

L'expérience ATLAS au LHC : Calorimétrie et recherche de nouvelle physique

Diplôme d'habilitation à diriger les recherches - Benjamin Trocmé

Membres du jury :

§ Martin Aleksa	<i>Rapporteur</i>
§ Didier Contardo	<i>Rapporteur</i>
§ Christophe Furget	<i>Président</i>
§ Gérard Sajot	
§ Laurent Serin	<i>Rapporteur</i>

Soutenu le 16 décembre 2009

Table des matières

1	Le LHC : contexte expérimental et théorique	6
1.1	Le Modèle standard de la physique des particules.....	6
1.2	Le LHC.....	8
1.3	L'expérience ATLAS.....	9
2	Le calorimètre à argon liquide d'ATLAS	11
2.1	Présentation générale.....	11
2.2	Chaîne de lecture et de calibration.....	12
2.3	Méthode de filtrage optimal et reconstruction d'énergie	13
2.4	Construction et tests en faisceau	14
2.5	Mise en route du calorimètre	15
3	Intégrité des données du calorimètre	16
3.1	Description des différentes erreurs.....	16
3.2	Impact sur l'efficacité de prise de données	18
4	Performances en terme de bruit	20
4.1	Bruit capté à 17 MHz	20
4.2	Recherche de canaux instables.....	22
4.3	Recherche de bruit cohérent	23
4.4	Recherche de pathologies associées aux mémoires analogiques.....	25
4.5	Etat du calorimètre au 16 septembre 2009.	27
5	Campagnes de prise de données cosmiques.....	29
5.1	Système de déclenchement.....	29
5.2	Détection des premiers muons cosmiques dans le calorimètre à argon liquide.....	29
5.3	Plus loin avec les rayons cosmiques	31
6	Détermination de la qualité des données du calorimètre	33
6.1	Politique de reconstruction des données dans ATLAS	33
6.2	Politique de certification des données du calorimètre à argon liquide.....	35
7	Recherche de nouvelle physique	37
7.1	Sélection et reconstruction des événements	38
7.2	Dépendance en fonction du modèle de l'efficacité.....	39
7.3	Potentiel de découverte d'ATLAS.....	41
8	Conclusion et perspectives	44

En se faisant se rencontrer des particules hadroniques (protons, antiprotons) ou leptoniques (électrons, positrons), les collisionneurs de particules constituent un outil idéal pour l'étude des composants fondamentaux de la matière, ainsi que de la façon dont ils interagissent entre eux. L'augmentation continue de l'énergie constitue un des moyens les plus efficaces pour étudier leurs propriétés à des échelles de plus en plus petites.

Cette simple observation explique l'inflation ininterrompue depuis des décennies de la taille des collisionneurs, de la complexité des détecteurs, et corrélativement de la taille des collaborations internationales les mettant en œuvre, de la durée des phases de conception, construction, prises de données...

Ainsi, le collisionneur LEP, collisionneur électron - positron qui était installé au CERN à Genève, fut conçu au début des débuts 80, et a vu s'étaler sa prise de données entre 1989 et 2000. Il était installé dans un tunnel souterrain de 27 kilomètres de circonférence. Depuis son arrêt, il fut démonté et remplacé par un collisionneur proton - proton, le Large Hadron Collider (LHC), installé dans le même tunnel, et dont la conception remonte à la fin des années 80.

Après avoir vu circuler avec succès des faisceaux à l'automne 2008, le LHC a été victime d'un incident technique nécessitant un arrêt d'un an pour réparation. Les premières collisions sont prévues pour décembre 2009. A ce moment, avec une énergie 7 fois supérieure à la machine la plus puissante actuellement en service, le LHC permettra d'explorer des domaines d'énergie jusqu'alors jamais atteints en laboratoire.

Ayant effectué ma thèse entre 1998 et 2001, sur ALEPH, une expérience située sur le collisionneur LEP, mon travail a principalement consisté en l'analyse des événements d'un type particulier (les événements de retour radiatif au pic du Z^0) avec deux approches complémentaires : une mesure de précision (celle de l'énergie du faisceau du LEP) et une recherche de nouvelle physique (conjointe à la mesure de couplages anormaux à trois bosons de jauge).

A l'issue de ma thèse, ayant intégré le CNRS en tant que chargé de recherche, il m'est apparu indispensable de compléter ma formation en m'intéressant à des aspects différents de la discipline : la construction de détecteurs puis leur mise en route. J'ai ainsi contribué successivement à CMS et ATLAS, les deux expériences généralistes situées sur le futur collisionneur LHC.

Ainsi entre 2001 et 2004, j'ai contribué au sein du groupe CMS de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon à la construction du trajectographe à micropistes de silicium. Mon activité a consisté tout d'abord à tester et valider, aussi bien en terme de mécanique, d'électronique que de performances, les structures (pétales) qui constituent les bouchons du trajectographe. Cette validation a eu lieu aussi bien en laboratoire qu'au cours de tests en faisceau afin de vérifier la fonctionnalité des structures en conditions réelles [1]. A l'issue de ce processus de validation, je me suis intéressé au contrôle qualité de la production des pétales, qui s'est déroulée dans différents laboratoires de la collaboration [2]. Une procédure de contrôle qualité a ainsi été mise en place en proposant une architecture informatique originale combinant deux aspects fondamentaux de la construction : description détaillée et interactive de la complexe procédure d'assemblage et test automatique de validation des fonctionnalités électroniques de base (principalement communication globale et locale avec les différents constituants du pétale).

A l'issue de cette période, j'ai rejoint le Laboratoire de Physique Subatomique de Grenoble et l'expérience ATLAS en 2005, dans laquelle j'envisage mon avenir à moyen terme. Pour cette raison, je consacrerai mon manuscrit à cette expérience. Dans le chapitre 1, je décrirai brièvement le contexte théorique et expérimental du LHC, ainsi que l'expérience ATLAS. Puis dans le chapitre 2, je m'attacherai à détailler le calorimètre à argon liquide, auquel j'ai consacré l'essentiel de mon activité depuis 4 ans. Ce travail sera détaillé dans les chapitres 3, 4 et 5. Je conclurai enfin en présentant mes perspectives de recherche pour les années à venir, qui se déclinent suivant deux axes : la validation de la politique de détermination de la qualité des données du calorimètre, continuation naturelle de mon travail sur la mise en route (chapitre 6), ainsi que l'interprétation des données issues de collision, notamment dans le cadre de recherches de nouveaux bosons de jauge massifs (chapitre 7).

1 Le LHC : contexte expérimental et théorique

1.1 Le Modèle standard de la physique des particules.

Le Modèle standard de la physique des particules s'attache à l'étude des particules élémentaires. Dans ce modèle, la matière est constituée de particules de spin $\frac{1}{2}$, qui sont au nombre de 12 et se séparent en 6 leptons (électron, muon, tau et leurs neutrinos associés) et 6 quarks (u, d, s, c, b, t). Leurs interactions sont régies par l'écriture d'un Lagrangien postulant l'existence de symétries de jauge. De ce postulat, découle l'existence de bosons responsables des interactions électromagnétique, faible et forte.

La symétrie de jauge $SU(3)_C$ est à l'origine de l'interaction forte affectant les quarks, seuls fermions porteurs d'une charge de couleur. Les bosons vecteurs associés sont les gluons.

La symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est, quant à elle, à l'origine des interactions électrofaibles, véhiculée par le photon et les bosons vecteurs massifs Z^0 , W^+ et W^- . A ce point, il est important de noter que l'existence d'une invariance de jauge locale imposerait que les bosons Z^0 et $W^\pm$ soient de masse nulle, ce qui est contredit par l'expérience. Plusieurs mécanismes permettent de résoudre cette contradiction, le plus populaire étant basé sur l'existence d'un champ de Higgs : si ce nouveau champ scalaire ne viole pas l'invariance de jauge du Lagrangien, une brisure spontanée de symétrie est observée pour l'état physique le minimisant, permettant conjointement d'assigner une masse aux bosons de l'interaction faible. L'existence de ce champ de Higgs entraînerait la présence d'un boson supplémentaire, dit de Higgs et permettrait également de résoudre la question de l'origine des masses des fermions, celles-ci étant la conséquence de leur couplage avec le boson de Higgs.

Développé au cours des années 70, le Modèle Standard est remarquable par un double aspect paradoxal [3]:

- avec un nombre de constantes fondamentales limité (19), il a un caractère prédictif très puissant : il a ainsi été possible de prédire, plus de 5 ans avant sa découverte, la masse du quark top, le plus lourd connu à ce jour ;
- il a pour l'instant été impossible de le prendre en défaut : ainsi, les expériences situées sur les collisionneurs leptoniques (LEP, usines à b...) ou hadroniques (SPS, Tevatron...) vérifient depuis plus de 20 ans la validité des nombreuses prédictions de ce modèle.

La seule pièce manquante du Modèle Standard demeure cependant le boson de Higgs, dont aucune recherche directe n'a pu prouver l'existence. Si la masse du boson de Higgs demeure inconnue, les nombreuses mesures d'observables électrofaibles aux différents collisionneurs permettent de la contraindre fortement. La figure 1 présente ainsi un ajustement de l'ensemble des mesures électrofaibles, qui permet de contraindre fortement la valeur de la masse du boson de Higgs : $M_{\text{Higgs}} = 90 \text{ GeV}_{-27 \text{ GeV}}^{+36 \text{ GeV}}$ (à 68% de confiance).

Bien qu'infructueuses, les dernières recherches directes, représentées par les bandes jaunes sur la figure 1 ont permis d'exclure un large spectre de masse[4]. Les expériences situées sur le collisionneur LEP ont ainsi exclu l'existence du boson de Higgs jusqu'à une masse de 114.4 GeV, tandis que les dernières recherches réalisées au Tevatron ont permis d'exclure le spectre de masse entre 160 GeV et 170 GeV.

La dernière fenêtre d'existence d'un boson de Higgs, tel que nous l'imaginons aujourd'hui, demeure donc assez étroite -entre 114 GeV et 160 GeV- et une réponse définitive quant à son existence sera donnée par le LHC[5].

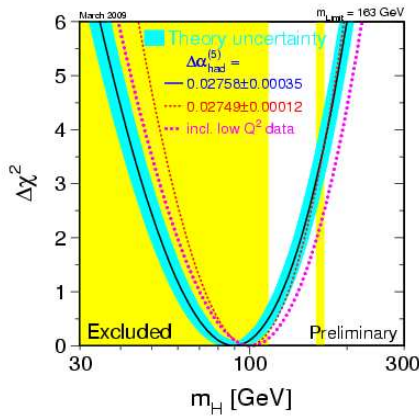


Figure 1 : ajustement de la masse du boson de Higgs en fonction des observables du Modèle Standard (en jaune: les zones exclues par les recherches directes).

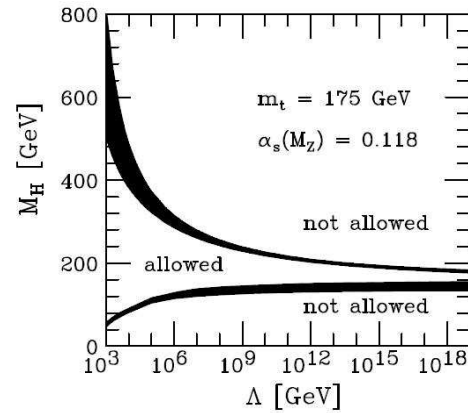


Figure 2 : contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle de nouvelle physique Λ .

L'incomplétude du Modèle Standard ne se limite cependant pas à l'absence de preuve expérimentale de l'existence du boson de Higgs. Car si ce dernier était découvert, un problème lié à sa nature même demeurerait : les corrections radiatives liées au calcul de sa masse ont en effet pour propriété de diverger quadratiquement, problème actuellement réglé en appliquant une coupure d'énergie ad hoc, au-delà de laquelle le Modèle Standard est considéré comme n'étant plus valide.

Cette simple constatation est un argument fort pour que le Modèle Standard ne soit qu'une théorie effective invalide aux énergies supérieures, même si incroyablement efficace aux énergies actuellement accessibles à l'expérimentateur.

Au-delà de cela, le Modèle Standard pêche par son impossibilité à donner une origine à l'existence de 6 familles de fermions, à décrire proprement la physique des neutrinos massifs, à expliquer la très grande disparité de masses observée chez les fermions..... Plusieurs théories ont été édifiées pour répondre à ces questions ; certaines d'entre elles pourraient être même découvertes au LHC, comme l'illustre la figure 2: si, comme cela est favorisé par les contraintes électrofaibles, le boson de Higgs est léger (de l'ordre de 100-150 GeV), l'échelle de nouvelle physique (noté ici Λ) pourrait se situer autour du TeV, donc potentiellement accessible au LHC de manière directe ou de manière indirecte.

1.2 Le LHC

Le Large Hadron Collider (LHC) est un collisionneur localisé au CERN, dans un tunnel quasi-circulaire de 27 km de circonférence à l'emplacement même de l'ancien collisionneur à leptons LEP[6]. Il est appelé à devenir le collisionneur le plus puissant en service, avec une énergie dans le centre de masse prévue de 14 TeV pour les collisions proton-proton, et une luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}/\text{s}$ encore jamais atteinte.

Contrairement au collisionneur LEP, où le défi principal consistait à compenser les pertes d'énergie des leptons par rayonnement synchrotron à l'aide de cavités radio fréquence, la difficulté principale à laquelle doit faire face le LHC est la maîtrise de la trajectoire des protons dans les sections courbes. Pour cela, ont dû y être installés 1232 aimants dipolaires au comportement supraconducteur, et au sein desquels règnent deux champs magnétiques opposés de 8.3 T chacun.

Les faisceaux se rencontrent en 4 points où sont situées les expériences suivantes : ATLAS et CMS sont deux expériences généralistes avec une couverture angulaire la plus complète possible et conçues pour être aussi bien des instruments de mesure de précision que de recherche directe de nouveaux phénomènes ; LHCb, spectromètre avec une couverture asymétrique et orienté vers l'avant de la collision, est spécifiquement dédié aux mesures de précision dans le domaine de la physique des mésons b ; enfin, ALICE est uniquement destiné à étudier les collisions d'ions lourds produits par le LHC.

