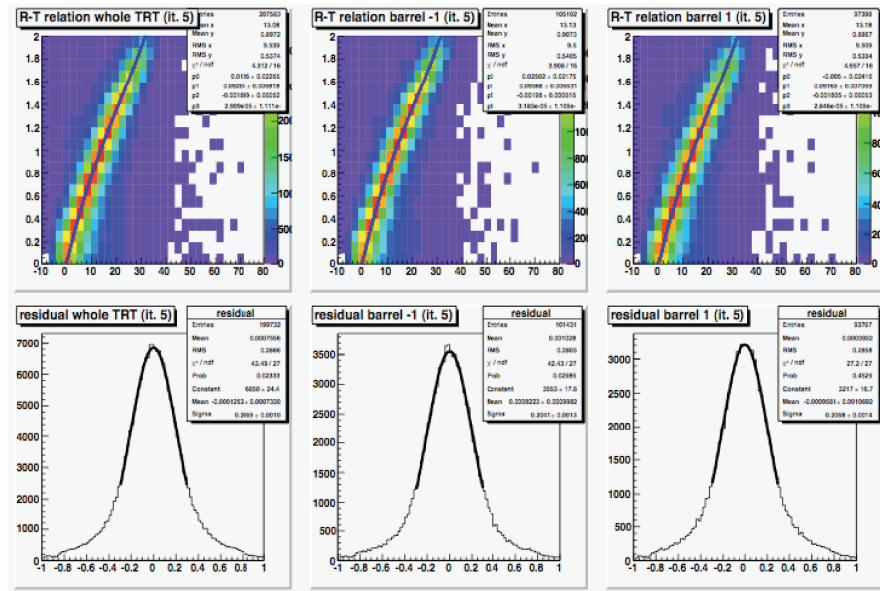


FIG. 8.9 – Relation R-t (en haut) et résidus (en bas) pour le tonneau du TRT (à gauche), son côté C (au centre) et son côté A (à droite), après 5 itérations.

8.3.2 Alignement des modules avec les données cosmiques prises à SR1 en 2006

La figure 8.11 présente une vue schématique du dispositif utilisé pour enregistrer des données cosmiques avec le tonneau du détecteur interne dans le hall d’assemblage en surface SR1. Un système de déclenchement pour les données cosmiques a été obtenu en mettant en coïncidence deux scintillateurs, avec un taux de déclenchement de 2,4 Hz. Au total, quatre secteurs du tonneau du TRT ont été équipés de l’électronique de lecture (soit les secteurs 6, 7, 22 et 23). Environ 100 000 événements ont été enregistrés pendant l’été 2006. Les graphiques présentés ici ont été obtenus avec 30 000 événements. Pendant cette période de prise de données, le détecteur était sans champ magnétique. Pour l’alignement, les traces ont été sélectionnées sur les critères suivants : $nSCTHits > 5$ (au moins 5 mesures dans la SCT), $nTRTHits > 20$ (au moins 20 mesures dans le TRT). Les résultats obtenus sont largement discutés dans [114], mais quelques éléments intéressants sont à mentionner.

D’une part, la largeur moyenne des distributions de résidus était d’environ $400 \mu\text{m}$. Cette relativement grande valeur s’explique par le fait que la diffusion multiple n’était pas incluse dans l’ajustement de la trace. D’autre part, des déplacements, ainsi que des déformations possibles des modules du TRT ont été étudiées. A titre d’exemple, la figure 8.12 montre les déformations locales

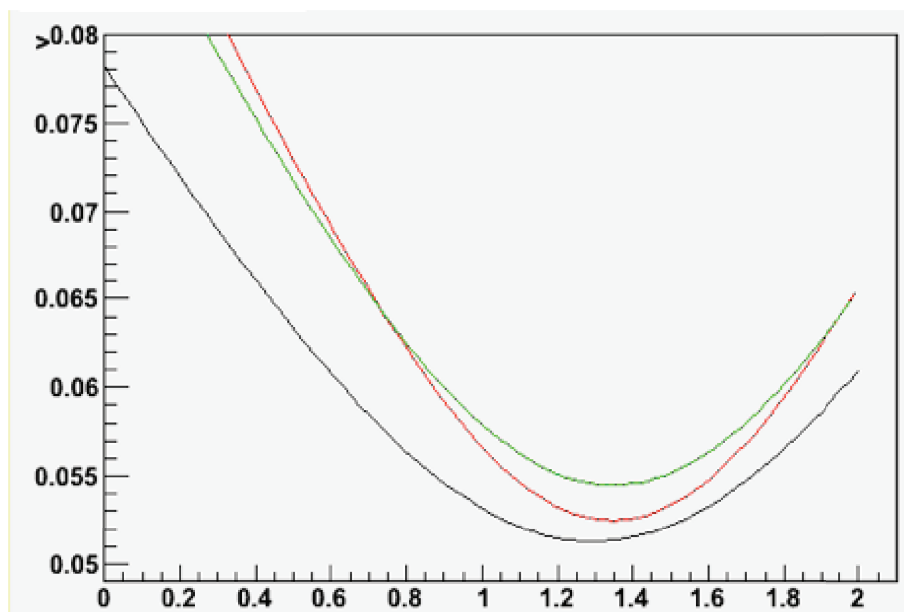


FIG. 8.10 – Vitesse de dérive (en mm/ns), en fonction de la distance entre la trace et le fil (en mm), pour un échantillon de données de données cosmiques. La courbe supérieure correspond au côté A du tonneau du TRT, la courbe du milieu au côté C, et celle du bas à une courbe de référence.

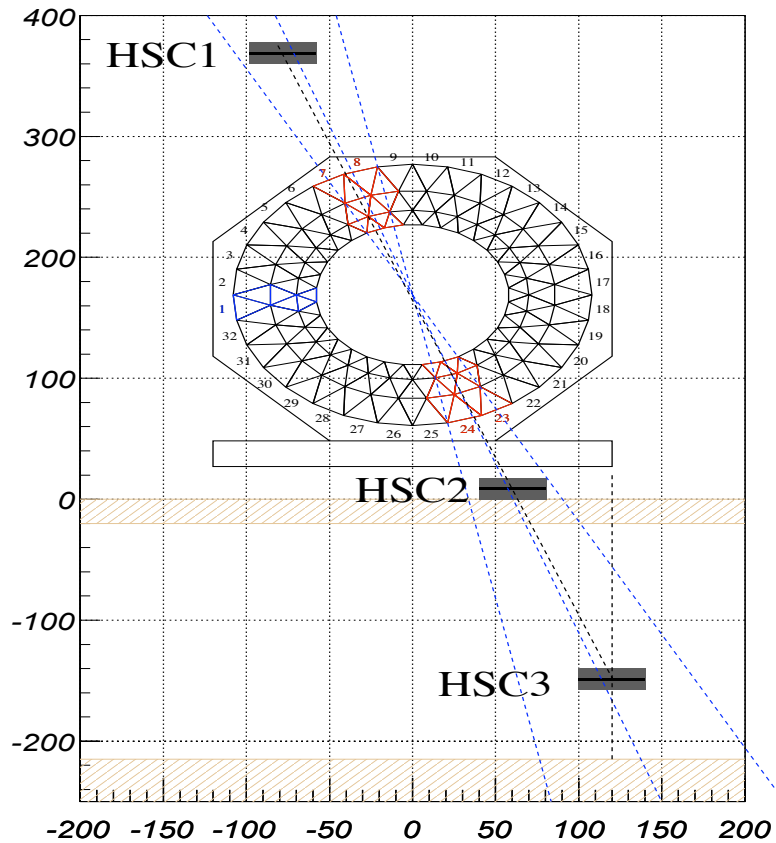


FIG. 8.11 – Représentation dans le plan $(R\phi - z)$ du système de déclenchement mis en place pour la prise de données cosmiques à SR1. Seuls les scintillateurs HSC1 et HSC2 ont été utilisés. Les secteurs instrumentés correspondent à ceux traversés par les droites en pointillé. Le SCT n'est pas montré sur cette vue en coupe transversale du détecteur interne. Les dimensions sont données en cm.

suivant $R\phi$ en fonction de la position du fil selon l'axe z . On peut d'ailleurs voir que ces déformations ne sont pas uniformes en fonction de la position du fil, sauf pour le module de type 1 du secteur 7 (voir description du TRT dans la section 3.1.3).

8.3.3 Alignement des modules avec les données cosmiques prises dans ATLAS en 2008

Regardons maintenant quelques résultats obtenus à partir de l'alignement de niveau 2 à partir de données cosmiques enregistrées avec champ magnétique. La figure 8.13 montre tout d'abord la distribution des résidus du TRT pour des traces combinées, avant et après alignement des niveaux L1 et L2. Avant alignement du TRT, la largeur de la distribution des résidus vaut $311 \mu\text{m}$, contre $187 \mu\text{m}$ après alignement du TRT. Cette amélioration montre clairement les effets de la procédure d'alignement sur la distribution des résidus, et donc sur la reconstruction des traces.

L'utilisation des traces combinées pour ces mêmes données, permet d'observer les effets des autres sous-détecteurs du détecteur interne (Pixel ou SCT) sur l'alignement du TRT. Comme on peut le voir sur la figure 8.14, les translations (dans le plan $(R\phi - z)$) correspondant aux différents secteurs en ϕ des modules de type 3 du tonneau du TRT, sont plus importantes pour les traces combinées qu'en utilisant le TRT seul, après alignement du niveau 2. On peut donc supposer que l'un des deux sous-détecteurs (Pixel) introduit un biais dans l'alignement.

La mesure des résidus pour le tonneau du TRT est ensuite donnée dans le tableau 35. Si on compare les valeurs obtenues dans les deux cas, il y a peu de différences. Toutefois ces valeurs (avec champ magnétique) semblent relativement meilleures que celles mesurées après les différents exercices de l'étalonnage (voir la section 8.2).

Résidus du TRT	Tonneau	Côté A	Côté C
Alignement combiné	$191 \pm 15 \mu\text{m}$	$188 \pm 15 \mu\text{m}$	$194 \pm 15 \mu\text{m}$
Alignement séparé	$189 \pm 15 \mu\text{m}$	$188 \pm 15 \mu\text{m}$	$190 \pm 15 \mu\text{m}$

TAB. 35 – Résidus du tonneau du TRT et pour ses deux côtés, pour l'alignement combiné et pour l'alignement individuel des sous-détecteurs du trajectomètre.

Après avoir comparé les résultats en fonction des sous-détecteurs qui participent à l'alignement, ou du champ magnétique, il est également intéressant de comparer les résultats d'un alignement séparé des côtés A et C. Les différences en termes de constantes d'alignement pour les translations, projetées dans la direction de ϕ et perpendiculairement à R , sont données dans le tableau 36, pour chacun des trois types de module du tonneau du TRT, et pour les secteurs 6, 7 et 8 (selon ϕ). Ces résultats semblent indiquer que les différences sont dépendantes de la taille des modules et qu'elles sont comprises entre 15 et $40 \mu\text{m}$.