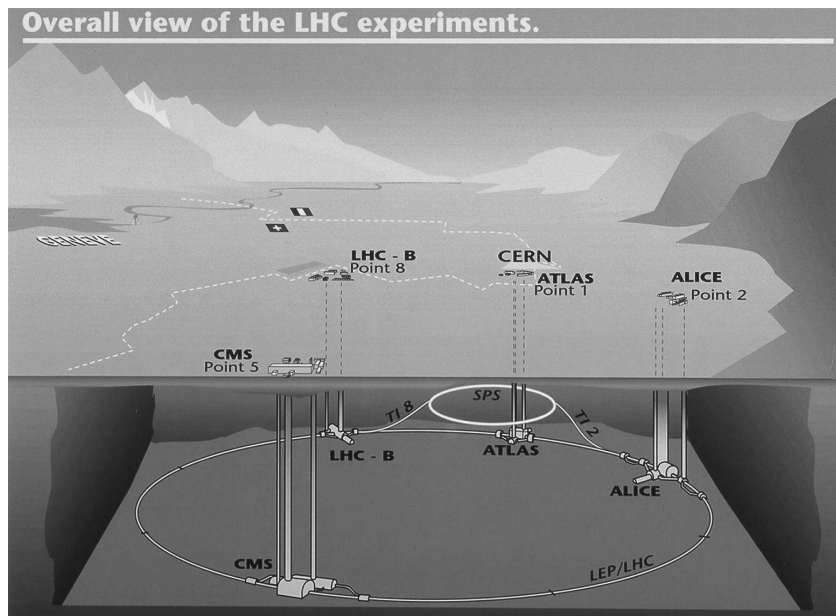


Figure 3 : le LHC et les 4 expériences principales.

Les premiers faisceaux de protons ont circulé au sein du LHC au mois de septembre 2008. Malheureusement, un incident ayant pour origine un défaut d'interconnexion électrique entre deux aimants dipolaires a entraîné un arrêt de l'accélérateur de plus de un an afin de procéder à des réparations et à une amélioration du système de protection contre de tels problèmes. Les premières collisions sont ainsi attendues au cours de l'automne 2009.

1.3 L'expérience ATLAS

L'expérience ATLAS situé au point de collision numéro 1 est une expérience généraliste, capable aussi bien de mesurer avec une grande précision les paramètres fondamentaux du Modèle Standard (masse du quark top, du boson W...) que de découvrir de nouvelles particules dans un large spectre de masse (depuis un boson de Higgs de 110-120 GeV se désintégrant dans le canal privilégié de découverte $h \rightarrow \gamma\gamma$ jusqu'à un boson de jauge de plusieurs TeV se désintégrant en une paire de leptons...).

Sa structure est celle classique d'un détecteur de physique de particules offrant une couverture angulaire la plus large possible [7]. En partant du point de collision et en se dirigeant vers l'extérieur, on trouve ainsi :

- un trajectographe composé d'un détecteur à pixels, d'un détecteur à micropistes de silicium et d'un détecteur à rayonnement de transition. Cet ensemble baigne dans un champ solénoïdal de 2 T. La détermination précise de la trajectoire d'une particule chargée permet d'en déduire son impulsion transverse avec la précision $\sigma/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$ sur une plage de pseudo rapidité s'étendant jusque 2.5.
- un système de calorimètres électromagnétique et hadronique. Le premier est un calorimètre à échantillonnage utilisant l'argon liquide comme milieu actif ; il permet une mesure précise des gerbes électromagnétiques pour une rapidité allant jusque 3.2, avec la résolution attendue suivante : $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$. Ce sous détecteur faisant l'objet principal de ce manuscrit est décrit en détail au chapitre 2. Dans la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 1.7$), la mesure des caractéristiques des hadrons est obtenue grâce à un calorimètre à tuiles scintillantes et à absorbeur de fer; celui-ci est complété vers l'avant, où le taux de radiation empêche l'emploi de cette technologie, par des calorimètres à échantillonnage utilisant également l'argon liquide comme milieu actif et localisés dans les mêmes cryostats que les calorimètres électromagnétiques. La résolution attendue sur la mesure de l'énergie des jets est la suivante : $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$
- à l'extérieur, un spectromètre à muons baigné dans un champ toroïdal d'une valeur moyenne de 0.5 T, permet la mesure précise des trajectoires des muons et donc de leur impulsion avec une résolution de $\sigma/p_T = 10\% p_T$ (pour des muons d'impulsion transverse de 1 TeV et pour des pseudo rapidités inférieures à 2.7).

Tout au long de ce manuscrit, sera utilisé le système de coordonnées habituel dérivé du système cylindrique, où l'axe z est situé le long du faisceau et où la pseudo rapidité est noté $\eta = -\log(\tan \theta/2)$, et la coordonnée azimutale ϕ .

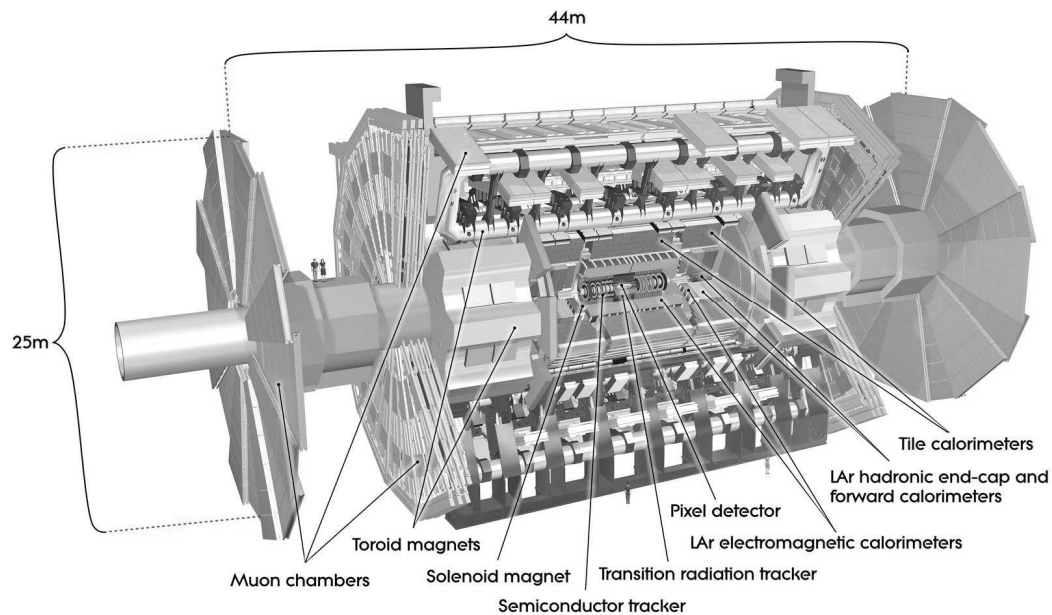


Figure 4 : l'expérience ATLAS.

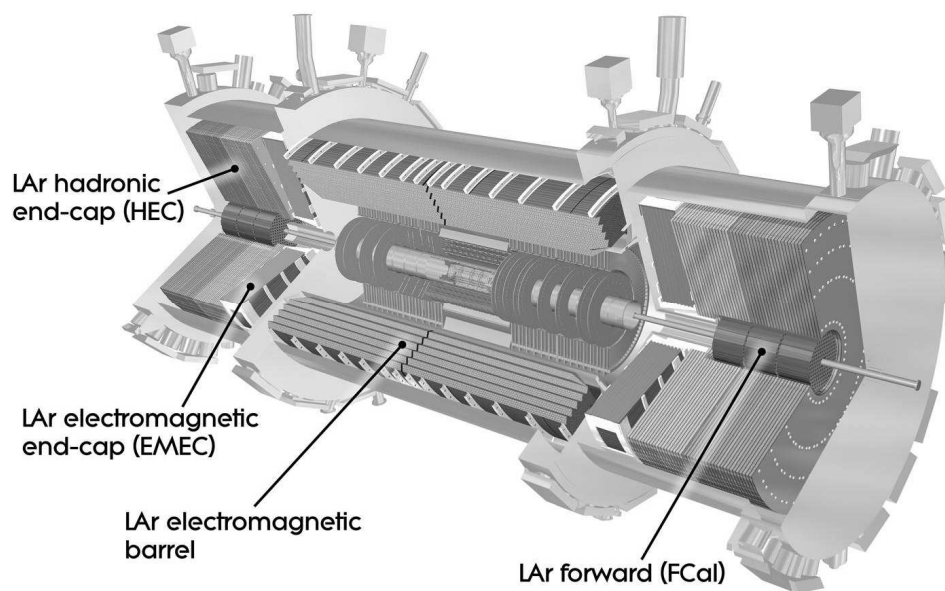


Figure 5 : calorimètres à argon liquide à l'intérieur de leurs 3 cryostats.

2 Le calorimètre à argon liquide d'ATLAS

2.1 Présentation générale

Le calorimètre à argon liquide d'ATLAS, détaillé sur la figure 5, est composé de quatre sous détecteurs distincts situés dans trois cryostats différents ; si ces quatre sous détecteurs sont tous des calorimètres à échantillonnage utilisant l'argon liquide comme milieu actif, ils diffèrent fortement dans leurs géométries et le matériel passif [8].

Le cryostat tonneau abrite un seul calorimètre de type électromagnétique (parfois dénoté en abrégé « EMB » pour « Electromagnetic barrel »), en fait constitué de deux demi tonneaux identiques. Chaque cryostat bouchon contient un calorimètre de type électromagnétique (« Electromagnetic endcap », « EMEC »), un de type hadronique (« Hadronic endcap », « HEC ») et un permettant de compléter la couverture à petits angles (« Forward calorimeter », « FCal »).

- Le calorimètre électromagnétique, composé de deux demi tonneaux et de deux bouchons, permet une mesure précise de la position et l'énergie des électrons et photons dans un domaine de pseudo rapidité allant jusque 3.2 et pour des énergies entre quelques dizaines de MeV et plusieurs TeV. Une spécificité majeure de ce calorimètre est sa géométrie particulière en accordéon qui lui confère une herméticité azimutale parfaite et une réponse uniforme et rapide. Il est très finement segmenté suivant les coordonnées η et ϕ ; la présence additionnelle d'un prééchantillonneur et une segmentation longitudinale en trois compartiments permet une reconstruction précise de la forme de la gerbe, participant ainsi à l'identification de particules. Sa longueur totale de radiation, toujours supérieure à $22 X_0$, est suffisante pour contenir la quasi-totalité des gerbes électromagnétiques qui seront observées au LHC.
- La géométrie du calorimètre hadronique est plus classique et consiste en l'alternance de plaques de cuivre, utilisé comme milieu passif, et d'argon liquide, qui demeure le milieu actif. Sa couverture en pseudo rapidité va de 1.5 à 3.2, sa longueur d'interaction dépasse 10λ et il est segmenté en profondeur suivant trois compartiments.
- Enfin, le calorimètre vers l'avant permet d'étendre la couverture en pseudo rapidité jusque 4.8. En raison du très haut taux d'occupation attendu dans ces régions proches du faisceau, une géométrie spécifique a dû être adoptée afin de limiter la charge d'espace : ainsi, le milieu actif demeure confiné dans des interstices très fins, entre $250\mu\text{m}$ et $400\mu\text{m}$. Il est en outre segmenté en profondeur selon trois compartiments avec des milieux passifs différents : le premier compartiment utilisant du cuivre est optimisé pour l'identification électromagnétique, tandis que les deux autres utilisant du tungstène sont plus dédiés à l'identification hadronique.

Le calorimètre comprend au total plus de 180000 voies de lecture, dont 172000 pour le seul calorimètre électromagnétique. Les voies de lecture sont également associées selon environ 7000 tours de déclenchement, de taille typique $\delta\eta \times \delta\phi = 0.1 \times 0.1$ (pour $|\eta| < 2.5$, 0.2×0.2 sinon), qui concourent à la décision de déclenchement de niveau 1.

2.2 Chaîne de lecture et de calibration

Afin d'optimiser les développements et d'uniformiser les procédures de calibration, il a été décidé de développer un système de lecture commun aux quatre sous détecteurs.

Le signal produit dans les électrodes et de forme triangulaire (voir figure 6) est d'abord extrait des cryostats par des traversées étanches pour aboutir aux cartes d'électronique frontales (FEB) [9]. Installées dans des châssis situés au plus près des détecteurs, les cartes FEB procèdent à un traitement du signal suivant la chaîne résumée sur la figure 7: le signal est d'abord préamplifié puis mis en forme : afin d'étendre au maximum la gamme dynamique, trois gains électroniques sont à ce stade utilisés en suivant trois chemins indépendants. Les trois signaux analogiques sont alors stockés dans des mémoires de profondeur 144 cellules (appelés SCA pour Storage Capacitive Array »), autorisant ainsi une latence de 3.6 μ s, le temps d'attendre la décision de déclenchement de niveau 1.

Parallèlement à ce stockage, une somme analogique des cellules appartenant à une même tour de déclenchement de niveau 1 est également réalisée à la sortie du module de mise en forme pour être directement envoyée vers des cartes de sommation supplémentaires puis finalement vers le système de déclenchement de niveau 1.

Quand un signal de déclenchement de niveau 1 est reçu par le calorimètre, les signaux stockés dans les mémoires analogiques peuvent alors être numérisés par des convertisseurs analogique-numérique 12 bits jusqu'à une fréquence de 75kHz. Après sélection du gain optimal parmi les trois disponibles, les échantillons du signal numérisé (entre 5 et 32) peuvent être transmis par lien optique dans les cartes de traitement ROD situées dans les salles de comptage, localisées à côté de la caverne expérimentale [10].

Suivant leur configuration, les cartes ROD peuvent soit simplement transférer les échantillons numérisés au système d'acquisition central d'ATLAS, soit procéder à un traitement de l'information par une méthode de filtrage optimal, qui permet d'extraire en ligne, entre autres, l'énergie reconstruite détaillée dans au paragraphe 2.3. En complément de ce mode de fonctionnement, au cours de la période de mise en route du calorimètre, il est très intéressant de pouvoir extraire l'intégralité des données brutes, et ce jusque 32 échantillons (soit une fenêtre temporelle de 800ns), afin de pouvoir étudier précisément la forme du signal ou de faciliter la synchronisation temporelle des différents sous détecteurs et sources de déclenchement.

Sur la figure 6, est représentée la forme du signal après mise en forme avec l'indication des 32 échantillons numérisés. La méthode de filtrage optimal requiert une connaissance très précise de la forme du signal issu du calorimètre. Pour cela, a été conçu un système de calibration, qui permet l'injection au plus près de l'électrode, d'un signal quasi-triangulaire de forme très proche de celle résultant d'un dépôt dans le calorimètre.

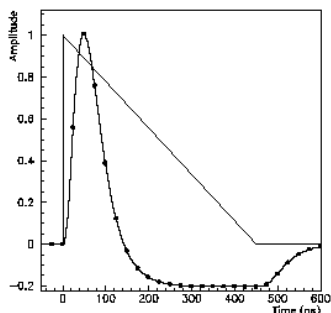


Figure 6 : forme du signal triangulaire originelle et après mise en forme.

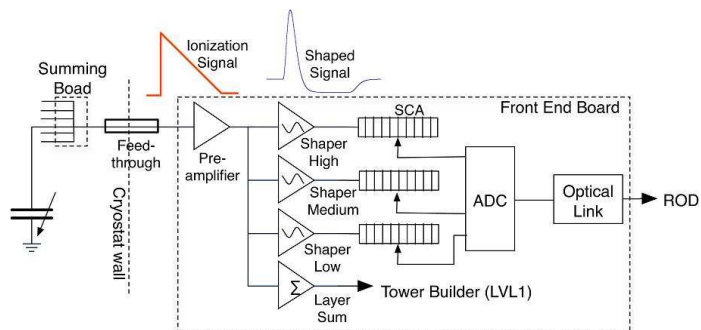


Figure 7 : schéma de la chaîne de lecture du calorimètre.

Trois types de procédure de calibration sont régulièrement utilisés [15]:

- les prises de données (communément appelées « run » par la suite) de type « pedestal » consistent à simplement lire les données avec un déclenchement aléatoire et en absence d'injection afin d'extraire la ligne de base électronique ainsi que le bruit électronique ;
- les prises de données de type « delay » permettent de reconstruire la forme du signal, en présence d'une injection d'une charge d'amplitude fixe. L'utilisation de composants retardateurs de signal de grande précision permet d'extraire la réponse électronique individuelle de chaque cellule avec une précision d'1ns.
- Les prises de données de type « ramp » permettent de mesurer la linéarité de la réponse, en injectant successivement des charges d'amplitude variant sur une large gamme dynamique.

2.3 Méthode de filtrage optimal et reconstruction d'énergie

Au niveau de chaque cellule, l'énergie est reconstruite en appliquant une méthode de filtrage optimal ; cela peut être réalisé soit en ligne dans les cartes ROD, soit après la prise de données au moment de la reconstruction [14]. L'amplitude du signal est ainsi extraite des 5 échantillons numérisés situés autour du pic (s_i) à l'aide de la formule :

$$A = \sum_{\text{Echantillons}} a_i \times (s_i - p)$$

où a_i (et b_i mentionné ci dessous) désignent les coefficients de filtrage optimal, qui sont calculés pour chaque cellule individuelle sur la base de sa réponse (en terme de bruit, autocorrelation...) mesurée lors des runs de calibration énumérés au paragraphe 2.2; le terme p désigne quant à lui la valeur de la ligne de base électronique. Pour les cellules comportant un dépôt d'énergie minimal, il est également possible d'extraire la position temporelle du pic de signal à l'aide de la formule :

$$\Delta t = \frac{1}{A} \sum_{\text{Echantillons}} b_i \times (s_i - p)$$

Une fois l'amplitude extraite, il est possible d'estimer le dépôt d'énergie dans la cellule à l'aide de la formule :

$$E_{\text{Cellule}} = F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} \times F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} \times \frac{1}{M_{\text{phys}}/M_{\text{cal}}} \times G \times A$$

où, G est le terme reflétant le gain de la cellule mesurée au cours des prises de données de type « ramp » ; le facteur $M_{\text{phys}}/M_{\text{cal}}$ est un terme rendant compte des différences entre signal de physique et signal de calibration ; $F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A}$ est une caractéristique du système d'injection de signaux de calibration ; $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}}$ est relatif à la fraction d'échantillonnage du calorimètre.

2.4 Construction et tests en faisceau

La conception générale du calorimètre a été achevée assez tôt, avec une publication du Technical Design Report en 1996 [8].

Entre 1999 et 2002, plusieurs tests en faisceau ont validé la faisabilité et l'adéquation des réponses techniques aux spécifications imposées par ATLAS. La construction proprement dite s'est alors étalée entre 2001 et fin 2004, date qui a vu la fermeture définitive des trois cryostats [11][12][13]. Après des tests cryogéniques en surface, les trois cryostats ont pu être finalement déplacés vers la caverne expérimentale d'ATLAS, où l'installation finale des sous détecteurs a pu être réalisée : peuplement des châssis par les cartes d'électronique, connexion aux systèmes finaux de cryogénie, d'alimentation haute tension et basse tension...

Parallèlement à cette activité, en 2004, les performances du calorimètre ont été précisément étudiées dans le cadre du test faisceau combiné d'ATLAS réalisé sur une ligne de faisceau du SPS au CERN[16] . Au cours de ce test, qui a impliqué tous les sous détecteurs d'ATLAS, ont pu être notamment mesurés :

- une résolution sur la mesure de l'énergie des électrons en accord avec les simulations Monte Carlo : $\sigma_E / E = (10.2 \pm 0.4)\% / \sqrt{E} \oplus (0.2 \pm 0.1)\%$ (voir figure 8);
- une non linéarité de cette mesure inférieure à 0.4 % sur un spectre d'énergie allant de 4 GeV à 250 GeV (voir figure 9);
- une uniformité en pseudo rapidité meilleure que 0.5 %.

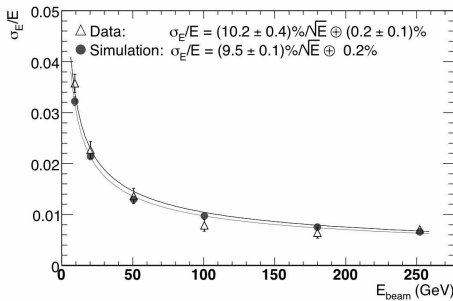


Figure 8 : résolution sur la mesure de l'énergie des électrons.

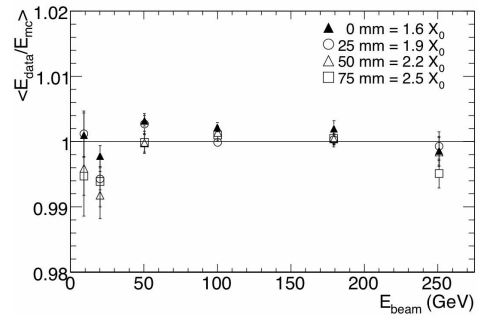


Figure 9 : non linéarité de la mesure de l'énergie des électrons.

2.5 Mise en route du calorimètre

Au vu du nombre de canaux, des objectifs en terme de performance physique et des spécifications dues à l'environnement du LHC, le calorimètre à argon liquide d'ATLAS est un instrument unique, dont la mise en route requiert un travail de longue haleine, bien avant les premières collisions du LHC.

Dans les trois chapitres 3, 4 et 5, sont résumées mes contributions à cette mise en route du calorimètre à argon liquide entre 2006 et 2009. Elles ont été de principalement deux ordres : étude détaillée du fonctionnement du calorimètre et développement d'algorithmes en ligne de contrôle des performances. Le parti a été pris de présenter conjointement ces deux aspects, qui se répondent l'un à l'autre (l'écriture d'algorithmes nourrissant la connaissance du calorimètre et inversement).

Il ne s'agit aucunement d'une présentation exhaustive de l'intégralité des algorithmes de contrôle en ligne du fonctionnement du calorimètre ni d'un exposé complet sur sa mise en route (une thèse n'y suffirait pas !). Je me suis plutôt attaché à illustrer quelques temps forts de cette période.

Sauf mention explicite, tous les résultats présentés par la suite ont été produits avec des outils que j'ai développés.

3 Intégrité des données du calorimètre

Une fois le calorimètre installé dans la caverne expérimentale, a pu débuter le travail final d'installation des cartes d'acquisition frontale, de la mise en place de leur système d'alimentation basse tension et de refroidissement, du test de leur contrôle par l'électronique spécifique dans les salles de comptage... Ce n'est qu'après cette procédure qu'il est possible d'acquérir les premières données.

Le premier châssis totalement équipé et opérationnel a ainsi été disponible au début de l'année 2006.

Avant de s'intéresser quantitativement aux données proprement dites, la première vérification préalable est relative à l'intégrité. Pour cela, une série de variables est continuellement scrutée, un quelconque manquement à ces tests entraînant le rejet de l'événement et donc une perte d'efficacité.

3.1 Description des différentes erreurs

Ces tests de l'intégrité des données permettent de contrôler les différents composants de la chaîne d'acquisition. L'intégralité de ces vérifications est réalisée par un algorithme unique ; une vue compacte de l'ensemble des erreurs pour chaque partition est représentée pour un run de 288000 événements sur la figure 10. L'histogramme présenté ici permet d'avoir un aperçu global des problèmes rencontrés, la localisation exacte des problèmes étant disponible dans un jeu d'histogrammes complémentaires non détaillé présentement.

Chaque carte d'électronique frontale (FEB) est responsable du traitement du signal de 128 voies et est relié par lien optique à une carte de traitement (ROD) situé en salle de comptage. Le contrôle de l'intégrité des données est réalisé à plusieurs étapes de la construction de l'événement.

Carte d'électronique frontale (FEB)

En entrée de la carte ROD, les données sont prises en charge par un composant FPGA, qui réalise des vérifications associées au fonctionnement intrinsèque de la carte FEB [17]:

- vérification de la cohérence interne entre les différents composants du numéro d'événement (EVTID) ;
- vérification de la cohérence interne entre les différents composants du numéro de taux de croisement du LHC (BCID) ;
- vérification de l'état des composants pilotant les mémoires analogiques (contrôleur de SCA) ;
- vérification de la synchronisation des adressages des mémoires analogiques entre les deux contrôleurs de SCA ainsi qu'entre les différentes mémoires analogiques ;
- vérification de l'uniformité des gains entre différents échantillons d'un même canal ;
- vérification de la parité relative à chaque bloc de données.

Carte d'électronique de traitement (ROD)

Les cartes ROD, situées en salle de comptage, reçoivent par lien optique les échantillons numérisés (entre 5 et 32) provenant des cartes FEB. Le traitement proprement dit est réalisé par des DSP, comportant plusieurs modes de fonctionnement :

- en mode transparent, tous les échantillons, auxquels on a simplement rajouté une en tête DSP, sont transmis aux cartes ROS, situées juste ensuite dans la chaîne d'acquisition.
- En mode physique, la méthode de filtrage optimal est appliquée en ligne par le DSP, dans lequel ont été préalablement chargées toutes les constantes de calibration requises ; seule l'énergie dérivée du filtrage optimal est ainsi systématiquement transmise; pour les cellules au dessus d'un certain seuil en énergie, des quantités complémentaires (position temporelle du pic, facteur de qualité ainsi que tous les échantillons numérisés) sont également transmis à la chaîne d'acquisition.
- En mode calibration, utilisé lors des runs de type « delay » ou « ramp », le DSP opère une moyenne arithmétique de tous les échantillons sur 50 ou 100 événements afin de réduire le flux de données; il n'envoie alors au système d'acquisition que la valeur moyenne accompagnée de la dispersion.
- Le mode piédestal est utilisé au cours des runs de type « pedestal » et est identique au mode calibration, à l'exception près que la matrice de corrélation temporelle entre les échantillons est également calculée en ligne pour des groupes de 50 ou 100 événements.

Plusieurs quantités sont continuellement contrôlées afin de s'assurer du bon fonctionnement du DSP :

- présence de données numérisées en réception du lien optique ;
- proportion d'événements pour lesquelles les quantités complémentaires sont également transmises en mode physique;
- pour les cellules pour lesquelles les quantités complémentaires sont disponibles en mode physique, il est possible a posteriori d'appliquer à nouveau une méthode de filtrage optimal sur les échantillons numérisés et de comparer le résultat à celui provenant du DSP.
- La taille globale du bloc de données est également comparée avec ce qui avait été calculé en sortie de la FEB.

Assemblage de l'événement

Au-delà des ROD, un système de traitement et d'assemblage des données a été développé en commun pour tous les sous détecteurs d'ATLAS. Ces tâches sont ainsi de la responsabilité du système central d'acquisition.

Certains contrôles additionnels réalisés sur l'événement totalement assemblé demeurent cependant disponibles. Ils consistent à vérifier que :

- la taille du bloc fourni par le DSP à la sortie de la carte ROD est identique à celle décodée par le système central d'acquisition;
- toutes les adresses des cellules du SCA sont bien comprises entre 0 et 143 ; une observation contraire indiquerait probablement un problème de décodage ou une surécriture de blocs ;
- une cohérence entre tous les canaux du nombre d'échantillons extraits et du type d'événement (transparent ou physique); une observation contraire indiquerait probablement une déconfiguration d'une carte FEB ;
- un nombre constant au cours du temps du nombre d'en-têtes DSP décodées ; il est en effet possible que la carte ROS reçoive un signal de déclenchement de niveau 1 sans pour autant avoir de données stockées dans sa mémoire. Ce cas de figure n'a été observé que dans des configurations non standard avec un taux de déclenchement trop élevé.

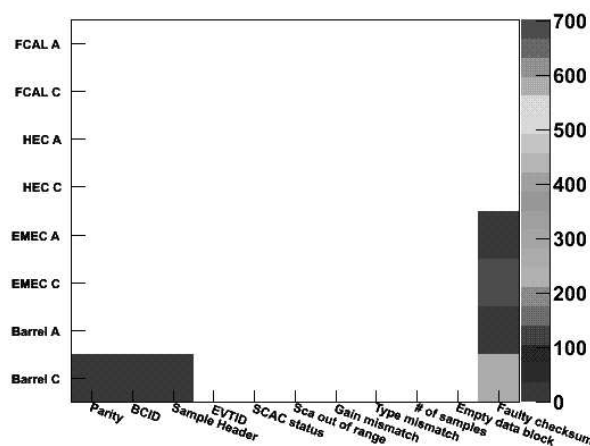


Figure 10 : vue compacte par partition de l'ensemble des erreurs observées au cours d'un run de 288000 événements.