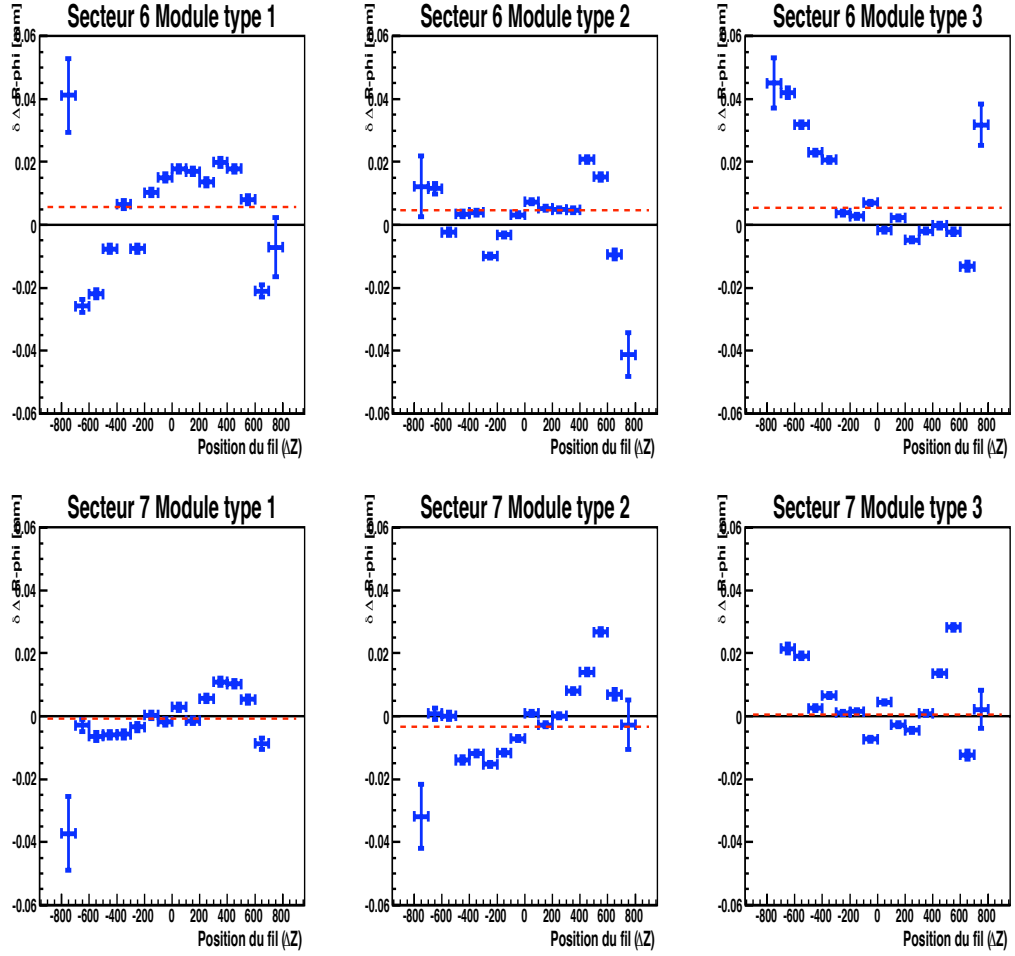


FIG. 8.12 – Déformation locale suivant $R\phi$ ($\delta\Delta R\phi$) (en mm) en fonction de la position du fil, ΔZ (mm). Les déviations par rapport à la ligne droite indiquée en pointillés, suggèrent une sorte de courbure de l'un des modules le long du plan de pailles $\Delta R\phi$. Les lignes tiretées représentent la position idéale alignée des modules. De plus, on rappelle que les trois types de modules cités sont ceux du TRT.

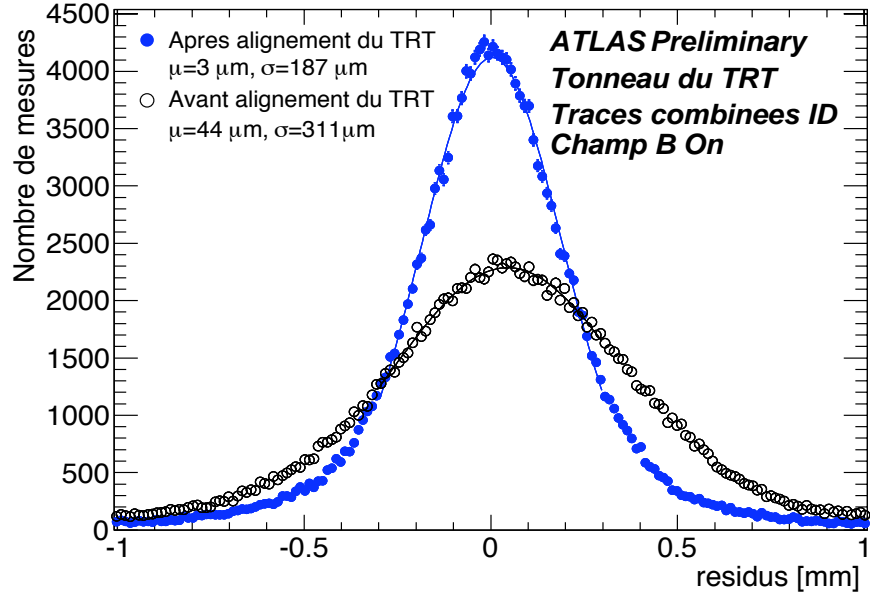
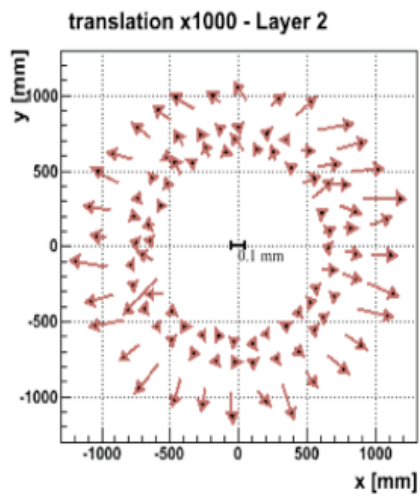


FIG. 8.13 – Résidus du TRT pour des traces combinées avant et après alignement. L’alignement inclut un alignement global du TRT par rapport au Pixel (niveau 1), ainsi qu’un alignement interne des modules (niveau 2).

Différences (en μm)	Secteur 6	Secteur 7	Secteur 8
Module de type 1	$(15 \pm 10) \mu\text{m}$	$(21 \pm 10) \mu\text{m}$	$(22 \pm 10) \mu\text{m}$
Module de type 2	$(23 \pm 10) \mu\text{m}$	$(18 \pm 10) \mu\text{m}$	$(29 \pm 10) \mu\text{m}$
Module de type 3	$(40 \pm 10) \mu\text{m}$	$(22 \pm 10) \mu\text{m}$	$(30 \pm 10) \mu\text{m}$

TAB. 36 – Différences en termes de constantes d’alignement pour les translations, projetées dans la direction de ϕ et perpendiculairement à R, entre les trois types de module du tonneau du TRT, et pour les secteurs 6, 7 et 8.

TRT Only



Combined

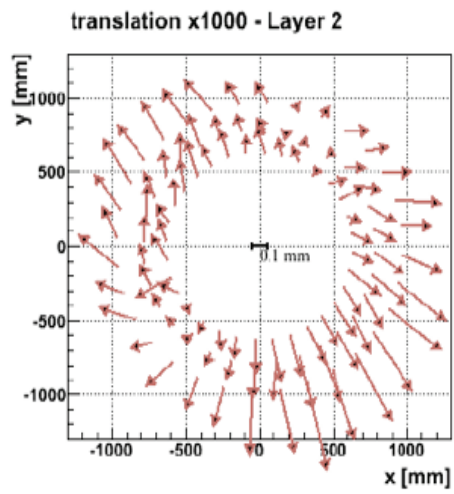


FIG. 8.14 – Translations dans le plan $R\phi - z$ ($y-x$ sur la figure) correspondant aux différents secteurs en ϕ des modules de type 3 du tonneau du TRT, après alignement de niveau 2.

8.3.4 Alignement des pailles avec les données cosmiques prises dans ATLAS en 2008

L'étude au niveau 3 (dans le cadre de ce chapitre) s'est limitée à l'analyse des données du tonneau, et plus précisément aux secteurs 6, 7 et 8 (selon ϕ). Ces secteurs ont été choisis parce qu'ils ont enregistré le plus grand nombre d'événements, en raison de la configuration des systèmes de déclenchement positionnés au-dessus du détecteur.

Rappelons ici quelques éléments de la description du tonneau du TRT (plus complète dans la section 3.1.3). Chaque secteur compte 3 types de modules (type 1, type 2 et type 3). Un secteur peut également être divisé en 73 couches de pailles (19 pour les modules de type 1, 24 de type 2 et 30 de type 3). Le tonneau du TRT compte au total 52 544 pailles (pour les 32 secteurs), soit 4 926 pailles pour les 3 secteurs étudiés et donc 1642 par secteur (329 pailles pour le module 1, 520 pour le module 2 et 793 pour le module 3). Enfin, le tonneau du TRT s'étend entre $z = -780$ mm (côté C) et 780 mm (côté A).

L'objectif principal de l'étude de l'alignement au niveau 3 est d'étudier la valeur moyenne de la position des fils par rapport à leur position nominale, en fonction de la position de la trace, tout au long de sa longueur (suivant l'axe z). Cette valeur moyenne a été mesurée dans les tests en faisceaux combinés et valait environ $20 \mu\text{m}$.

La raison pour laquelle on s'intéresse particulièrement aux variations des positions des pailles en fonction de z est simple et va être expliqué ici. Les désalignements ou les déformations possibles des fils sont limités par la construction des pailles dans les modules. En effet, comme on l'a vu sur la figure 3.8 de la section 3.1.3.3, les pailles sont contraintes aux extrémités, ainsi qu'aux articulations (des joints de verre) ; le principal axe selon lequel les pailles peuvent bouger est donc l'axe z ¹⁷. Il faut aussi remarquer que les neuf premières couches du TRT dans le module de type 1, ne contiennent que des pailles courtes. Il peut donc être utile d'étudier séparément les résultats pour les deux types de pailles. On vient de voir que l'on souhaite justement étudier la dépendance des résidus en fonction de z , c'est pourquoi l'étude sera principalement concentrée sur les pailles situées au-delà de la 9ème couche du module de type 1. Les figures 8.15 et 8.16 montre respectivement le nombre de mesures par paille pour les secteurs 6, 7 et 8 du côté A du tonneau, pour les modules de type 1 (resp. type 2). La différence entre les pailles courtes et les pailles longues est clairement visible sur la figure 8.15. On remarque également sur ces deux figures des pailles qui n'ont reçu aucun signal, et qui sont certainement des canaux morts, mais ceci doit être vérifié au cas par cas.

Pour avoir une bonne qualité des traces, et une statistique suffisante pour les résultats au niveau des fils, les coupures suivantes ont été appliquées : $n\text{SCTHits} > 3$ (au minimum 3 mesures sur la trace dans le SCT), $n\text{TRTHits} > 15$ (au minimum 15 mesures dans le TRT) et $p > 2$ GeV (l'impulsion reconstruite de la particule).

¹⁷La flexion du fil sous son propre poids, est négligée dans cette étude, car les variations attendues suivant l'axe transverse des pailles sont de l'ordre de quelques μm .