3.2 Impact sur l'efficacité de prise de données

Comme préalablement mentionné, un seul échec dans la série de contrôles relatifs à l'intégrité des données entraîne la rejection pure et simple de l'événement, dégradant ainsi l'efficacité de prise de données. Pour chaque période de prise de données, il est ainsi possible d'extraire un taux de rejet du à l'inefficacité du calorimètre à argon liquide.

Un exemple pour le run cosmique 121630 est donné sur la figure 11. Dans ce cas, un rejet de 40% des événements est observé en raison d'une seule carte FEB d'un bouchon, présentant un défaut de synchronisation des adressages de mémoire analogique de l'ordre de 40%. Une observation plus détaillée du comportement au cours du run permet d'apporter une explication. La figure 12 représente ainsi le taux de rejet en fonction du temps : si au début du run (à partir de 18h), le taux d'événements rejetés demeure de l'ordre de 2%, en raison d'un module de type ROS défectueux (voir ci-dessous); à partir de 2h, la totalité des événements sont rejetés. Des investigations complémentaires ont permis de corrélérer cette bouffée de signaux de déclenchement avec une décharge lente du solénoïde.

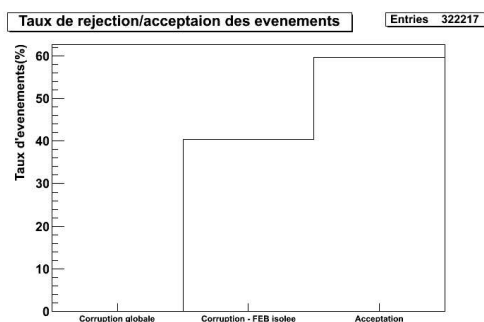


Figure 11 : taux et origines de la rejection d'événements - Run 121630.

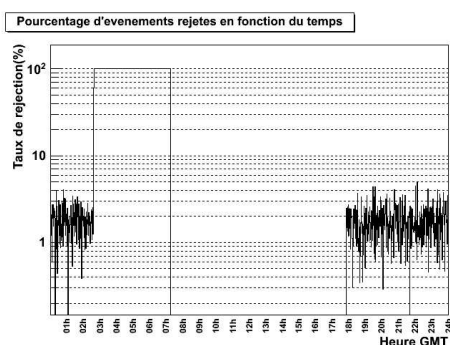


Figure 12 : taux de rejet en fonction du temps - Run 121630.

Le cas présenté est unique dans le sens où un taux d'erreur intermédiaire de l'ordre de 40% n'avait jamais été observé auparavant (ce run ne sera plus considéré dans la suite). Une fois le système correctement configuré, le taux d'erreur demeure très faible :

- soit marginal inférieur, limité à quelques événements sur plusieurs centaines de milliers ; dans ce cas, l'impact sur l'efficacité demeure négligeable ;
- soit de l'ordre du pour cent. Ce cas n'a été observé qu'en présence de modules d'acquisition défectueux en aval des cartes ROD (module ROS). Ce genre de problème est détecté par la comparaison de la taille des blocs données, telle que calculé par les cartes ROD et recalculé par le système d'assemblage des événements. Son taux d'occurrence est également rare ; en outre, ces cartes étant situées dans la salle de comptage, elles demeureront accessibles tout au long de la prise de données, afin de pouvoir être remplacées si nécessaire.

Le taux d'acceptation, défini comme le complémentaire de celui de rejet, est représenté sur la figure 13 pour la prise de données de l'automne 2009, en présence de faisceaux, avec une statistique de plus de 1.5 millions d'événements. On observe ainsi une efficacité systématiquement supérieure à 99.8 %.

Par ailleurs, il convient de souligner que des tests extensifs ont été réalisés avec succès en conditions de haut taux de déclenchement avec une source aléatoire.

Donc, sous réserve que les conditions de bruit au cours de fonctionnement du LHC demeurent dans les spécifications, on peut espérer un impact marginal des corruptions de données sur l'efficacité du calorimètre à argon liquide.

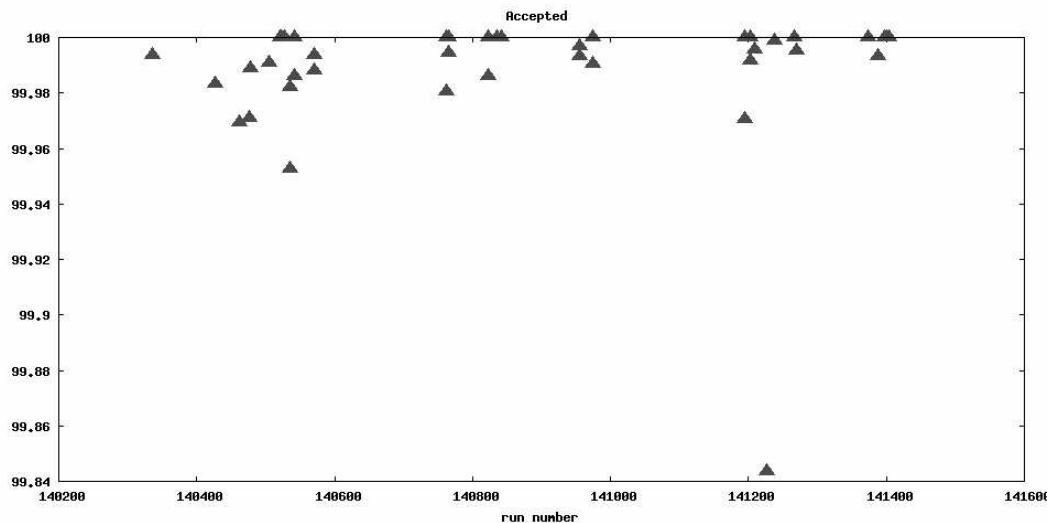


Figure 13 : taux d'acceptation des événements en fonction du temps. Le temps est référencé par le numéro de run ATLAS (période de prise de données cosmiques de l'automne 2009, correspondant à 1.5 millions d'événements).

4 Performances en terme de bruit

La ligne de base électronique et le bruit associé sont régulièrement mesurés au cours des runs de type « pedestal ». Avec pour objectif de principalement caractériser le bruit issu de la chaîne électronique et non la procédure de reconstruction de l'énergie, la plupart des analyses sont réalisées sur les seuls échantillons numérisés exprimés en coups ADC. Un exemple de distribution pour une cellule quelconque est donnée sur la figure 14. La valeur moyenne de la distribution correspond à la ligne de base, appelé aussi piédestal; sa dispersion est une estimation du bruit électronique.

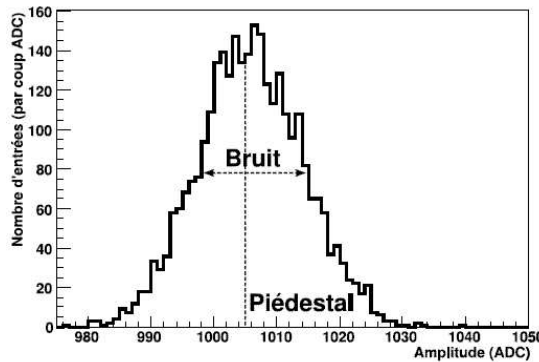


Figure 14 : exemple de distribution des coups ADC enregistrés pour une cellule.

Ces mesures sont la matière première de la caractérisation des performances en terme de bruit. Elles peuvent cependant être complémentées par un ensemble de mesures qui seront aussi présentées dans ce chapitre.

Par la suite, on notera ADC la valeur brute d'un échantillon numérisé pour un événement, Ped la valeur de la ligne de base estimé lors d'un run pedestal et σ celle du bruit électronique associé. Ainsi : $Ped = \langle ADC \rangle$ et $\sigma^2 = \langle ADC^2 \rangle - \langle ADC \rangle^2$.

4.1 Bruit capté à 17 MHz

Pour chaque canal individuel, une mesure du piédestal et du bruit est réalisée. Cette mesure est traditionnellement présentée d'une manière compacte par carte FEB, qui comporte chacune 128 voies. Un exemple est donné sur la figure 15 et sur la figure 16.

En l'occurrence, l'exemple présenté ici se rapporte à une carte FEB reliée à des cellules du compartiment milieu, dont on a mesuré les caractéristiques à un mois d'intervalle. Les valeurs de ligne de base sont toutes situées autour de 1000 ADC, permettant ainsi de pouvoir enregistrer le comportement du signal, quand celui-ci devient négatif (voir figure 6), tout en se situant loin de la saturation, située à 4095. Elles demeurent stables à un mois d'intervalle.

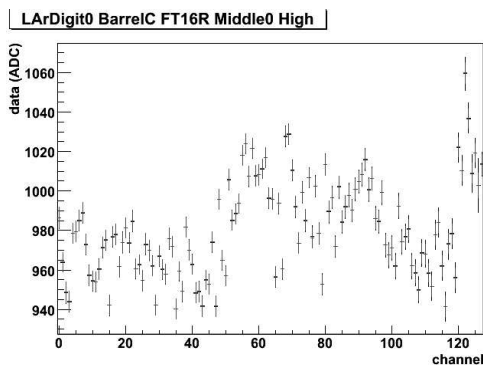


Figure 15 : valeurs du piédestal pour 128 canaux d'une FEB mesurées en mai 2006 (noir) et juin 2006 (rouge).

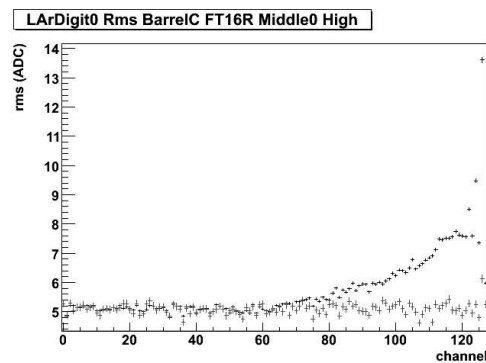


Figure 16 : valeurs du bruit pour 128 canaux d'une FEB mesurées en mai 2006 (rouge) et juin 2006 (noir).

En mai 2006, le bruit est mesuré comme uniforme dans toutes les cellules de la carte FEB autour de 5 ADC, ce qui correspond après l'application du filtre optimal à un bruit de l'ordre de 20 MeV, soit dans les spécifications imposées originellement. Cependant, un mois plus tard, le bruit a augmenté fortement dans les canaux supérieurs à 80. Ce cas pathologique fut le premier réellement sérieux à se manifester au sein du calorimètre.

Plusieurs outils furent développés afin de mieux caractériser ce bruit. Pour cela, les cartes FEB sont configurées pour numériser 32 échantillons et les cartes ROD transmettent au système d'acquisition central l'intégralité de ces échantillons. Il est ainsi possible d'observer événement par événement les bouffées de bruit sur une large fenêtre temporelle de 800ns avec une fréquence d'échantillonnage de 40 MHz, un peu à la manière d'un oscilloscope. Et pour poursuivre l'analogie, on peut implémenter a posteriori un pseudo déclenchement en réajustant le temps $t=0$ sur la valeur de l'échantillon le plus élevé afin de moyenner l'effet sur des longues durées ou sur plusieurs canaux. L'application de cette procédure sur un nombre conséquent d'événements et tous les canaux d'une carte FEB permet d'obtenir le spectre de bruit représenté sur la figure 17 mettant en évidence d'un bruit haute fréquence avec une enveloppe basse fréquence (Nota : la valeur de la ligne de base est arbitraire). Dans l'intervalle de temps $[-11; 11]$, l'unité de base étant celle de l'horloge 40 MHz utilisée par la carte FEB, sont observés 10 pics. De cela on déduit que le bruit haute fréquence a pour période approximative $22/10 \times 25\text{ns} = 55\text{ns}$, correspondant à une fréquence approximative de 18 MHz.

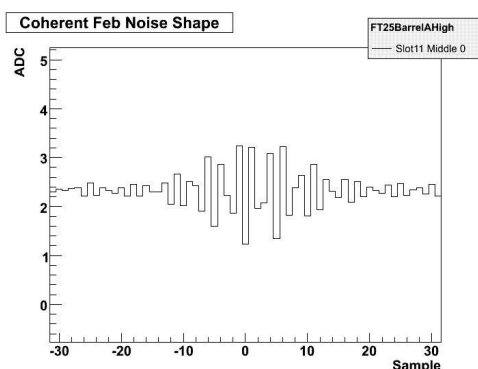


Figure 17 : spectre de bruit reconstruit à l'aide des données enregistrées en mode 32 échantillons. La légende horizontale est relative aux échantillons de pas 25ns.

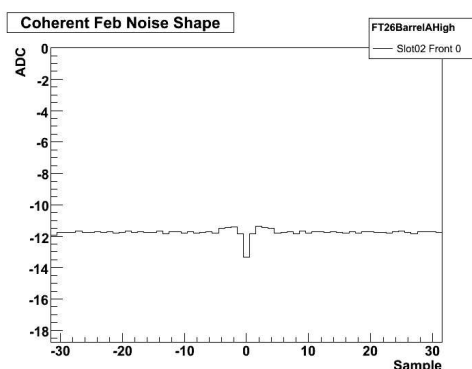


Figure 18 : spectre de bruit reconstruit à l'aide des données enregistrées en mode 32 échantillons. La légende horizontale est relative aux échantillons de pas 25ns.

Pour comparaison, le comportement classique d'une FEB est donné sur la figure 18 : un spectre plat est révélateur d'une absence de bruit cohérent, la dépression observée à $t=0$ étant simplement due à la procédure de pseudo déclenchement.

Le diagnostic de cette analyse a été confirmé par une mesure in situ réalisée directement sur le signal analogique de déclenchement de niveau 1 à l'aide d'un oscilloscope numérique, qui a révélé la présence d'une source de bruit de fréquence 17 MHz. Ce cas est une illustration de l'intérêt de cette configuration particulière des cartes FEB, qui permet une caractérisation assez détaillée du bruit sans avoir accès au détecteur.