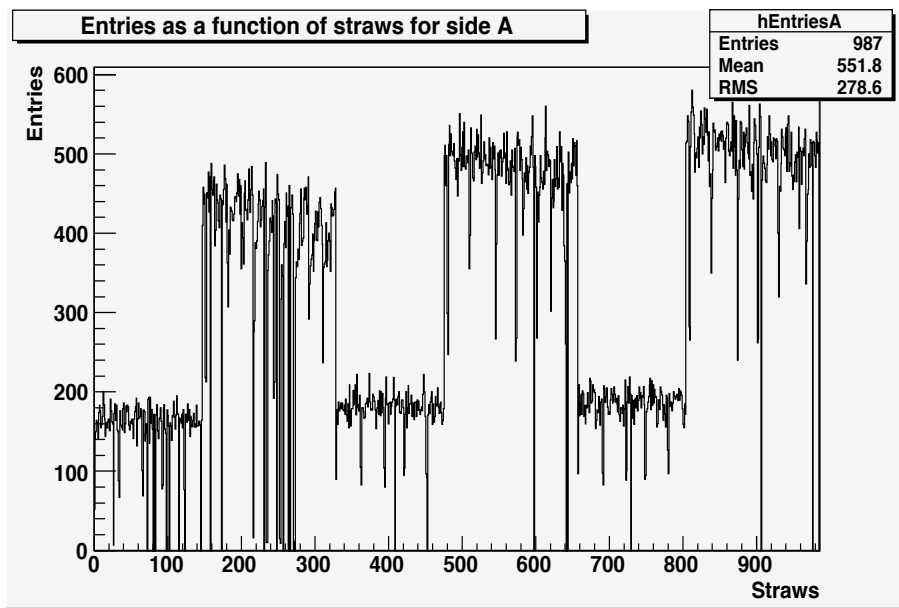


FIG. 8.15 – Histogramme du nombre d’entrées en fonction des pailles pour les secteurs 6, 7 et 8 des modules de type 1 du côté A du tonneau du TRT. Chaque modules de type 1 contient 329 pailles. Le secteur 6 s’étend donc de la paille 0 à 328, le secteur 7 entre 329 et 658, et le secteur 8 entre 659 et 987. La grande différence visible sur le nombre d’évènements correspond à la différence entre les pailles courtes présentes dans les neuf premières couches et les pailles longues.

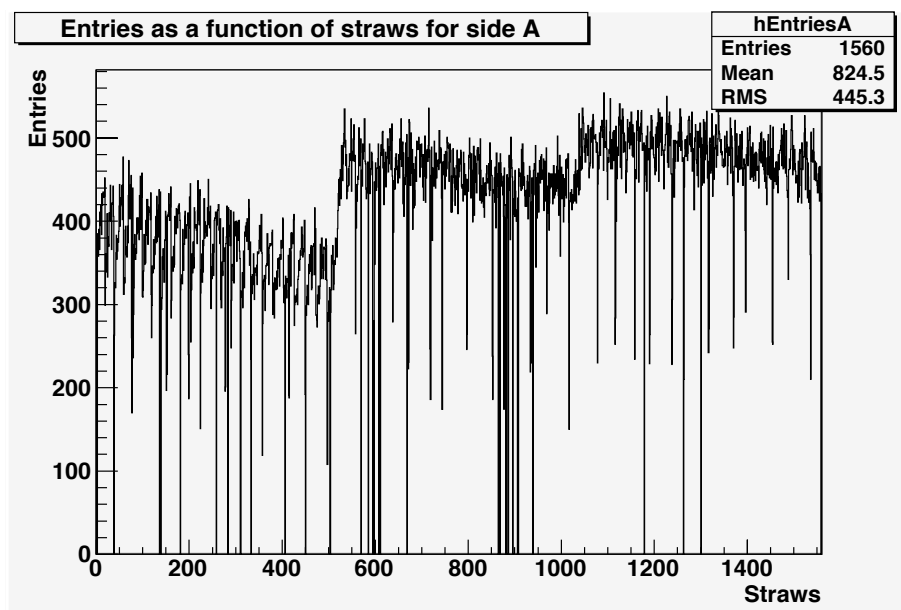


FIG. 8.16 – Histogramme du nombre d’entrées en fonction des pailles pour les secteurs 6, 7 et 8 des modules de type 2 du côté A du tonneau du TRT. Chaque modules de type 2 contient 520 pailles. Le secteur 6 s’étend donc de la paille 0 à 519, le secteur 7 entre 520 et 1039, et le secteur 8 entre 1040 et 1560.

L'analyse a ensuite été effectuée comme suit. Tout d'abord les informations des données cosmiques ont été stockées pour chaque paille. Pour étudier la dépendance en fonction de z , on commence par définir 6 intervalles : ($z < -520$ mm), ($-520 \text{ mm} < z < -260$ mm), ($-260 \text{ mm} < z < 0$ mm), ($0 \text{ mm} < z < 260$ mm), ($260 \text{ mm} < z < 520$ mm) et ($z > 520$ mm). Ensuite, pour chaque paille, on réalise un ajustement de la distribution des résidus avec une fonction gaussienne. Le résultat de ces ajustements est ensuite stocké pour toutes les pailles, et pour chaque intervalle selon z . Les résultats qui suivent sont donnés pour les trois types de modules (restreints aux secteurs 6, 7 et 8).

Les figures 8.17 et 8.18 montrent la moyenne de ces ajustements, pour chaque intervalle défini et pour les modules de type 1 et respectivement 2. Les distributions obtenues sont elle-mêmes ajustées avec une fonction gaussienne. Le résultat de ce deuxième ajustement (un pour chaque intervalle) nous donne, avec la moyenne, le désalignement moyen attendu des fils dans cet intervalle. Ces résultats sont résumés dans les 6 premières lignes du tableau 37, qui contient également de nombreuses informations qui vont être commentées par la suite.

	Modules type 1	Modules type 2	Modules type 3
Meanz1 (μm)	- 31 \pm 3	-14 \pm 2	7 \pm 2
Meanz2 (μm)	- 36 \pm 2	-17 \pm 1	9 \pm 1
Meanz3 (μm)	- 51 \pm 2	-22 \pm 1	7 \pm 1
Meanz4 (μm)	- 57 \pm 2	-22 \pm 1	11 \pm 1
Meanz5 (μm)	- 43 \pm 1	-15 \pm 1	9 \pm 1
Meanz6 (μm)	- 24 \pm 2	-10 \pm 1	8 \pm 2
Mean a1	$(-3,87 \pm 0,55) \times 10^{-5}$	$(-1,25 \pm 0,29) \times 10^{-5}$	$(-1,30 \pm 0,30) \times 10^{-5}$
Mean b1	-0,055 \pm 0,002	-0,024 \pm 0,001	0,054 \pm 0,001
σ_{a1}	$(1,18 \pm 0,04) \times 10^{-4}$	$(1,16 \pm 0,02) \times 10^{-4}$	$(1,52 \pm 0,02) \times 10^{-4}$
Mean a2	$(6,01 \pm 0,43) \times 10^{-5}$	$(2,19 \pm 0,25) \times 10^{-5}$	$(0,50 \pm 0,30) \times 10^{-5}$
Mean b2	-0,066 \pm 0,002	-0,025 \pm 0,001	0,012 \pm 0,001
σ_{a2}	$(9,33 \pm 0,37) \times 10^{-5}$	$(9,68 \pm 0,17) \times 10^{-5}$	$(12,3 \pm 0,2) \times 10^{-5}$
MeanA (μm)	- 44 \pm 1	-17 \pm 1	10 \pm 1
σ_A (μm)	27 \pm 1	35 \pm 1	51 \pm 1
MeanC (μm)	- 41 \pm 1	-19 \pm 1	7 \pm 1
σ_C (μm)	31 \pm 1	38 \pm 1	46 \pm 1
MeanA - MeanC (μm)	$(5 \pm 1) \times 10^{-3}$	$(-6 \pm 1) \times 10^{-3}$	$(-3 \pm 1) \times 10^{-3}$
σ_{A-C} (μm)	30 \pm 1	34 \pm 1	37 \pm 1

TAB. 37 – Résumé des résultats obtenus au niveau 3 pour les secteurs 6, 7 et 8, et pour les trois types de modules.

Le désalignement moyen mesuré est compris entre environ -24 μm et -57 μm pour les modules de type 1, entre -10 μm et -22 μm pour les modules de type 2, et entre 7 μm et 11 μm pour les modules de type 3. Les écarts aux extrémités sont plus faibles et cela peut s'expliquer par le fait que les extrémités des fils sont contraintes mécaniquement, alors qu'on a au centre une discontinuité du fil, due au joint de verre séparant électriquement les deux moitiés du fil. Les 3ème et 4ème intervalles sont plus proches de $z = 0$. Il est donc intéressant de voir que les désalignements moyens sont proches dans notre cas (en moyenne). Par contre, on peut probablement trouver des fils qui montrent une discontinuité

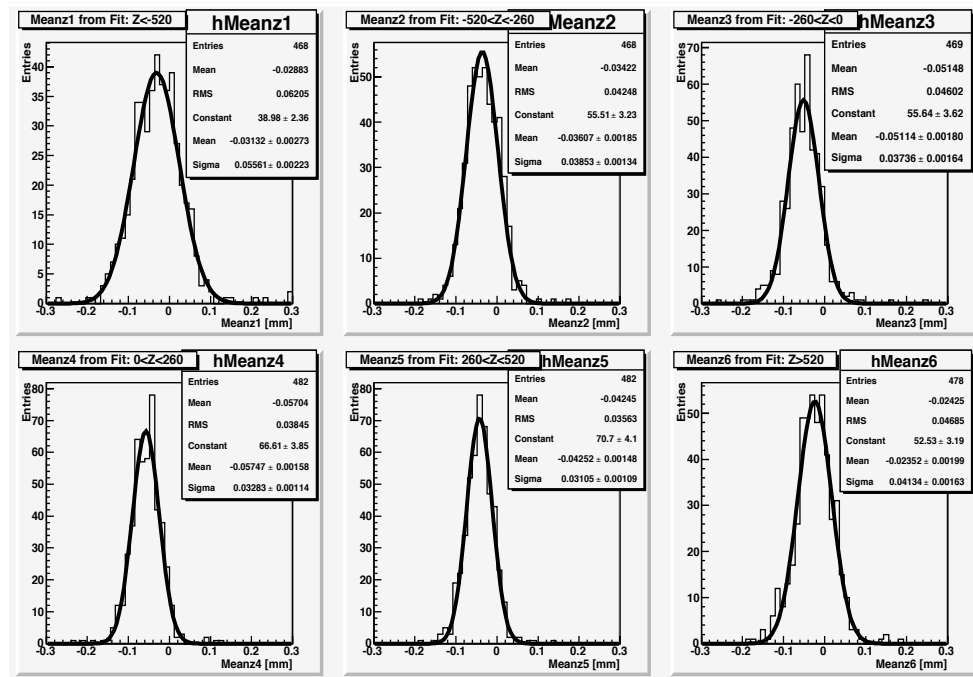


FIG. 8.17 – Résultats des ajustements obtenus sur les distributions des résidus de chaque paille, pour chaque intervalle défini selon l'axe z, et pour les modules de type 1. Les distributions sont elle-mêmes montrées avec un deuxième ajustement par une fonction gaussienne, dont la moyenne donne le désalignement observé pour l'ensemble des fils dans l'intervalle considéré, et dont la variance donne la dispersion des résultats obtenus fil par fil.

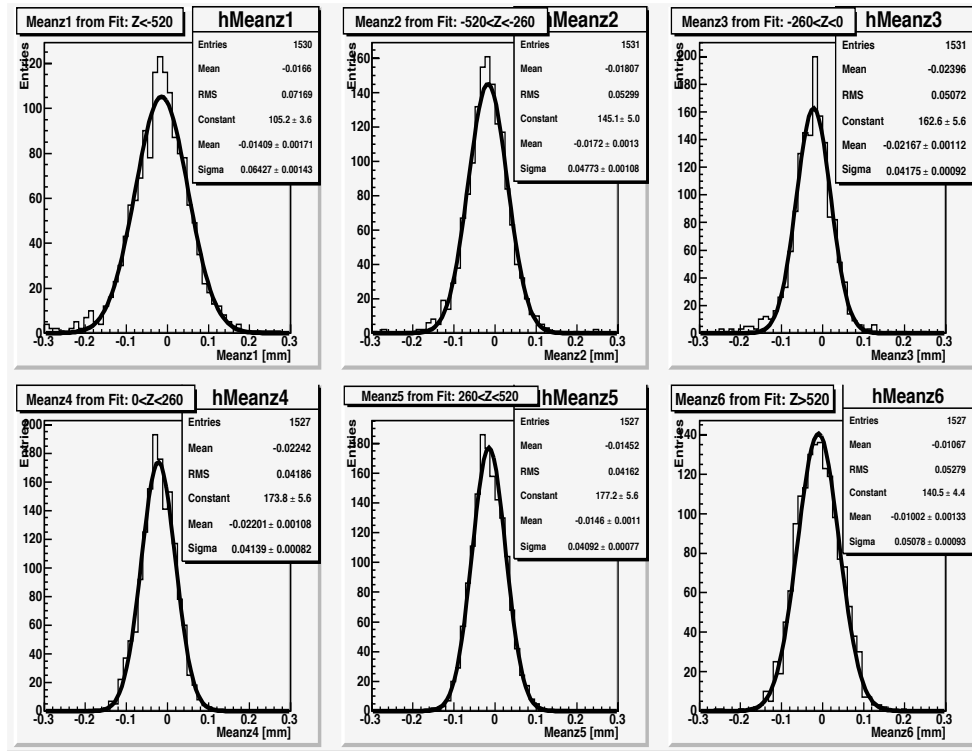


FIG. 8.18 – Résultats des ajustements obtenus sur les distributions des résidus de chaque paille, pour chaque intervalle défini selon l'axe z, et pour les modules de type 2. Les distributions sont elle-mêmes montrées avec un deuxième ajustement par une fonction gaussienne, dont la moyenne donne le désalignement observé pour l'ensemble des fils dans l'intervalle considéré, et dont la variance donne la dispersion des résultats obtenus fil par fil.

ou un fort désalignement moyen (si la statistique est suffisante dans l'intervalle considéré).

C'est le cas du fil particulier, situé dans le secteur 8, dans le module de type 1, dans la 14ème couche de paille, et dans la 16ème paille. La figure 8.19 montre les distributions correspondantes des résidus pour chaque intervalle en z , avec la fonction gaussienne utilisée dans le premier ajustement. Les désalignements observés pour les 6 intervalles font apparaître une forte discontinuité pour $z = 0$: on passe en effet de $-19 \pm 17 \mu\text{m}$ à $-206 \pm 20 \mu\text{m}$! Ensuite, pour chaque côté du tonneau, on peut tracer les désalignements moyens en fonction de z , et ajuster les 3 points à l'aide d'une droite, qui définit ainsi une pente moyenne et un décalage moyen par demi-fil.

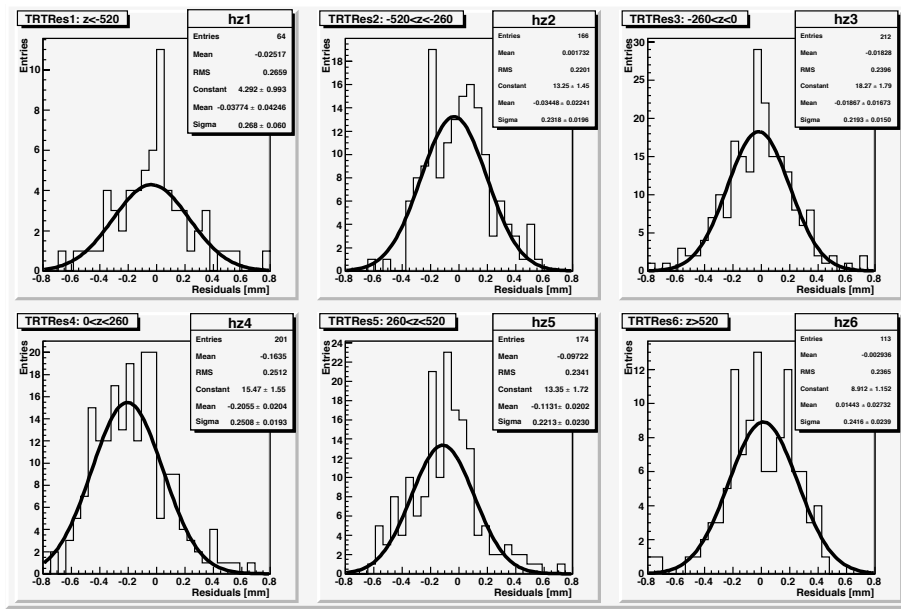


FIG. 8.19 – Distributions des résidus pour un fil particulier, pour chaque intervalle défini selon z , avec la fonction gaussienne utilisée dans le premier ajustement.

La figure 8.20 montre le résultat de cet ajustement pour chaque demi-fil. Dans ce cas précis, on observe clairement la discontinuité autour de $z = 0$, qui est donc due à la présence d'un joint de verre déformé dans la direction $R\phi$ au centre de la paille. La figure 8.20 indique une faible pente (positive) pour le côté C, contre une pente (positive) bien plus importante du côté A. La statistique est suffisante pour conclure sur le désalignement de ce fil. Cependant, il est important de remarquer que ce fil représente un cas extrême. Sur la totalité des fils des trois types de modules (4926 fils), moins de 1% des fils (environ 35 fils) présentent des désalignements pouvant aller jusqu'à un maximum de $200 \mu\text{m}$.

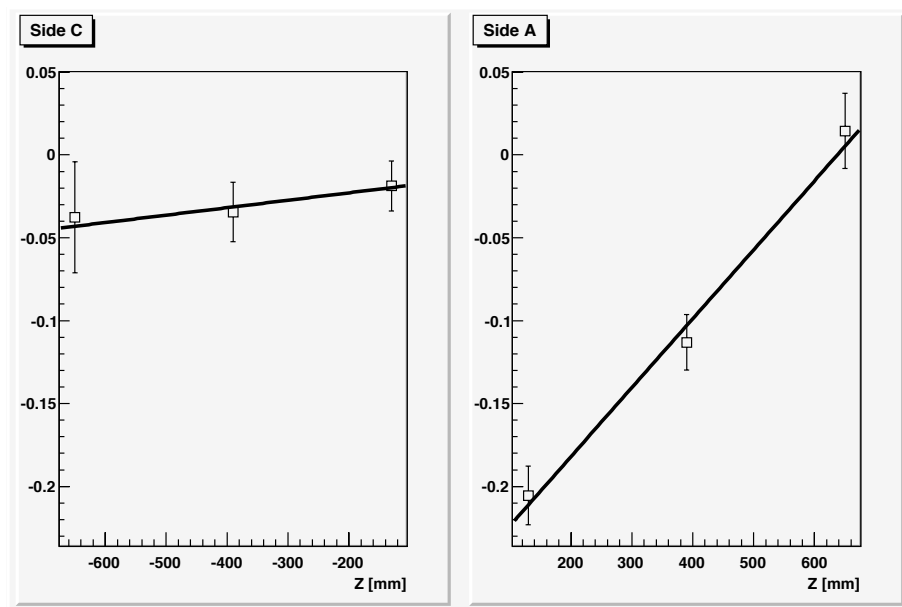


FIG. 8.20 – Résultats pour un fil déformé de l'ajustement par une droite pour chaque demi-fil. Les points correspondent aux désalignements moyens observés pour le fil dans chacun des 6 intervalles.

De même que pour le fil présenté ci-dessus, on peut définir et calculer les pentes moyennes pour chaque demi-fil des modules considérés. La position moyenne du fil peut ainsi être donnée de manière approchée par une équation de la forme $y_1 = a_1.z + b_1$ (côté C) et $y_2 = a_2.z + b_2$ (côté A). Les coefficients a_i et b_i sont donnés dans le tableau 37 avec la dispersion des pentes (σ_{a_1} et σ_{a_2}), ainsi que sur les figures 8.21 et 8.22. On remarque que les valeurs des pentes sont faibles (de l'ordre de 10^{-5}), ce qui est rassurant parce que cela indique une variation moyenne faible pour chaque fil des directions autour de la position idéale (i.e. parfaitement alignée) du fil. Mais le paramètre important à considérer en fonction de z est plutôt la dispersion des pentes (σ_{a_1} et σ_{a_2}), qui est de l'ordre de 10^{-4} et qui correspond donc en moyenne à une variation d'environ $50 \mu\text{m}$ de l'alignement de chaque demi-fil sur sa longueur. Cette dispersion sera comparée à la dispersion des alignements moyens de chaque demi-fil plus loin.

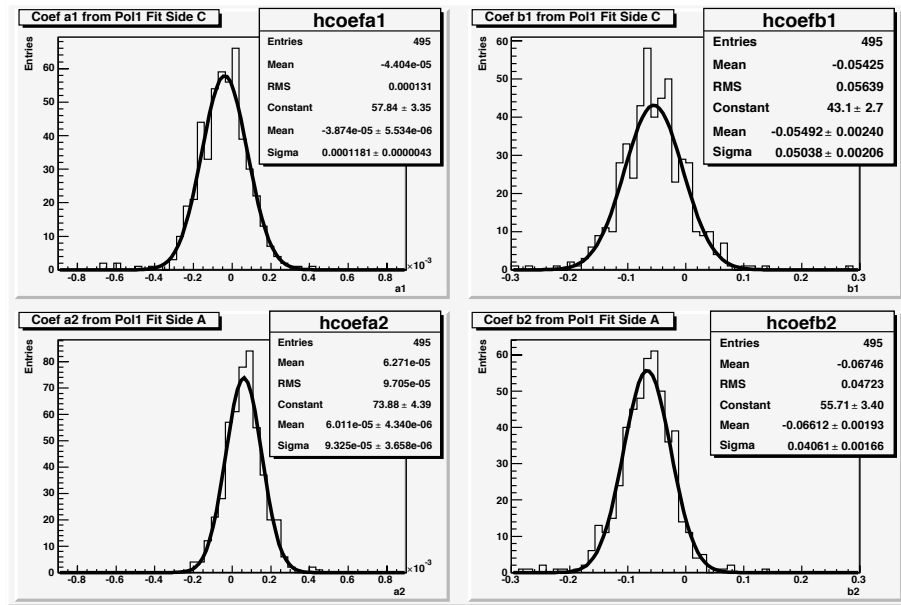


FIG. 8.21 – Coefficients a_i et b_i obtenus dans les ajustements en fonction de z pour chaque demi-fil (voir texte), pour les modules de type 1.