Une fois les caractéristiques de cette source de bruit parasite bien mesurées, il s'est avéré que la source en était les alimentations basse tension du calorimètre à tuiles et qu'il était rayonné dans les châssis frontaux par un câble du réchauffeur de la traversée. Pour remédier à ce problème, conjointement à une amélioration des performances des alimentations, il a été surtout décidé de concevoir un filtre haute fréquence additionnel qui a été installé dans l'intégralité des châssis frontaux. L'effet positif de l'installation de ces filtres additionnels est clairement visible sur la figure 19 pour des cartes FEB connectées à des cellules du compartiment avant.

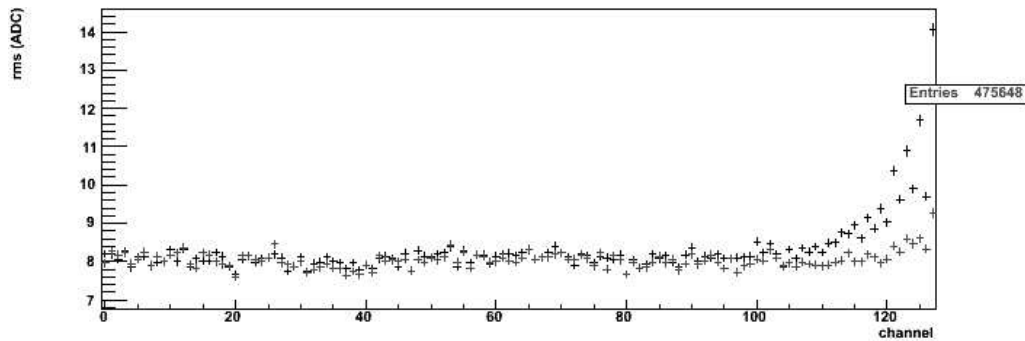


Figure 19 : valeurs du bruit pour 128 canaux d'une FEB mesurées sans filtre additionnel haute fréquence (en noir) et avec (en rouge).

4.2 Recherche de canaux instables

Les valeurs de la ligne de base et du bruit électronique étant extraites des runs de type « pedestal », un contrôle de la stabilité de ces paramètres est réalisé en comptant le nombre d'événements pour lesquelles la valeur de l'échantillon numérisé se situe à plus de 3 fois le bruit de la valeur de la ligne de base.

En supposant un comportement gaussien et des caractéristiques parfaitement stables, un taux d'événements de 0.27% est attendu. Une déviation de cette valeur indiquerait une variation de la ligne de base ou du bruit. A titre indicatif, est donnée dans le tableau ci-dessous une correspondance entre le taux d'événements observés dans les queues à 3σ et la variation du bruit, en supposant la ligne de base parfaitement stable.

Taux d'événements dans les queues à 3σ	0.1%	1%	5%	20%
Variation du bruit par rapport à la référence	-10%	+15%	+50%	+130%

Le taux d'événements dans les queues à 3σ mesuré au cours d'un run avec déclenchement aléatoire est représenté sur la figure 20 pour l'ensemble des canaux du calorimètre. On observe ainsi que la totalité des canaux ont un comportement très stable, avec un taux d'événements très proche de la valeur attendue de 0.27% et aucun canal au-delà de 2%.

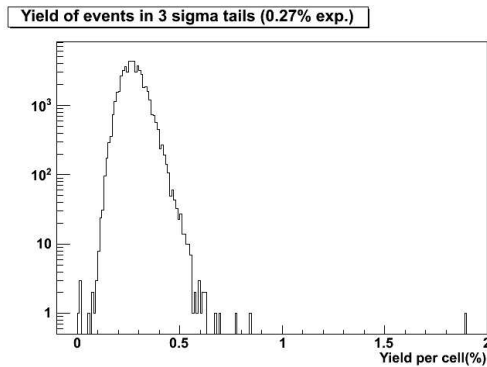


Figure 20 : taux par canal d'événements dans les queues à 3σ (déclenchement aléatoire et mesure sur le seul premier échantillon)

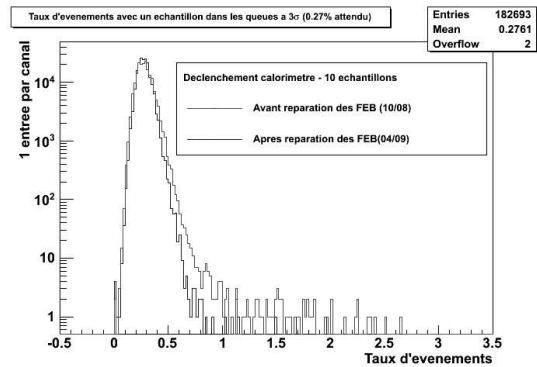


Figure 21 : taux par canal d'événements dans les queues à 3σ à deux périodes distinctes (déclenchement sur le calorimètre et mesure sur 10 échantillons).

La figure 21 est le résultat d'une étude similaire complémentaire. Au lieu de considérer des données acquises avec un déclenchement aléatoire, les données enregistrées au cours d'un run cosmique (voir chapitre 5) avec un déclenchement calorimétrique sont analysées avec le même algorithme pour détecter des cellules qui peuvent être sujettes à des bouffées de bruit limitées dans le temps. En outre, tous les échantillons numérisés sont pris en compte : au vu du faible flux de muons traversant le détecteur, une déviation de la valeur attendue de 0.27% ne peut trouver sa source que dans une source de bruit électronique, qui serait elle-même à l'origine du déclenchement de l'acquisition.

Ainsi, en octobre 2008, si la quasi-totalité des canaux présentent un comportement normal, des queues de distributions significatives sont observées pour quelques dizaines de canaux. Une étude détaillée des canaux atypiques a permis de révéler que ces pathologies trouvaient leur cause dans la présence de préamplificateurs défectueux ; au cours de l'hiver 2009, où l'accès aux cartes FEB était possible, il a été décidé de procéder au remplacement de ces préamplificateurs. Une amélioration significative a été observée, comme en témoigne la mesure réalisée en avril 2009 dans les mêmes conditions expérimentales (figure 21).

4.3 Recherche de bruit cohérent

Conjointement à l'étude détaillée au paragraphe 4.2, il est possible d'également extraire événement par événement le nombre de canaux du calorimètre, dont un échantillon numérisé se trouve éloigné de 3σ de la ligne de base. Là encore, en supposant le comportement du calorimètre stable et gaussien, la valeur attendue de cette observable se situe proche de 0.27%, toute déviation notoire étant symptomatique d'une bouffée de bruit cohérent dans l'ensemble du sous détecteur. La distribution de ce taux extrait pour chaque événement pour l'ensemble du calorimètre est représentée sur la figure 22 pour une mesure réalisée en décembre 2007 avec un déclenchement aléatoire. On constate ainsi la présence d'un nombre non négligeable d'événements pour lesquels un taux supérieur à 0.5% était observé, ce qui signifie qu'une large fraction des canaux dévie simultanément de leur ligne de base électronique.

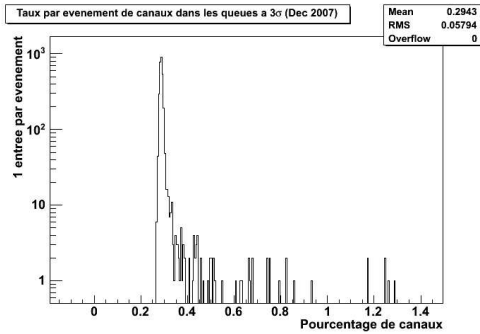


Figure 22 : taux événement par événement de canaux dont un échantillon numérisé se trouve à 3σ de la ligne de base. Mesure réalisée en décembre 2007.

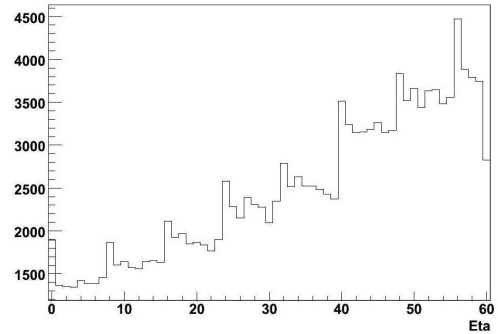


Figure 23 : nombre d'événements par canal du prééchantillonneur pour lesquels un échantillon numérisé se trouve à 3σ de la ligne de base. L'axe x représente la pseudo rapidité (les valeurs entières couvrent l'intervalle $[0;1.4]$).

Une étude détaillée de ces événements a permis de montrer que les cellules du prééchantillonneur étaient préférentiellement touchées. Puis il a été possible de montrer que la distribution de ces cellules touchées avait une périodicité particulière en pseudo rapidité. Cela est relaté sur la figure 23.

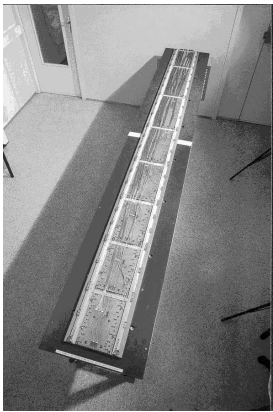


Figure 24 : module de prééchantillonneur.

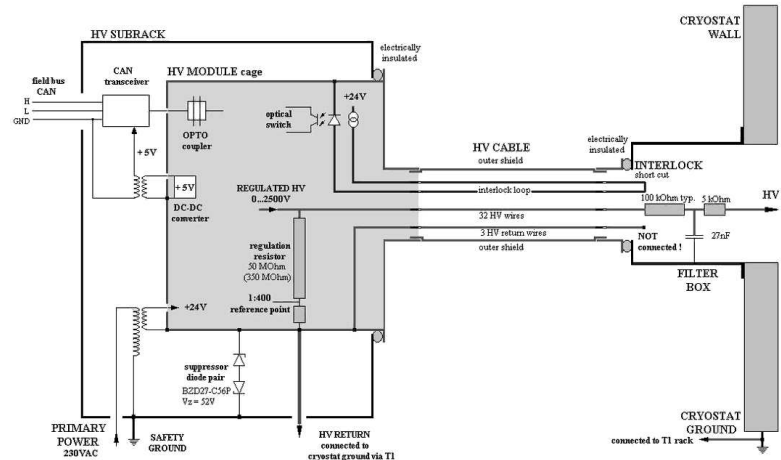


Figure 25 : Schéma d'alimentation haute tension du calorimètre.

On remarque ainsi la présence de 8 pics de bruit plus importants correspondant à la segmentation du prééchantillonneur en 8 secteurs disposés suivant la pseudo rapidité ; cette segmentation est visible sur la photo de la figure 24 proposant une photo d'un module du prééchantillonneur, élément de base du détecteur en comportant 64 disposé suivant la coordonnée azimutale. Les pics se trouvent en outre situés au point d'alimentation de la haute tension. Ces indications ont permis de se convaincre que le bruit était injecté directement à l'intérieur du cryostat et non au niveau des châssis frontaux comme on avait pu déjà l'observer (voir paragraphe 4.1). L'alimentation en haute tension était en outre fortement suspectée. La figure 25 détaillant ce schéma d'alimentation permet de comprendre la source des problèmes observés.

Le point faible de ce schéma réside en fait dans l'absence de contact électrique direct entre le filtre en entrée (« filter box ») et la masse du câble haute tension. Théoriquement, ces deux masses devraient cependant être communes en raison du retour de masse opéré via le module haute tension (« HV module »); cependant, cette masse commune présente des défauts en raison de la longueur des câbles mise en jeu, les modules haute tension étant situés dans les salles de comptage à près de 100m du détecteur. Une mesure entre le blindage du câble haute tension et la masse de la boîte de filtre a ainsi révélé une différence de tension de l'ordre de 1V. Pour ces raisons, la boîte de filtre ne peut agir convenablement et laisse ainsi passer une fraction du bruit injecté dans le câble haute tension sur tout le chemin entre la salle de comptage et le cryostat.

La solution à ce problème a consisté à connecter électriquement (par un simple circuit capacitif) le blindage et la masse du cryostat afin de rendre à la boîte de filtre toute son efficacité. Le résultat après implémentation de cette solution est représenté sur la figure 26. On observe donc une disparition totale des queues de distribution au delà de 0.3%, signifiant l'efficacité de la réponse apportée au problème. Depuis que cette solution a été implémentée, ces distributions ont toujours montré un comportement parfaitement gaussien et stable.

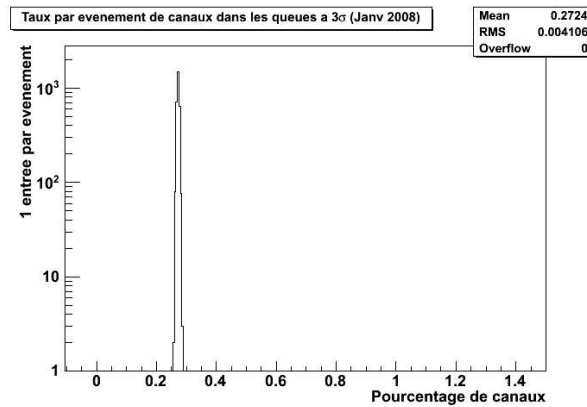


Figure 26 : taux événement par événement de canaux dont un échantillon numérisé se trouve à 3σ de la ligne de base. Mesure réalisée en janvier 2008.

4.4 Recherche de pathologies associées aux mémoires analogiques

Le signal est numérisé après avoir été stocké dans les mémoires analogiques SCA de profondeur 144 compartiments. La soustraction de la ligne de base étant réalisée indépendamment des compartiments dans lesquels ont été stockés les échantillons, il est primordial de vérifier l'uniformité de la réponse des 144 compartiments du SCA.

Pour cela, a été développé un algorithme spécifique, qui extrait la valeur de la ligne de base en fonction du compartiment du SCA. Un exemple de distribution de la valeur du piédestal est donné sur la figure 27 pour une cellule au comportement normal. L'uniformité de cette réponse est caractérisée par le calcul de la dispersion des 144 lignes de bases, qui est représentée pour l'intégralité des canaux du calorimètre sur la figure 28 pour le gain élevé.

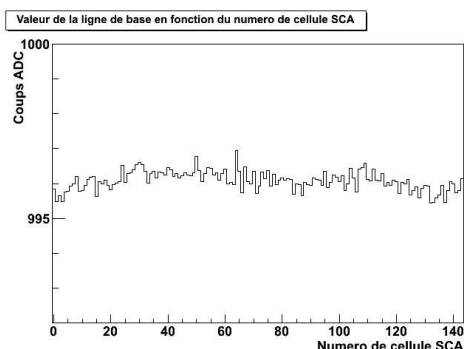


Figure 27 : exemple de variations de la ligne de base en fonction du numéro du compartiment de la mémoire analogique (comportement standard).