Enfin, on peut observer les mêmes quantités que précédemment, mais pour les côtés C et A directement. Les figures 8.23 et 8.24 montrent respectivement les moyennes des désalignements moyens observés, pour les côtés C et A, et pour les modules de type 1 (resp. type 2). Ces valeurs sont également réunies dans le tableau 37. Globalement, plus la taille des modules est grand, plus le désalignement moyen observé est faible (le désalignement moyen pour les modules de type 3 est de $10 \mu\text{m}$, contre environ $-40 \mu\text{m}$ pour les modules de type 1). Cette tendance peut s'expliquer par la plus grande rigidité des structures

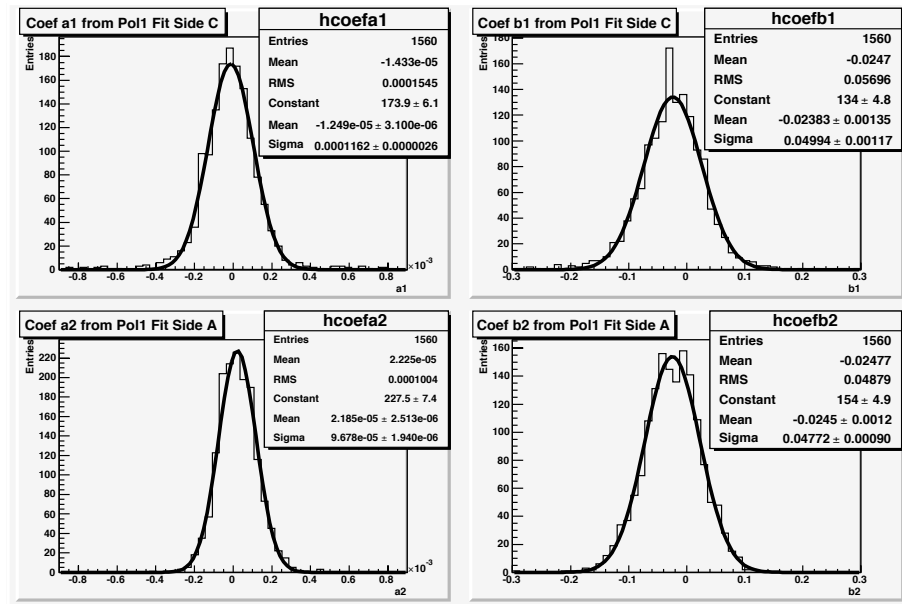


FIG. 8.22 – Coefficients a_i et b_i obtenus dans les ajustements en fonction de z pour chaque demi-fil (voir texte), pour les modules de type 2.

mécaniques des modules lorsque leur taille augmente.

Enfin, on peut également obtenir une autre information intéressante en observant la différence entre les côtés C et A, mais aussi entre le 3ème et le 4ème intervalle défini selon z (voir les figures 8.25 et 8.26).

On peut faire à partir de ces dernières figures, plusieurs commentaires importants :

- Si on calcule le rapport du désalignement moyen observé (de l'ordre de 40 μm pour les modules de type 1) par la longueur totale suivant l'axe z d'un côté du tonneau (780 mm), on obtient une pente moyenne de l'ordre de 10^{-5} , ce qui est l'ordre de grandeur des pentes mesurées.

- Le désalignement moyen observé pour le côté A (environ 40 μm pour les modules de type 1) est proche du désalignement moyen observé du côté C (environ 40 μm pour les modules de type 1) et de la variance de la différence C-A (environ 30 μm pour les modules de type 1), ce qui montre que la corrélation entre les deux côtés existe, mais n'est pas dominante.

- La dispersion des désalignements (de 30 à 50 μm sur le tableau 37) est du même ordre de grandeur que la dispersion induite par celle des pentes des ajustements en fonction de z . Pour obtenir les meilleurs résultats possibles sur

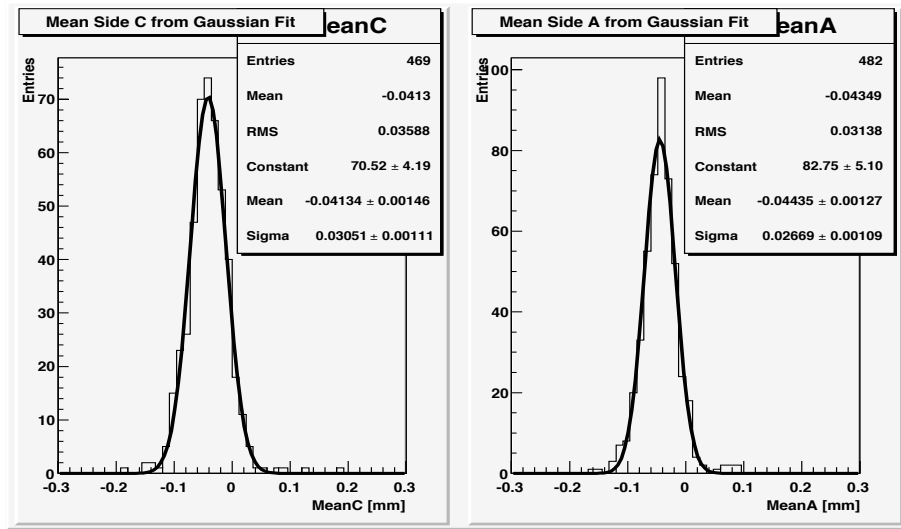


FIG. 8.23 – Moyennes et dispersions des désalignements observés pour les côtés C (à gauche) et A (à droite) des modules de type 1.

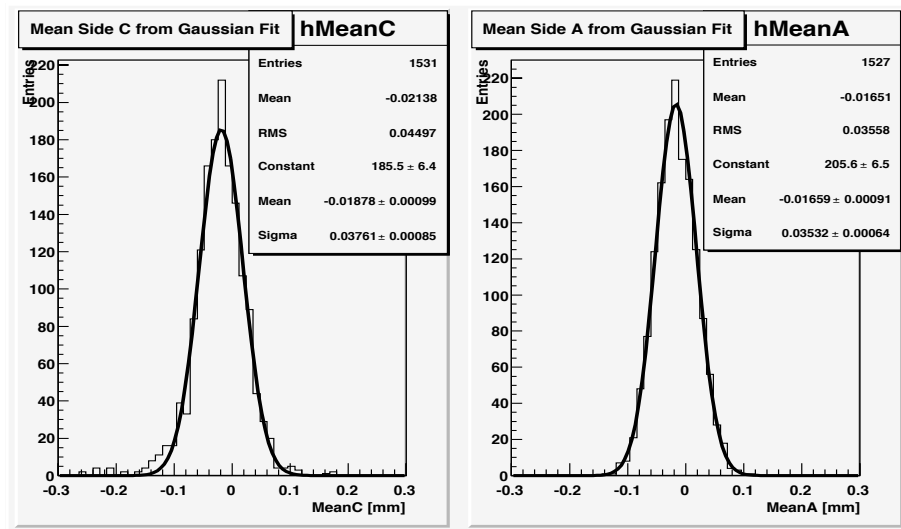


FIG. 8.24 – Moyennes et dispersions des désalignements observés pour les côtés C (à gauche) et A (à droite) des modules de type 2.

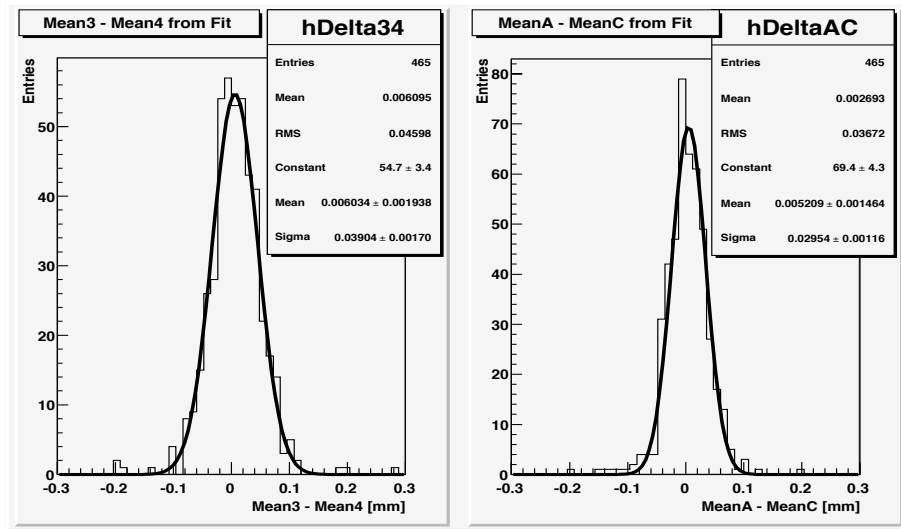


FIG. 8.25 – Différence entre les désalignements observés entre les côtés C et A, pour les modules de type 1. La différence est calculée à partir des intervalles en z centraux (voir texte) pour chaque demi-fil (à gauche), et à partir de l'ensemble des données pour chaque demi-fil (à droite).

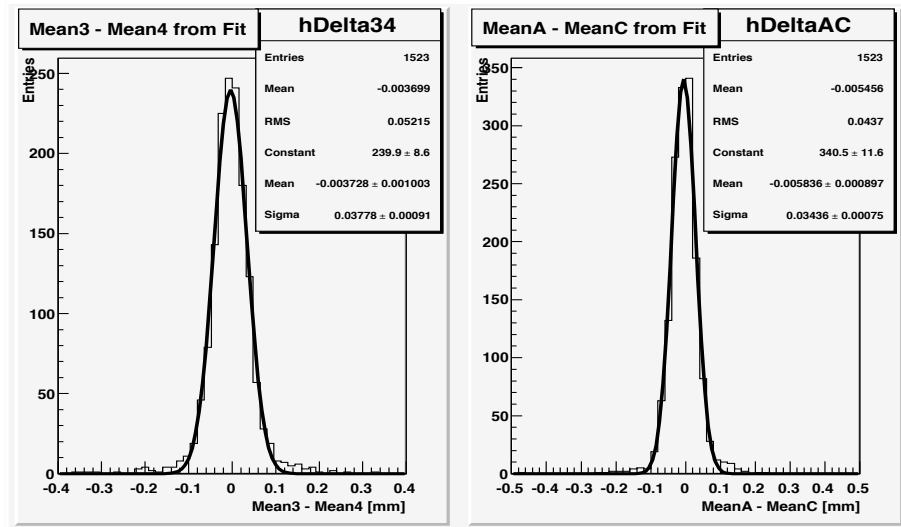


FIG. 8.26 – Différence entre les désalignements observés entre les côtés C et A, pour les modules de type 2. La différence est calculée à partir des intervalles en z centraux (voir texte) pour chaque demi-fil (à gauche), et à partir de l'ensemble des données pour chaque demi-fil (à droite).

l'alignement, il faudra probablement prendre en compte sa variation avec z . De plus, la dispersion des désalignements augmente en fonction de la taille des modules (environ $50 \mu\text{m}$ pour les modules de type 3).