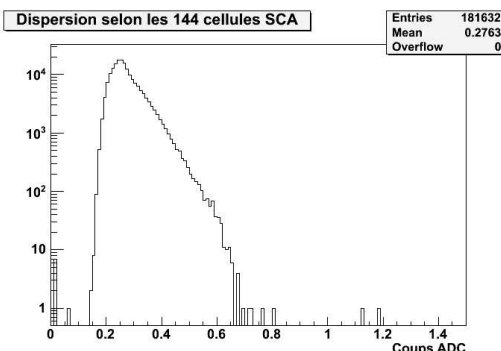


Figure 28 : valeur de la dispersion des lignes de base (en gain élevé) selon les 144 compartiments des SCA de l'ensemble des canaux du calorimètre.

La majorité des canaux présente une valeur de dispersion autour de 0.3 ADC, ce qui est une contribution négligeable par rapport au bruit total de la chaîne électronique.

On observe cependant deux canaux dont la dispersion est supérieure à 1 ADC ; si l'un d'entre eux est seulement caractérisée par une dispersion un peu élevée sur l'ensemble des 144 compartiments, l'autre a un comportement plus atypique.

Ainsi, est représenté sur la figure 29, la valeur de la ligne de base en fonction du compartiment de SCA. Le comportement est ainsi homogène sur l'ensemble des compartiments à l'exception du compartiment 122, où la ligne de base est décalée de 12 ADC sans raison particulière. L'observation du bruit électronique totalement uniforme sur l'ensemble des compartiments SCA (voir figure 30) permet de montrer que ce décalage est permanent et non du à certains événements fortement pathologiques. Cela signifie que dans moins de 3% des cas (en mode 5 échantillons), un décalage artificiel de 12 ADC sera observé dans ce canal, correspondant au maximum à 120 MeV.

L'impact de ces pathologies sur les performances du calorimètre peut ainsi être considéré comme négligeable.

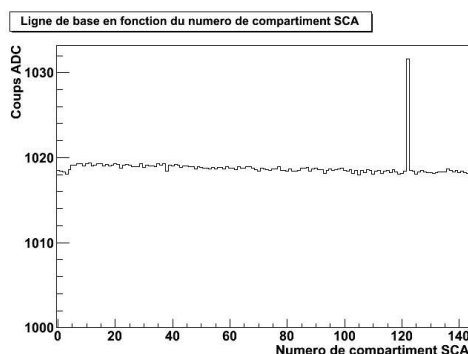


Figure 29 : ligne de base en fonction du compartiment SCA (cellule pathologique ayant une dispersion de 1.2 ADC).

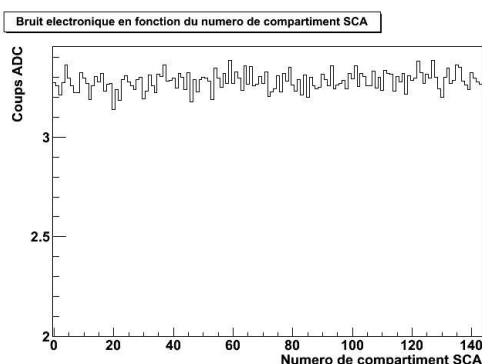


Figure 30 : bruit en fonction du compartiment SCA (cellule pathologique ayant une dispersion de 1.2 ADC).

4.5 Etat du calorimètre au 16 septembre 2009.

A la veille du démarrage du LHC, le calorimètre peut donc être considéré comme presque totalement fonctionnel avec moins de 0.02% de canaux morts. Ces canaux dont la répartition géométrique est donnée sur la figure 31 et la figure 32 trouvent leur origine dans un défaut interne au cryostat et n'ont donc aucune chance d'être corrigés à l'avenir. Le calorimètre comporte en outre d'autres cellules au comportement atypique moins grave [20].

Ainsi, au 16 septembre 2009, la chaîne de lecture digitale principale de 1.16% des cellules était inactive en raison de transmetteurs optiques de la carte FEB défectueux. Ces défauts devront être fixés au cours de la prochaine période de maintenance prévue à la fin de l'année 2010. En attendant, durant la première année de prises de données, les données extraites par la voie analogique de déclenchement seront utilisées pour permettre une estimation approximative de l'énergie déposée dans ces cellules.

Environ 0.03% des cellules étaient également sujettes à un bruit assez élevé pour éventuellement biaiser la reconstruction des amas électromagnétiques. 0.06% des cellules étaient également identifiées comme sujettes à des bouffées temporaires de bruit (voir paragraphe 4.2); dans ce cas, une procédure particulière basée sur la mesure du facteur de qualité est mise en place : ainsi, pour ces cellules, toute mesure d'énergie associée à un facteur de qualité dégradé sera ignorée. Dans ces deux cas, une étude détaillée au cours des premières collisions permettra d'estimer l'impact réel de ces cellules atypiques.

Enfin, 0.34% des cellules présentaient des défauts dans leurs chaînes de calibration, rendant impossible l'extraction individuelle de leurs paramètres de calibration. Dans ce cas, la symétrie azimutale du calorimètre est mise en profit en extrayant pour ces cellules des coefficients de filtrage optimal moyen correspondant à cette position en pseudo rapidité. L'impact de cette substitution devra aussi être précisément estimé mais devrait être marginal pour la résolution du calorimètre.

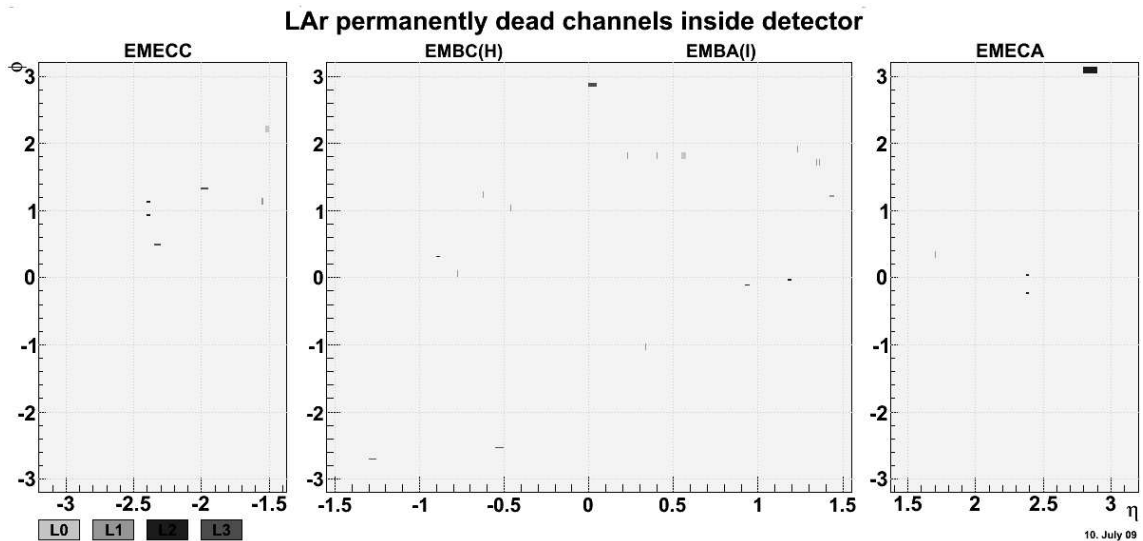


Figure 31 : carte géométrique des cellules du calorimètre électromagnétique définitivement indisponibles. Le code de couleur est relatif au compartiment longitudinal (figure issue de [20]).

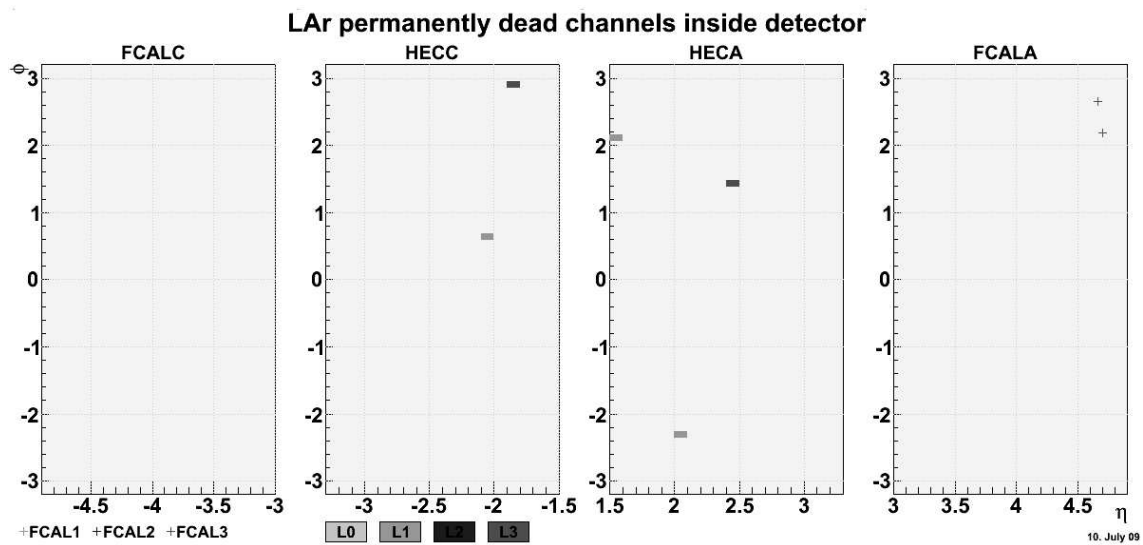


Figure 32 : carte géométrique des cellules des calorimètres hadronique et avant définitivement indisponibles. Le code de couleur est relatif au compartiment longitudinal (figure issue de [20]).

5 Campagnes de prise de données cosmiques

Depuis août 2006, sont régulièrement organisées des campagnes de prise de données cosmiques, au cours desquelles sont détectés les muons provenant des rayons cosmiques. Ces mesures sont complémentaires des autres études réalisées avec des données de calibration, car elles sont les seules qui permettent une étude d'un réel signal physique ; elles permettent en outre de valider l'intégralité de la chaîne de reconstruction, ainsi que de parfaire l'opération du détecteur en conditions réelles.

5.1 Système de déclenchement

Les dépôts d'énergies typiques des muons cosmiques dans le calorimètre électromagnétique sont de l'ordre de 200 MeV ; ce niveau de signal est du même ordre que l'amplitude du bruit observé dans la chaîne analogique utilisée dans la décision de déclenchement de niveau 1. Pour pallier ce problème, le signal issu du calorimètre à tuiles, où les muons déposent des énergies plus élevées de l'ordre de 2-3 GeV, est utilisé pour procéder à la décision de déclenchement. Depuis 2008, ce signal est traité par le système final de déclenchement de niveau 1 des calorimètres, concourant à une nouvelle validation précieuse.

Cependant, lors des premières prises de données, l'indisponibilité de ce système de déclenchement a imposé de concevoir un système autonome utilisant des cartes produites spécialement. Ces cartes de format VME 9U ont pour principales fonctions de discriminer en entrée les signaux provenant de tours de déclenchements du calorimètre à tuiles de couverture angulaire typique $\delta\eta\delta\phi = 0.1 \times 0.1$; chaque carte est conçue pour accepter en entrée jusque 12 signaux avec un seuil de discrimination individuel. Les signaux sont ensuite dirigés vers un FPGA, qui permet de les combiner suivant divers opérateurs logiques afin de procéder à des coïncidences temporelles et ainsi produire un signal de déclenchement unique en sortie ; en pratique, après plusieurs essais et réglages, le schéma adopté le plus souvent a été le suivant : coïncidence d'un signal dans une tour située dans la partie inférieure du calorimètre à tuiles et d'un signal dans une tour située dans la partie supérieure (voir figure 34). Cette configuration offrait des taux de déclenchement généralement compris entre 0.1 Hz et 1 Hz.

Conçues par l'université de Chicago [18], quatre de ces cartes ont été produites et testées sous la responsabilité du LPSC avant d'être utilisées extensivement par la collaboration ATLAS. Une photo d'une de ces cartes est visible sur la figure 33.

5.2 Détection des premiers muons cosmiques dans le calorimètre à argon liquide

En août 2006, a eu lieu la première campagne de prise de données cosmique avec le seul calorimètre électromagnétique tonneau. Le run 7810 est une des premières prises de données significative de quelques heures et comprenant environ 2600 événements. Immédiatement après cette prise de données, il a été possible de vérifier la présence effective de muons.



Figure 33 : carte de déclenchement produite au LPSC.

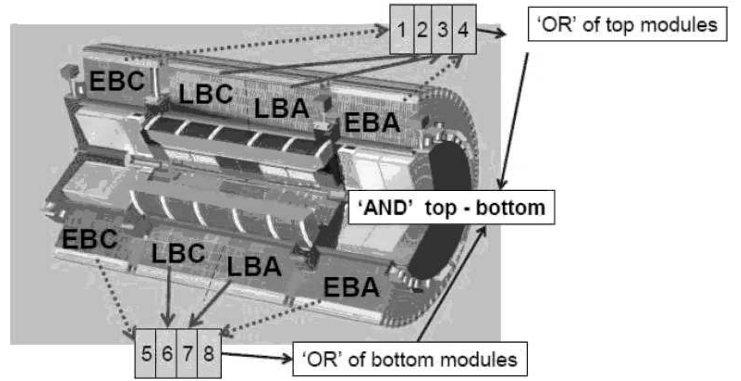


Figure 34 : logique de déclenchement cosmique.

Pour cela et afin de réduire la contribution du bruit électronique, un pseudo filtre optimal a été appliqué pour chaque cellule sur les 5 échantillons numérisés autour du pic. La nouvelle quantité S_5 est ainsi définie : $S_5 = \Sigma (ADC_i - Ped_i)/5$, où la somme est réalisée sur les 5 échantillons numérisés.

En requérant que S_5 soit plus grande que 1.6 fois le bruit électronique mesuré au cours d'un run de calibration, il demeure 1711 cellules, qui sont candidates à un dépôt d'énergie issu de muons cosmiques.