Enfin, l'un des intérêts de l'alignement de niveau 3, consiste à étudier la précision de mesure par fil. La figure 8.27 montre cette précision pour tous les fils utilisables des modules de type 3 (soit un total d' environ 2000 fils), pour les côtés A et C du tonneau. On obtient une précision moyenne de $210 \pm 1 \mu\text{m}$ pour chaque côté. Cette valeur est assez éloignée de la précision intrinsèque attendue de 130 à $140 \mu\text{m}$. Comme on l'a vu dans la section 8.1.4, une contribution importante à cette différence est l'incertitude systématique résiduelle sur le temps initial de l'événement. Ces résultats montrent clairement que la contribution des désalignements résiduels des fils individuels à la précision de mesure observée du TRT est faible.

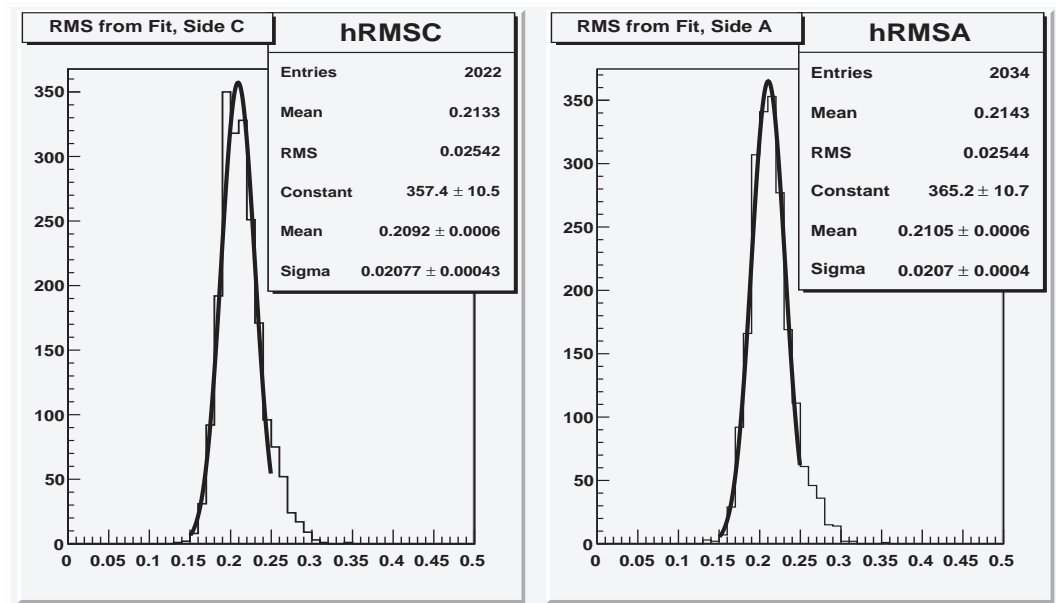


FIG. 8.27 – Précision de mesure pour tous les fils des modules de type 3 (soit un total d' environ 2000 fils), pour les côtés A (à droite) et C (à gauche) du tonneau

L'activité concernant l'alignement de niveau 3 est importante à poursuivre, cela pour de nombreuses raisons. Tout d'abord, l'alignement de tous les fils du tonneau, ainsi que des bouchons devra être effectué à terme pour l'analyse finale des premières données. En attendant les collisions, les données correspondant à d'autres secteurs du tonneau offrant une sensibilité statistique sont disponibles (comme les secteurs 22, 23 et 24). Ensuite, les données cosmiques étudiées jusqu'ici ont été collectées avec champ magnétique. Or on sait que la relation $R-t$

varie fortement avec le champ magnétique ; on peut donc se demander si celui-ci a une influence sur les résultats de l'alignement des fils. D'autre part, pour vérifier la cohérence des résultats avec l'alignement global du TRT, il sera utile d'analyser les résultats de l'étude présentée dans cette partie, après alignement de niveau 2, et ainsi comparer les constantes d'alignement module par module. Enfin, la stabilité des résultats peut être vérifiée en utilisant des traces ajustées seulement dans le TRT (ce qui élimine tout biais potentiellement introduit par le SCT, comme vu plus haut).

En conclusion, l'étude de l'alignement des fils du TRT est non seulement riche en enseignements, mais elle est nécessaire à la préparation du détecteur avant l'arrivée des premières collisions du LHC, attendues pour la fin 2009.

9 Conclusion

La physique des particules est certainement aujourd'hui à l'aube d'une nouvelle ère. Le LHC, qui compte quatre expériences, dont ATLAS, va permettre d'explorer une nouvelle gamme d'énergie en exploitant des collisions proton-proton à une énergie de 14 TeV et une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Des milliers de chercheurs ont participé à la conception, la construction, l'installation et au démarrage de ces expériences. Tous sont prêts maintenant à entrer avec excitation dans la phase d'exploitation et d'analyse de données. Cette phase devrait nous rapidement des réponses aux questions essentielles : existe-t-il un ou plusieurs bosons de Higgs, et quelles sont leurs propriétés ? Y-a-t-il une nouvelle physique qui se manifeste à l'échelle du TeV et si oui, quelles sont les propriétés fondamentales ? Pourra-t-on découvrir la supersymétrie ou des dimensions supplémentaires ?

Les résultats présentés dans ce mémoire de thèse portent sur quatre axes de recherche et ils ont été obtenus pendant les dernières années de préparation et d'installation de l'expérience ATLAS.

- La simulation du détecteur à rayonnement de transition (TRT) a été complétée et améliorée. Plus précisément, une redéfinition de la géométrie des volumes du tonneau et des bouchons du TRT a été proposée. De même, les masses des différents composants du TRT ont été estimées avec la plus grande précision possible. On a ainsi obtenu des estimations des masses de $702,9 \pm 11,6 \text{ kg}$ pour le tonneau et $1128,5 \pm 16,3 \text{ kg}$ par bouchon. D'autre part, une comparaison entre les estimations et des mesures sur le détecteur global ont permis de valider cette étude. Le désaccord obtenu est ainsi de l'ordre de 2,4 % pour le tonneau et moins de 1 % pour les bouchons, ce qui est satisfaisant pour les premières analyses de physique.

- Les performances du détecteur pour mesurer l'énergie E et l'impulsion p des électrons ont été étudiées par l'intermédiaire des distributions de E/p . Les principales motivations de cette étude préliminaire sont la détermination des quantités de matière et des désalignements résiduels d'éléments du détecteur interne. Une sensibilité réelle aux désalignements résiduels dans le détecteur interne et à la quantité de matière est démontrée et une prospective préliminaire sur son utilisation avec les données est discutée.

- Une estimation de l'erreur systématique théorique due aux corrections d'acceptance sur la mesure des sections efficaces de production des désintégrations $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$ au LHC est présentée. Cette étude est basée sur l'utilisation de générateurs Monte-Carlo, et en particulier Pythia, Herwig et MC@NLO. L'incertitude due aux corrections d'acceptance se décompose en différents éléments : rayonnement dans les états initial (ISR) et final (FSR), fonctions de distribution des partons (pdfs), événement sous-jacent (UE), impulsion transverse intrinsèque des partons (k_T), corrections aux éléments de matrice, effets dus à l'électrodynamique quantique, contributions supplémentaires (NNLO), et impact des coupures individuelles intervenant dans les critères de sélection. Les contributions dominantes proviennent des pdfs, du rayonnement QCD dans l'état initial (ISR), du k_T et des corrections NNLO. Les acceptances de référence

attendues au LHC sont définies par celles obtenues avec MC@NLO car les corrections NLO seules modifient l'acceptance de 7 %. Les valeurs obtenues sont de $(36,8 \pm 0,1)$ % pour $W \rightarrow e\nu$ et $(51,0 \pm 0,1)$ % pour $Z \rightarrow ee$. Ces acceptances devront être évaluées de manière plus précises en les couplant correctement à la reconstruction à l'aide de la simulation complète du détecteur. L'incertitude systématique globale (regroupant les différents aspects étudiés) est d'environ 1,2 % pour $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$.

- Enfin, dans une quatrième et dernière partie, une analyse spécifique des données cosmiques pour le TRT est réalisée. Après avoir contribué à la préparation de la procédure d'étalonnage du TRT, c'est l'alignement de ce dernier qui a été développé, et en particulier l'alignement de niveau 3 (i.e. au niveau des pailles). Cette étude s'est limitée aux secteurs 6,7 et 8 du tonneau du TRT, soit 4926 pailles. L'objectif principal de l'étude est de regarder la valeur moyenne de la position des fils par rapport à leur position nominale, en fonction de la position de la trace, tout au long de sa longueur (suivant l'axe z). Le désalignement moyen observé peut aller jusqu'à un maximum d'environ $60 \mu\text{m}$ pour les modules de type 1 et diminue en fonction de la taille des modules. La dispersion des désalignements est comprise entre 30 et $50 \mu\text{m}$ et augmente en fonction de la taille des modules. Sur la totalité des fils, moins de 1% des fils présentent des désalignements pouvant aller jusqu'à un maximum de $200 \mu\text{m}$. Tous ces résultats ont démontré l'importance de développer l'alignement fil par fil pour le TRT.

Tout le travail de thèse a ainsi permis de couvrir un spectre assez large de domaines parmi les activités de l'expérience ATLAS, depuis la construction jusqu'aux analyses de physique. Cela fait maintenant près de 20 ans que l'on prépare le LHC et ses quatre expériences. On espère obtenir les premières collisions pour l'hiver 2009/2010, ce qui représentera sans aucun doute une expérience extraordinaire dans la vie de tous ceux qui ont participé à cette aventure. Que va nous proposer la nature dans les années qui viennent ? C'est précisément le fait que nul ne peut le prédire avec certitude qui rend la communauté si enthousiaste à l'aube, espérons-le, de fabuleuses découvertes.

Références

- [1] J. Chadwick, Possible existence of a neutron, *Nature*, 129, 312 (1932).
- [2] W. Pauli, *Handb. Phys*, 24 (1933).
- [3] F. Reines et C. L. Cowan, Jr., *Phys. Rev.* 92, 8301 (1953); C. L. Cowan et al., *Science*, 124, 103 (1956).
- [4] C.D. Anderson, The Positive Electron, *Phys. Rev.* 43, 491 (1933).
- [5] R. P. Feynman, Mathematical formulation of the quantum theory of electromagnetic interaction, *Phys. Rev.*, 80, 440-457 (1950).
- [6] J. S. Schwinger, Quantum electrodynamics, iii : The electromagnetic properties of the electron : Radiative corrections to scattering, *Phys. Rev.*, 76, 790-817 (1949).
- [7] F. J. Dyson, The radiation theories of Tomonaga, Schwinger, and Feynman, *Phys. Rev.*, 75, 486-502 (1949).
- [8] C. N. Yang et R. L. Mills, Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance, *Phys. Rev.*, 96, 191-195 (1954).
- [9] M. Gell-Mann, Symmetries of baryons and mesons, *Phys. Rev.*, 125, 1067-1084 (1962).
- [10] S. Weinberg, A model of leptons, *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1264 (1967).
- [11] A. Salam et J. C. Ward, Electromagnetic and weak interactions, *Phys. Lett.*, 13, 168 (1964).
- [12] S. L. Glashow, Partial symmetries of weak interactions, *Nucl. Phys.*, 22, 579 (1961).
- [13] J. Iliopoulos, L. Maiani et S. L. Glashow, *Phys. Lett.*, B38, (1970).
- [14] J. J. Aubert et al., Experimental observation of a heavy particle J, *Phys. Rev. Lett.*, 33, 1404 (1974).
- [15] J.-E. Augustin et al., Discovery of a narrow resonance in e-e+ annihilation, *Phys. Rev. Lett.*, 33, 1406 (1974).
- [16] The E288 Collaboration, J. Yoh et al., The Discovery of the b Quark at Fermilab in 1977 : The Experiment Coordinator's Story, *FERMILAB-Conf-97/432-E* (1997).
- [17] <http://history.fnal.gov/botqrk.html>
- [18] Martin L. Perl, Anomalous electron-muon events, *Phys. Rev. Lett.*, 1975.
- [19] The UA1 Collaboration, G. Arnison et al., Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV, *Phys. Lett. B*, 139, 139 (1984).
- [20] The UA1 Collaboration, G. Arnison et al., Experimental observation of leptons pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SpS collider, *Phys. Lett. B*, 126, 398 (1983).
- [21] The D0 collaboration, S. Abachi et al., Observation of the top quark, *Phys. Rev. Lett.*, 74, 2632-2637 (1995).
- [22] The CDF collaboration, F. Abe et al., Observation of top quark production in ppbar collisions., *Phys. Rev. Lett.*, 74, 2626-2631 (1995).
- [23] P. W. Higgs, *Phys. Lett.*, 12 (1964).
- [24] F. Englert et R. Brout, Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons, *Phys. Rev. Lett.*, 13, 321, (1964).

- [25] C. Amsler et al., The Review of Particle Physics, Physics Letters B667, 1 (2008).
- [26] C. K. Jung, C. McGrew, T. Kajita et T. Mann, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 51, 451 (2001).
- [27] M. Kobayashi et T. Maskawa, CP violation in the renormalizable theory of weak interaction, Prog. Theor. Phys., 49, 65 (1973).
- [28] N. Cabibbo, Unitarity symmetry and leptonic decays, Phys. Rev. Lett., 10, 531 (1963).
- [29] J. Wess et B. Zumino, Supergauge transformations in four-dimensions, Nucl. Phys., B70, 39-50 (1974).
- [30] C. Amsler et al., The Review of Particle Physics, Physics Letters B667, 1 (2008), Section 15 ("Grand unified theories"), p.180-185.
- [31] C. Amsler et al., The Review of Particle Physics, Physics Letters B667, 1 (2008), Section "Supersymmetry", p.1218-1221.
- [32] M. B. Green et J. H. Schwarz, Anomaly cancellations in supersymmetric d=10 gauge theory and superstring theory, Phys. Lett., B149, 117-122 (1984).
- [33] E. Witten, Noncommutative geometry and string field theory, Nucl. Phys., B268, 253 (1986).
- [34] P. Nath, Y. Yamada et M. Yamaguchi, Probing the Nature of Compactification with Kaluza-Klein Excitations at the Large Hadron Collider, hep-ph/9905415, (1999).
- [35] The LEP Collaborations : ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group, and the SLD Heavy Flavour Group, Phys. Reports 427, 257 (2006).
- [36] The LEP Collaborations : ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group, CERN-PH-EP/2006-042, hep-ex/0612034 (2006).
- [37] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups : S. Schael et al., Phys. Reports 427, 257 (2006).
- [38] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaboration, and LEP Electroweak Working Group, and SLD Electroweak Group, and SLD Heavy Flavour Group, Phys. Reports 427, 257 (2006).
- [39] The DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Phys. Rev. Lett. B439, 209 (1998).
- [40] R. W. L. Jones et al, JHEP 12, 7 (2003).
- [41] ALEPH, DELPHI, L3, and OPAL Collaborations, The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, Phys. Lett. B565, 61 (2003).
- [42] The LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/>
- [43] The Tevatron Electroweak Working Group, For the CDF and D0 Collaborations, arXiv :0803.1683.
- [44] The Tevatron Electroweak Working Group, for the CDF and D0 Collaborations, Combination of CDF and D0 Results on the W Boson Mass and Width, March 2008 (unpublished).
- [45] V. M. Abazov et al., D0 Collaboration, 2006; <http://arXiv.org/pdf/hep-ex/0603029>; Heavy Flavour Averaging Group (2006).
- [46] D0 Coll., Phys. Lett. B638, 119 (2006).

- [47] CDF Coll., Phys. Rev. D76, 072010 (2007).
- [48] D0 Coll., Phys. Lett. B645, 119 (2007).
- [49] CDF Coll. Phys. Rev. Lett. 96, 171802 (2006).
- [50] D0 Coll., Phys. Rev. Lett. 98, 221803 (2007).
- [51] <http://maltoni.home.cern.ch/maltoni/TeV4LHC/>.
- [52] LEP Electroweak Working Group, status of September 2007, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>; M. Grunewald, arXiv :0709.3744v1 (2007); J. Erler and P. Langacker, Electroweak Model and Constraints on New Physics.
- [53] A. Djouadi, The anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : the Higgs boson in the standard model, hep-ph/0503172, (2005).
- [54] The ATLAS Collaboration, Expected Performance of the ATLAS Experiment, Detector, Trigger and Physics, arXiv :0901.0512, CERN-OPEN-2008-020.
- [55] The ATLAS Collaboration, G. Aad et al., The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003.
- [56] C. Arrighi, Caractérisation de la résistance aux radiations du silicium de type n de haute résistivité. Application au développement de détecteurs à pixels pour l'expérience ATLAS auprès du collisionneur LHC, Thèse de doctorat, (1995).
- [57] P. Cwetanski, Straw performance studies and quality assurance for the ATLAS transition radiation tracker, CERN-THESIS-2006-025.
- [58] The ATLAS TRT Collaboration, The ATLAS TRT end-cap detectors, J. Instrum. 3 (2008) P10003.
- [59] The ATLAS TRT Collaboration, The ATLAS TRT Barrel detector, J. Instrum. 3 (2008) P02014.
- [60] X. Artru et al., Phys. Rev. D12, 1289 (1975).
- [61] G. M. Garibian et al., Nucl. Instrum. Methods 125, 133 (1975).
- [62] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, 3rd edition, (John Wiley & Sons, New York, 1998).
- [63] The ATLAS TRT Collaboration, The ATLAS TRT proportional drift tube : design and performance, J. Instrum. 3 (2008) P02013.
- [64] P. Cwetanski, et al, Acceptance Tests and Criteria of the ATLAS Transition Radiation Tracker, IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol. 52, Issue 6, Part 2, 2911-2916 (2005).
- [65] The ATLAS TRT Collaboration, The ATLAS TRT electronics, J.Instrum. 3 (2008) P06007.
- [66] T. Akesson et al., Implementation of the DTMROC-S ASIC for the ATLAS TRT Detector in a 0.25mm CMOS Technology, IEEE Nucl. Sci. Symposium Conference Record 1 (2002) 549-553.
- [67] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/WorkBookAthenaFramework>
- [68] T. Sjöstrand et al., Pythia 6.4 physics and manual, J. High Energy Phys. JHEP05(2006)026doi :10.1088/1126-6708/2006/05/026 (2006).
- [69] G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M.H. Seymour et B.R. Webber, HERWIG 6.5, JHEP 0101 010 [hep-ph/0011363]; hep-ph/0210213 (2001).

- [70] V. Lendermann, H1 and Zeus Collaboration, Measurements of proton structure at HERA, 2005.
- [71] P. Golonka et Z. Was, PHOTOS Monte Carlo : A precision tool for QED corrections in Z and W decays, Eur. Phys. J., C45 :97D107, 2006.
- [72] P. Golonka et Z. Was, Next to Leading Logarithms and the PHOTOS Monte Carlo, CERN-PH-TH/2006-056, IFJPAN-IV-2006-3 April 10, 2006. hep-ph/0604232v1.
- [73] A. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, P. Stephens, Z. Was, Towards New Monte Carlo (QCD + EW) for W/Z Production at LHC, Phys. Pol. B : 38 (2007) no. 7, pp.2279-2303.
- [74] E. Ben-Haim, Hadronisation at LEP, hep-ph/0310009 (2003).
- [75] The GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli et al., GEANT4 - A Simulation Toolkit, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, NIM A 506 (2003), 250-303.
- [76] M. Goulette, Update on the TRT barrel geometry and material weight, ATLAS note, 2007.
- [77] M. Goulette, Update on the TRT end-cap geometry and material weight, ATLAS note, 2007.
- [78] ATLAS Collaboration, Inner Detector Technical Design Report Vol. II, CERN/LHCC 97-17 (1997).
- [79] M. Goulette, EDMS document n. ATL-IT-ER-0032, 2007.
- [80] W. M. Yao et al., Passage of particle through matter, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 33 1, 2006.
- [81] The ATLAS Collaboration, G. Aad et al., The material budget of the ATLAS Inner Detector, Inner Detector Note INDET-NO-207, 1998.
- [82] W. M. Yao et al., Particle Data Group, J. Phys G 33, 1 (2006).
- [83] S. Hassani et al., A muon identification and combined reconstruction procedure for the ATLAS detector at the LHC using the MUONBOY, STACO and MuTag reconstruction packages, Nucl. Inst. Meth, A572 (2007) 77.
- [84] ATLAS Collaboration, Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC/97-22 (1997), 296-297.
- [85] G. Blazey et al., Run II jet physics : proceedings of the run II QCD and weak boson physics workshop, hep-ex/0005012v2.
- [86] ATLAS Collaboration, Reconstruction and identification of electrons in ATLAS, ATLAS CSC Note EG-1.
- [87] M. Aharrouche et al., Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam, Nucl. Instrum. Meth. A 568 (2006) 601.
- [88] J. C. Collins, D. E. Soper et G. Sterman, Nucl. Phys. B 308, 833 (1988).
- [89] J. Pumplin et al., Parton distributions and the strong coupling : CTEQ6AB PDFs, JHEP02(2006)032, hep-ph/0512167.
- [90] A. D. Martin et al., Phys. Lett. B652, 292 (2007).
- [91] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. P., A. D. Polosa, JHEP07(2003)001.
- [92] T. Gleisberg et al., JHEP 02, 056 (2004).