Sur la figure 35, sont représentés ces cellules candidates uniquement pour le compartiment milieu, où les dépôts d'énergies sont les plus probables en raison de leur longueur de radiation proche de $18 X_0$ dans le tonneau. On remarque que les cellules candidates sont contraintes dans la zone géométrique en (η, ϕ) , qui se trouvent dans la continuité des modules du calorimètre à tuile qui concourait à la décision de déclenchement. L'absence quasi-totale de candidats dans la zone $[0 ; 0.2] \times [4.7 ; 4.9]$ s'explique par l'absence d'alimentation d'un secteur haute tension du calorimètre à argon liquide au moment de la prise de données. Enfin, la région $(\eta = 0.5, \phi = 4.8)$ voit une accumulation de signal en raison de sa localisation dans la continuité des puits d'accès expérimentaux, où le flux de muons est plus important.

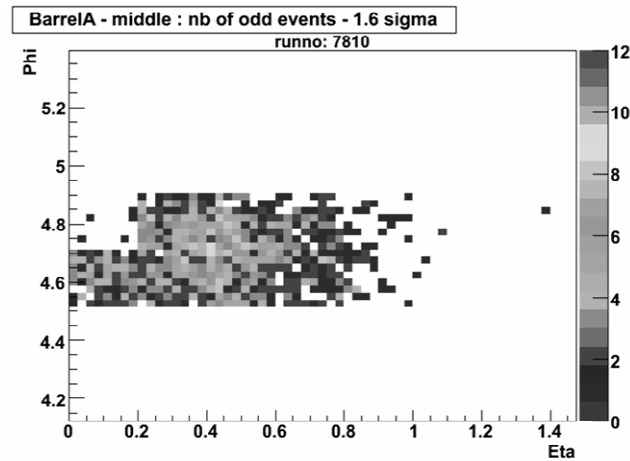


Figure 35 : carte en (η, ϕ) du compartiment milieu des cellules candidates à un dépôt d'énergie de muons.

Il est en outre possible de tracer la corrélation géométrique des coordonnées des cellules candidates pour certains événements où un dépôt a été décelé à la fois dans une cellule du compartiment avant et dans une cellule du compartiment milieu. Cela est représenté sur la figure 36 pour la pseudo rapidité et sur la figure 37 pour l'angle azimutal. La corrélation proche de 100% est une preuve de plus que le signal observé provenait bien de particules réelles et que le calorimètre électromagnétique à argon liquide était capable de détecter des muons cosmiques, ce pour quoi il n'avait pas vraiment été conçu.

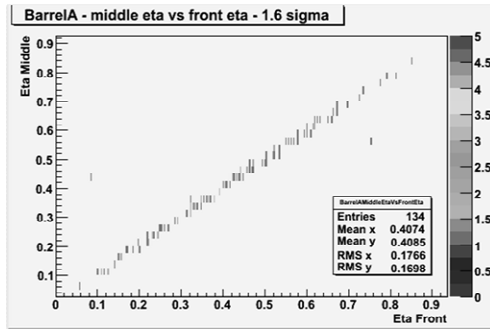


Figure 36 : corrélation en η des cellules des compartiment avant et milieu.

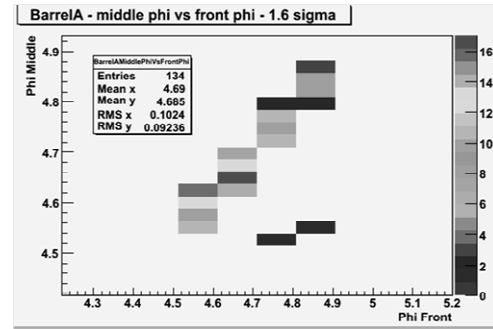


Figure 37 : corrélation en ϕ des cellules des compartiments avant et milieu.

5.3 Plus loin avec les rayons cosmiques

La brève analyse présentée ci-dessus n'était que la preuve immédiate des capacités de détection du calorimètre à argon liquide. Suite à cela, de nombreuses campagnes de prises de données cosmiques ont eu lieu. Ainsi entre août 2006 et mars 2007, ce sont près de 120000 événements qui ont été enregistrés. Cette statistique conséquente a permis des études multiples dont je ne mentionne ici que quelques aspects[19].

Les muons en tant que particule au minimum ionisant déposent généralement quelques centaines de MeV dans le calorimètre électromagnétique. Une sélection sur la distance minimale au point d'interaction d'ATLAS est appliquée afin d'extraire un échantillon d'événements presque projectifs et d'étudier ainsi l'uniformité du détecteur.

Sur la figure 38 est représentée la distribution d'énergie des amas situés dans l'intervalle de pseudo rapidité $[0.3 ; 0.4]$. Les distributions, présentées pour deux méthodes différentes de reconstruction d'amas, peuvent être ajustées sur une distribution de Landau, convoluée avec une distribution gaussienne pour tenir compte du bruit électronique. La figure 39 montre quant à elle la variation en fonction de la pseudo rapidité de la valeur la plus probable (MPV) de la fonction de Landau issue de l'ajustement. La variation estimée à partir de simulations Monte Carlo est également superposée ; un accord de l'ordre de 3% entre données et simulation est observée, ce qui est inférieure à l'incertitude sur la normalisation de l'énergie dans la simulation, qui est estimée à 5%.

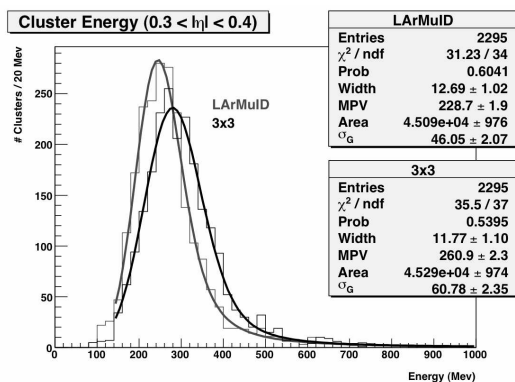


Figure 38 : distribution d'énergies des amas pour 2 méthodes différentes (figure issue de [19]).

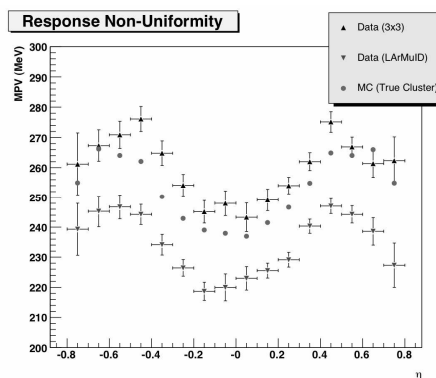


Figure 39 : variation en fonction de η de la valeur la plus vraisemblable (MPV) issue de l'ajustement de Landau (figure issue de [19]).

Une très faible fraction de muons dépose également dans le calorimètre à argon liquide une énergie significative pouvant atteindre plusieurs GeV. Pour de tels événements, la contribution du bruit électronique devient négligeable et il devient alors possible de comparer la forme du signal reconstruit avec sa prédiction. Un exemple est donné sur la figure 40, où un dépôt de 15 GeV est observé avec un accord sur la forme du signal et sa prédiction meilleur que 2%.

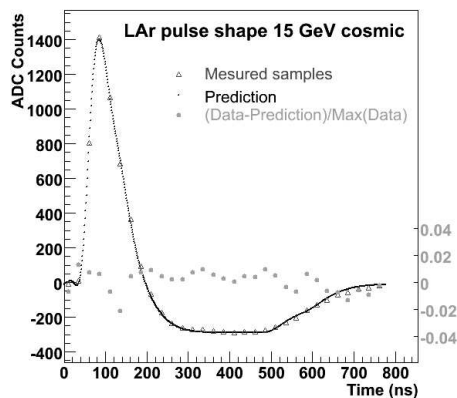


Figure 40 : formes des signaux enregistré et prédit pour un dépôt d'énergie de 15 GeV dans le tonneau électromagnétique (figure issue de [19]).

6 Détermination de la qualité des données du calorimètre

La détermination de la qualité des données des sous détecteurs est la première étape indispensable préalable à la reconstruction des objets physiques (électrons, photons, pions...) et évidemment à toute interprétation des événements enregistrés.

La politique d'ATLAS en la matière est assez ambitieuse, puisqu'elle prévoit de pouvoir apporter une réponse dans la semaine suivant la prise de données.

L'étude détaillée du calorimètre menée depuis plusieurs années a été le socle de connaissances sur lequel s'est appuyée la définition de la politique spécifique au calorimètre à argon liquide, qui est détaillée dans cette partie.

6.1 Politique de reconstruction des données dans ATLAS

Avec une taille moyenne d'événement de 1.6 MBytes et un taux d'acquisition pouvant atteindre 100 Hz, le volume de données stockées sur disque par jour peut atteindre 20 TBytes. Les données brutes sont dans un premier temps stockées provisoirement sur disque pour être facilement accessibles au système de reconstruction et de production des fichiers de données allégées. Avec une taille de disques de stockage limitée à environ 600 TBytes, il a été requis de pouvoir reconstruire l'intégralité des données enregistrées par l'expérience au plus tard une à deux semaines après leur acquisition; cette opération se déroulera au centre principal de la grille LHC Grid, appelé tier0 et localisé au CERN.

Des algorithmes de certification de la qualité, au nombre desquels figurent ceux détaillés dans les parties 3 et 4, sont continuellement utilisés au cours des différentes étapes de la prise de données et de la reconstruction [21] :

- durant la prise de données proprement dite, où une fraction des événements est disponible : ce stade est crucial pour permettre de détecter tout problème sérieux qui pourrait rendre les données inutilisables (désynchronisation de l'acquisition par exemple, ou présence de cellules bruyantes qui pourrait entraîner une saturation du système de déclenchement...).
- Immédiatement après la fin de l'acquisition de données, a lieu au tier0 une première reconstruction d'un lot de données choisies pour couvrir un large spectre des signaux de déclenchements (« express stream »). A ce moment, les algorithmes de contrôle de qualité de données sont également exécutés. Une première estimation fiable de la qualité globale des données est ainsi disponible. Parallèlement à cette procédure, peuvent également être exécutées sur un ferme de PC propre à ATLAS (appelé CAF pour « Computing Analysis Facility »), des tâches spécifiques à chaque sous détecteur, comme par exemple l'alignement des chambres à muons à l'aide des traces reconstruites.
- Au vu du résultat de ces différentes procédures, les différents experts de chaque sous détecteur ont entre 3 et 4 jours pour mettre à jour leurs différentes bases de données (par exemple des constantes de calibration des calorimètres, des nouvelles cellules problématiques trouvées, de l'alignement des chambres à muons...). L'échantillon choisi de données est à nouveau reconstruit au tier0 afin de pouvoir quantifier l'impact des différentes mises à jour.
- Il sera alors possible de débiter la reconstruction intégrale des données (« bulk »), à laquelle sera également associée une détermination de qualité finale. Si à l'issue de la deuxième reconstruction partielle, la qualité des données n'est pas jugée suffisante, les

données ne seront pas reconstruites intégralement avant la reconstruction améliorée, qui devra se dérouler dans les différents centres secondaires (tier1), plusieurs mois plus tard.

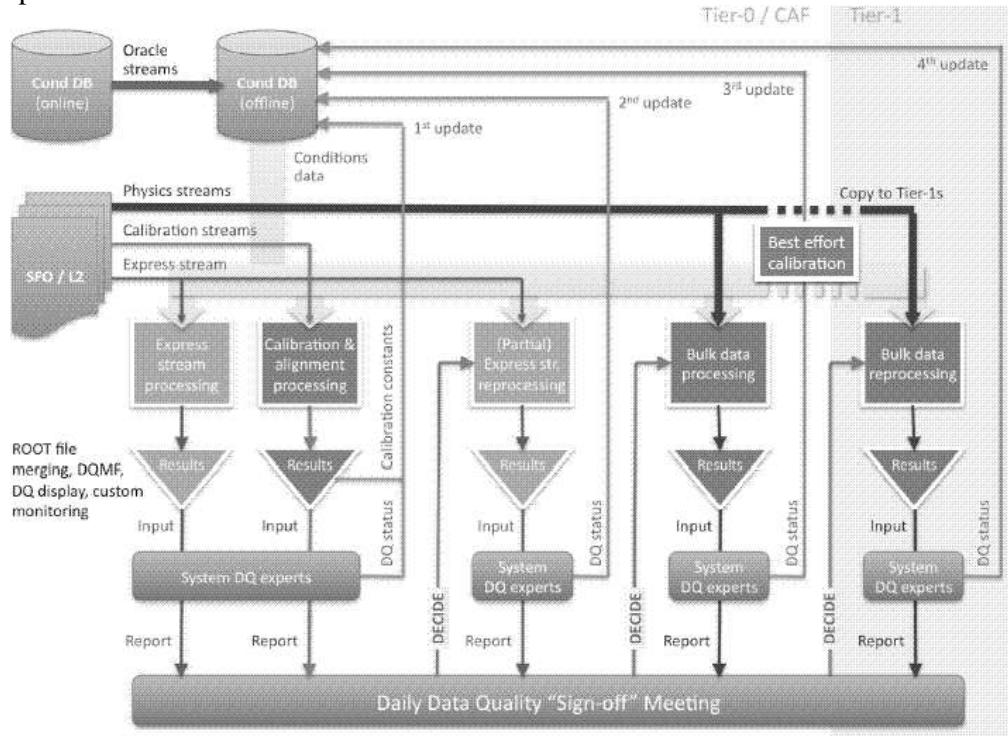


Figure 41 : principe des différentes étapes de reconstruction et étiquetage des données (figure avec l'aimable autorisation de Andreas Hoecker).

Cette procédure est résumée sur la figure 41. Eu égard à la complexité des sous détecteurs, du volume de données ainsi que des fortes contraintes temporelles, le processus de détermination de la qualité des données a dû être automatisé le plus largement possible.

Ainsi, à chaque histogramme produit par un algorithme de contrôle des données, est associée une vérification élémentaire (par exemple relative au nombre d'entrées, au résultat d'un ajustement, à une valeur d'une uniformité...) avec pour seul résultat possible une simple couleur : rouge, jaune ou vert. Les résultats des différentes vérifications sont alors combinées suivant un arbre de décision afin d'aboutir à une couleur unique pour chaque partition du sous détecteur (dans le cas du calorimètre à argon liquide : EMB, EMEC, FCAL et HEC).