- [93] S. Frixione, B.R. Webber, The MC@NLO 3.2 Event Generator, hep-ph/0601192 (2006).
- [94] J. Campbell et R. K. Ellis, Next-to-leading order corrections to $W + 2$ jet and $Z + 2$ jet production at hadron colliders, Phys. Rev. D 65, 113007 (2002) [arXiv :hep-ph/0202176].
- [95] H. Baer, F. E. Paige, S. D. Protopopescu et X. Tata, arXiv :hep-ph/0001086 (2000).
- [96] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P.M. Zerwas Phys. Rev. D 27 (1983), p. 105
- [97] B. Andersson, G. Gustafson et B. Söderberg, A General Model for Jet Fragmentation, Z. Phys., C20, (1983).
- [98] T. Sjöstrand, Nucl. Phys. 248, 469 (1984).
- [99] C. F. Weizsäcker, Z. Phys., 88, 612 (1934); E. J. Williams, Phys. Rev., 45, 729 (1934).
- [100] V. M. Budnev et al., Phys. Rep., 15 C, 181 (1975).
- [101] N. Besson, M. Boonekamp et al., Re-evaluation of the LHC potential for the measurement of m_W , Eur. Phys. J. C 57 (2008) 627-651.
- [102] M. Aharrouche, Etude des performances du calorimètre électromagnétique tonneau d'ATLAS. Mesure de l'asymétrie avant-arrière dans les événements $q\bar{q} \rightarrow Z0 \rightarrow e^+e^-$, CERN-THESIS-2007-027 LAPP-T-2006-05. - 173 p.
- [103] K. Melnikov et F. Petriello, Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 231803 [arXiv :hep-ph/0603182], Phys. Rev. D74 (2006) 114017 [arXiv :hep-ph/0609070].
- [104] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadolsky, W. K. Tung, hep-ph/0201195.
- [105] E. Nurse, CDF and D0 collaborations, W and Z properties at the Tevatron, arXiv :0808.0218v1 (2008).
- [106] ATLAS collaboration, Electroweak boson cross-section measurements with ATLAS, ATLAS note, (2008).
- [107] S. D. Drell and T.-M. Yan, Massive lepton pair production in hadron-hadron collisions at high-energies, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 316 [Erratum *ibid.* 25 (1970) 902].
- [108] M. Goulette, Comparison of acceptances and radiative effects for W or Z into leptons for the event generators Pythia, Herwig and MC@NLO. ATLAS note, ATL-COM-2008-010.
- [109] M. Spira, Squark and gluino production at hadron colliders, hep-ph/9705403 (1997).
- [110] F. Hautmann, D. E. Soper, Parton distribution function for quarks in an s-channel approach, hep-ph/0702077 (2007).
- [111] C. M. Carloni Calame, G. Montagna, O. Nicrosini et M. Treccani, Higher-order QED corrections to W-boson mass determination at hadron colliders, Phys. Rev. D 69 (2004) 037301 [arXiv :hep-ph/0303102].
- [112] C. Balazs, C.P. Yuan, Soft gluon effects on lepton pairs at hadron colliders, MSUHEP-70402, CTEQ-704, Apr 1997. 50pp. hep-ph/9704258.
- [113] K. Melnikov et F. Petriello, The W boson production cross-section at the LHC through $O(\alpha_s^2)$, hep-ph/0603182 (2006).

[114] A. Bocci, W. Hulsbergen, TRT alignment for SR1 cosmics and beyond, ATL-INDET-PUB-2007-009.

10 Annexes

10.1 Annexe 1

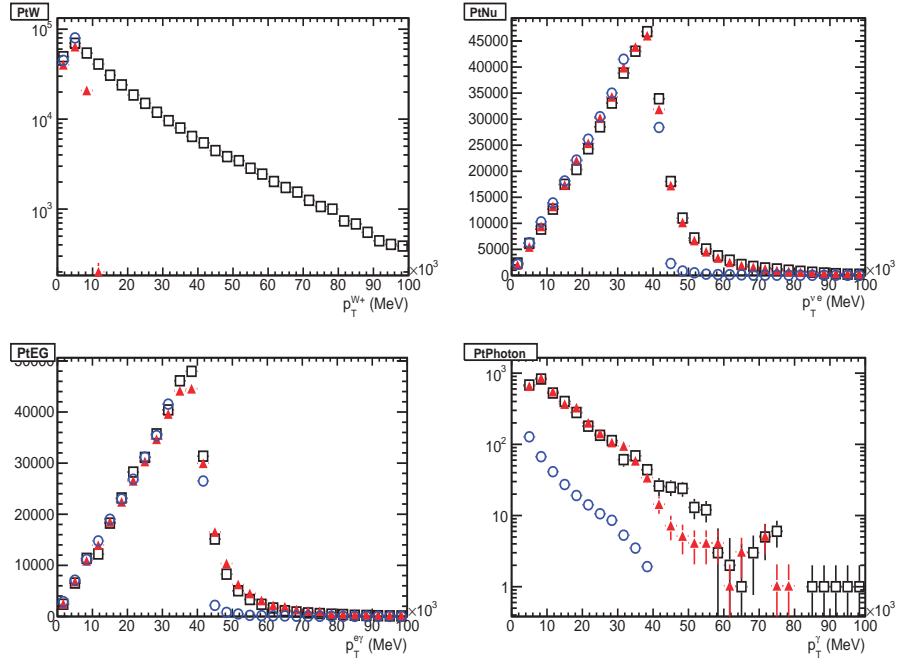


FIG. 10.1 – Distributions de p_T^W (en haut, à gauche), p_T^{ν} (en haut, à droite), $p_T^{e\gamma}$ (en bas, à gauche) et p_T^{γ} (en bas, à droite) pour le boson W^+ , obtenues avec les générateurs Pythia (cercles ouverts), Herwig (triangles pleins) et MC@NLO (carrés ouverts) dans la configuration sans ISR, sans k_T , sans UE et sans ME.

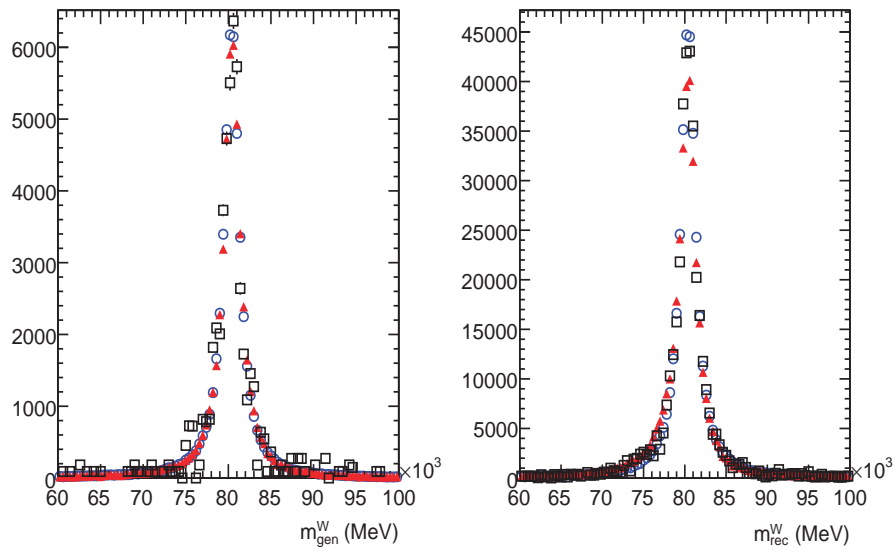


FIG. 10.2 – Masse du W^+ générée (à gauche) et calculée à partir des leptons (à droite), obtenues avec les générateurs Pythia (cercles ouverts), Herwig (triangles pleins) et MC@NLO (carrés ouverts) dans la configuration sans ISR, sans k_T , sans UE et sans ME.

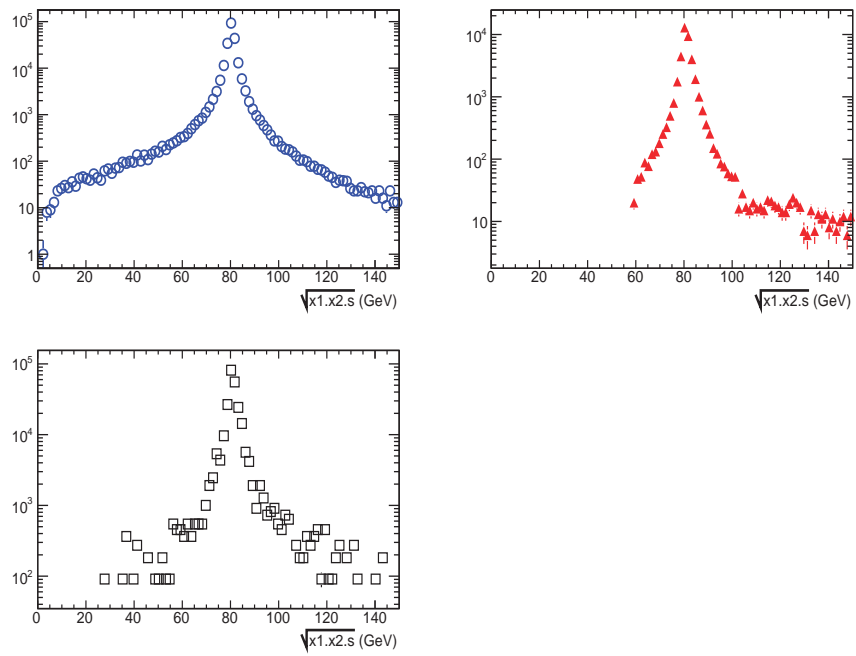


FIG. 10.3 – Masse du W^+ calculée à partir de $\overline{x_1.x_2.s}$, obtenues avec les générateurs Pythia (cercles ouverts, en haut à gauche), Herwig (triangles pleins, en haut à droite) et MC@NLO (carrés ouverts, en bas) dans la configuration sans ISR, sans k_T , sans UE et sans ME.

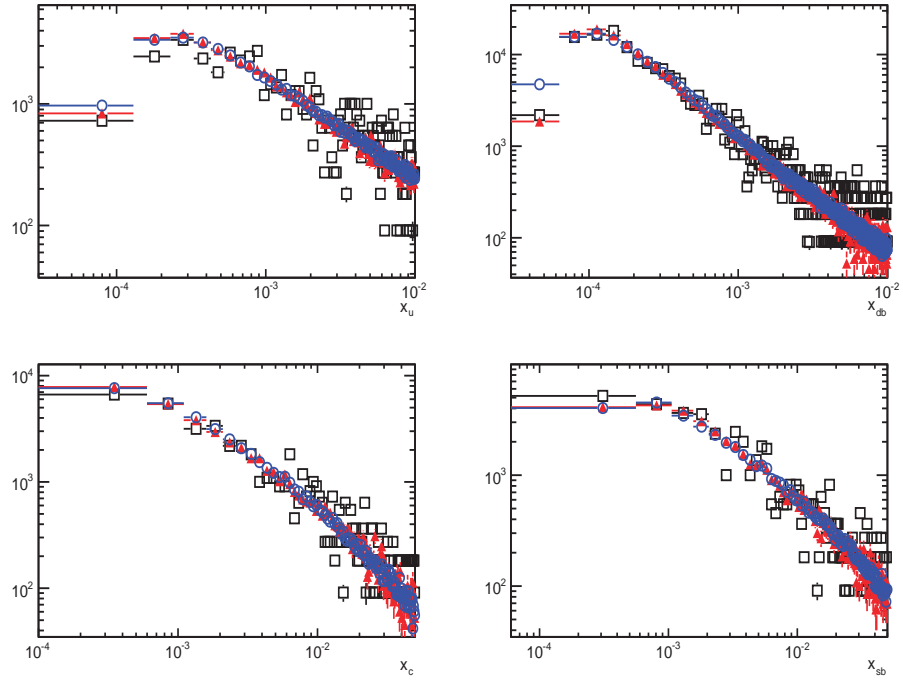


FIG. 10.4 – Distributions des fonctions de structure des partons pour les générateurs Pythia (cercles ouverts), Herwig (triangles pleins) et MC@NLO (carrés ouverts) dans la configuration sans ISR, sans k_T , sans UE et sans ME. Les fonctions de structure des partons sont montrées pour les quarks et anti-quarks u (en haut, à gauche), \bar{d} (en haut, à droite), c (en bas, à gauche) et \bar{s} (en bas, à droite), impliqués dans la désintégration du W^+ .