Le résultat de ces vérifications est à la fois destiné aux personnes opérant le sous détecteur pour signifier le besoin d'une action (comme la mise à jour de constantes de calibration) mais aussi aux personnes analysant les données à un niveau de complexité supérieur (objets physiques par exemple) pour leur indiquer si les données méritent d'être analysées plus en détail.

- Les données rouges sont considérées comme irrécupérables et inutilisables, par exemple dans le cas d'une corruption majeure. Il est inutile de les reconstruire à nouveau ni de les analyser.
- Les données jaunes ne sont pas d'une qualité parfaite mais une action des personnes opérant le sous-détecteur devrait permettre de les rectifier. L'effet de cette action sera contrôlé par les étapes suivantes de la reconstruction. Il est fortement déconseillé de procéder à une analyse plus avancée de ces données, tant qu'elles demeurent étiquetées jaune.

- Les données vertes sont considérées comme pouvant servir à toutes les analyses de physique.

Les personnes opérant un détecteur se conservent évidemment la possibilité d'assigner manuellement a posteriori une couleur différente, qui viendra se substituer au résultat issu des vérifications automatiques. Enfin, il convient de souligner que, en aval de cette procédure propre aux sous détecteurs, une vérification de la qualité de reconstruction des objets physiques est également requise préalablement à toute interprétation en terme de physique (mesure de section efficace, recherche de nouvelle physique...).

L'intégralité de ces vérifications avec les étiquetages associés est disponible en temps réel sur une interface web accessible du monde entier (voir figure 42).

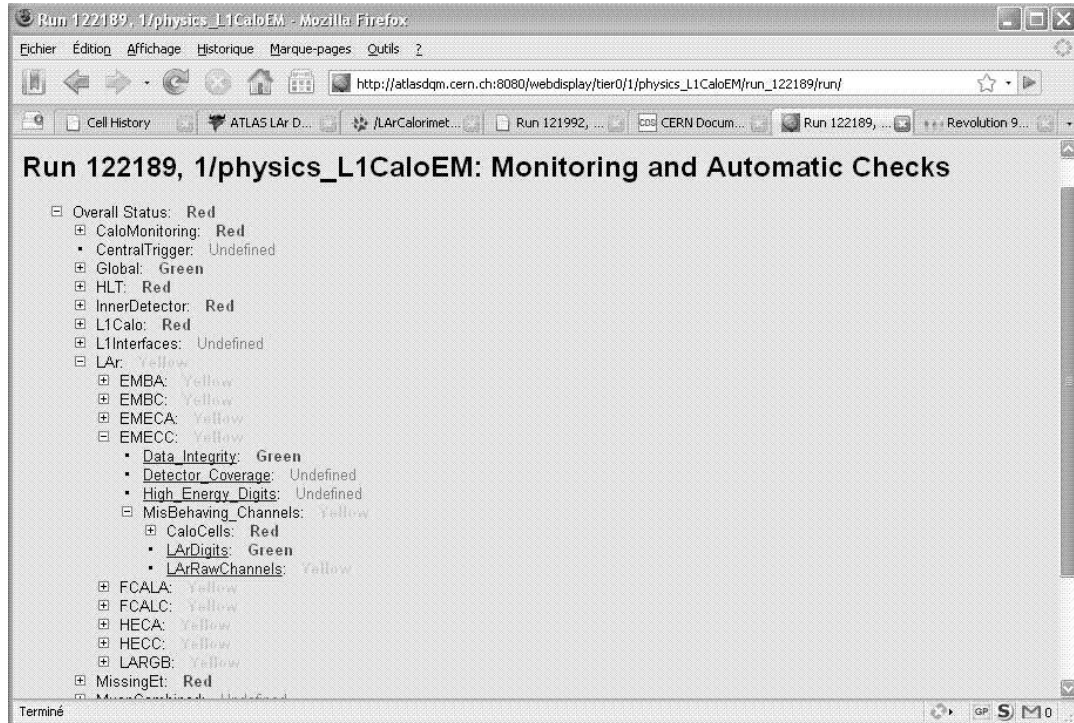


Figure 42 : interface web résumant l'intégralité des étiquetages de données.

6.2 Politique de certification des données du calorimètre à argon liquide

Pour chaque partition du calorimètre à argon liquide, l'étiquetage de la qualité des données est réalisé en considérant plusieurs sous catégories :

- intégrité des données : cette vérification de base permet de s'assurer que les données enregistrées ne présentent pas de corruption majeure les rendant inutilisables. Les vérifications sont basées sur le résultat des contrôles détaillés au chapitre 3.
- Contrôle des données issues des cellules où un dépôt d'énergie conséquent a été observé : dans ce cas, les échantillons numérisés sont disponibles en complément des énergies issues de la procédure de filtrage optimal réalisée dans le DSP. L'étude détaillée de ce jeu réduit de cellules permet de vérifier la synchronisation du détecteur, l'absence manifeste de cellules anormalement bruyantes...
- Recherche de cellules pathologiques : une étude détaillée de l'énergie extraite à différents stades de la reconstruction (en sortie du filtre optimal, puis après application

de masques suivant les pathologies connues de la cellule) permet de détecter toute cellule anormalement bruyante, morte ou avec des constantes de calibration non optimales. Ces vérifications s'appuient principalement sur des événements, dont le déclenchement aléatoire en l'absence de collision (trains du LHC vides de particules) permet de s'absoudre des dépôts d'énergies physiques. Le principe des algorithmes est celui détaillé au chapitre 4.

- Mesure de dépôt d'énergie d'origine physique : principalement basée sur des considérations d'ordre géométrique, comme l'uniformité azimutale du calorimètre, ces vérifications permettent de détecter des effets fins.

Une illustration de cette segmentation de décision est donnée sur la figure 42. Ces différents secteurs de l'étiquetage ont un poids différent suivant à quel stade de la reconstruction ils sont considérés. Lors de la prise de données, les opérateurs vont principalement se concentrer sur les deux premières catégories aptes à révéler des problèmes pouvant impacter irrémédiablement les données. A ce moment, la recherche de cellules pathologiques sera considérée de moindre importance, à condition que les éventuels problèmes n'affectent pas le système de déclenchement. La recherche de cellules pathologiques sera en revanche cruciale lors de la première reconstruction partielle des données afin de s'assurer que tous les problèmes ont été pris en compte.

Outre ces étiquetages, qui sont réalisées systématiquement à toutes les étapes de la reconstruction détaillées précédemment, deux procédures de vérification relatives aux cellules de haute énergie ont été mises en place sur la ferme de calcul CAF. En effet, pour les cellules où les échantillons numérisés sont disponibles, il est possible de vérifier a posteriori la qualité du filtrage optimal effectué par le DSP en comparant la valeur brute extraite du DSP et celle recalculée à partir des mêmes constantes. En outre, il est envisagé de comparer sélectivement la forme du signal observée avec les 5 ou 7 échantillons numérisés avec ce qui est prédit par la procédure de calibration afin de détecter une possible variation de la forme du signal.

A ces outils d'étiquetage, il faut enfin en rajouter un supplémentaire spécifique aux observations du système de contrôle du calorimètre dans ses aspects les plus fondamentaux : fonctionnement du système haute tension, du refroidissement des cartes...

L'ensemble de ces outils, les seuils à appliquer aux différents algorithmes, et les chaînes de décision ont été extensivement testés tout au long des nombreuses périodes d'acquisition de données cosmiques depuis plusieurs années. L'infrastructure apparaît donc prête pour les premières collisions du LHC, même si ces dernières vont comporter des caractéristiques qu'il est impossible de tester pour l'instant : nécessité de vérifier la synchronisation des détecteurs à un niveau non atteignable avec des muons cosmiques, traitement des dépôts d'énergie importants dans le calorimètre...

7 Recherche de nouvelle physique

La nécessité de l'existence de théories au-delà du Modèle Standard a déjà été évoquée au paragraphe 1.1. Parmi celles là, on compte de nombreuses théories, qui prédisent l'existence de nouveaux bosons de jauge massifs neutres et de spin 1 (appelés génériquement Z')[23]: théories de grande unification de type E_6 ou $SO(10)$, théories d'extra dimensions, modèle de petit higgs...

Dans beaucoup de ces modèles, le boson de jauge supplémentaire a une masse laissée libre, pouvant être de l'ordre du TeV ; il sera par conséquent potentiellement produit au LHC, principalement par annihilation de quark-antiquark, les saveurs u et d étant largement dominantes dans la plupart des modèles (voir figure 43). Par la suite, seules les désintégrations en particules déjà connues seront considérées ; en raison du fond QCD très élevé, une découverte dans le canal de désintégration hadronique sera assez difficile ; la découverte d'une nouvelle résonance leptonique à haute masse est beaucoup plus prometteuse, avec une prédilection pour les canaux électroniques et muoniques, qui contrairement aux désintégrations en taus ne comportent pas d'énergie manquante. La signature dans ces cas est très claire et ne comporte que très peu de bruit de fond, la principale source étant le processus de Drell Yan, continuum irréductible mais pouvant être contraint à l'aide des données.

Le potentiel de découverte d'une telle résonance par l'expérience ATLAS est présenté dans ce chapitre dans le cadre de la paramétrisation CDDT[24][25]; cette paramétrisation présente la particularité de n'être basée que sur un nombre limité d'hypothèses d'origines aussi bien théorique qu'expérimentale :

- annulation des divergences dans le calcul des boucles ;
- absence de désintégration des Z' en nouvelles particules ;
- mélange des propagateurs de Z^0 et Z' inférieur aux limites expérimentales données par les expériences LEP ;
- amplitude des courants neutres avec changement de saveur inférieure aux limites expérimentales.

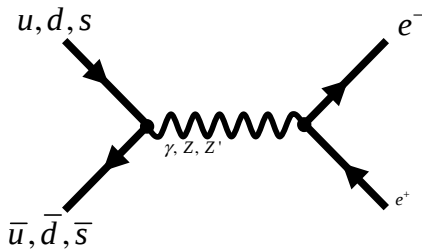


Figure 43 : processus de production de boson Z' .

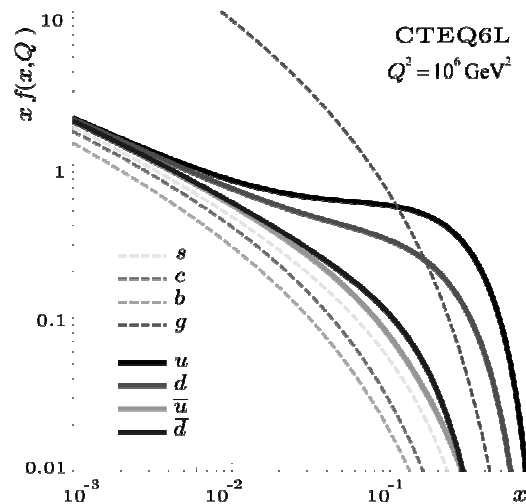


Figure 44 : fonctions de densité partonique.

Ainsi, il a été montré que seuls 4 classes de modèles subsistaient, chacun étant décrit par 3 paramètres libres : $M_{Z'}$ la masse du nouveau boson de jauge, $g_{Z'}$ la force du couplage (aussi dénoté g par la suite) et x , un paramètre décrivant le couplage relatif aux différents fermions.

7.1 Sélection et reconstruction des événements

Afin d'étudier l'efficacité de reconstruction dans un contexte réaliste, plusieurs échantillons d'événements $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$ ont été générés avec le programme PYTHIA[2], la réponse du détecteur ATLAS ayant été simulée à l'aide du programme GEANT. Les événements ont ensuite été reconstruits à l'aide de l'environnement logiciel développé par la collaboration ATLAS[21]. L'étude s'est limitée au domaine de pseudo rapidité $[-2.5 ; 2.5]$.

Des échantillons ont été générés pour deux masses de boson de jauge différentes (1.5 TeV et 4 TeV), ainsi que pour une large variété de modèles - grande unification de type E6, Left-Right, dimensions supplémentaires, chaque modèle étant totalement déterminé par ses constantes de couplage aux fermions connus. L'étude présentée ici proposant une approche indépendante du modèle, il n'est pas utile de détailler les valeurs de ces constantes de couplage. La distribution de partons CTEQ5L a été utilisée et les radiations dans les états initial et final ont été activées. Au total, ce sont 165000 événements qui ont été simulés et reconstruits avec une masse invariante finale comprise entre 500 GeV et 4.5 TeV.

Dans un premier temps, les candidats électrons et positrons sont reconstruits grâce à la méthode officielle d'ATLAS : outre les critères standard sur la forme de la gerbe électromagnétique et les fuites au-delà du calorimètre, il est demandé une haute qualité de trace reconstruite, avec un nombre d'impacts dans le trajectographe supérieur à 6. Il est en outre requis une absence de trace additionnelle dans un large cône (0.05 en η et 0.1 en ϕ) autour de la trace afin de rejeter le bruit de fond QCD et tau essentiellement.

Seuls les événements avec exactement deux candidats de type électron –indépendamment de la charge- sont conservés ; un nouveau critère d'isolation est alors appliqué, en demandant l'absence d'autre amas électromagnétique d'énergie transverse supérieure à 40 GeV. Enfin, les deux candidats électron/positron reconstruits doivent être de charge opposées et dos à dos dans le plan transverse, la différence d'angles azimutaux devant être supérieure à 2.9 radians.

Les efficacités typiques pour cette sélection sont détaillées dans le tableau pour un échantillon d'événements de type modèle standard séquentiel qui ont été générés à une masse de 1.5 TeV. La principale perte d'efficacité se situe lors de la sélection des candidats électrons ; la perte de 27% du signal peut s'expliquer par l'utilisation d'une méthode qui n'a pas été optimisée pour les électrons de haute impulsion transverse. Les résolutions sur l'énergie et la pseudo rapidité reconstruites sont quant à elles présentées sur la figure 45 et la figure 46.

Coupures successives	Efficacité relative
Au moins 2 électrons/positrons avec $ \eta < 2.5$	$82.1 \pm 0.3 \%$
Au moins 2 électrons/positrons identifiés et isolés	$57.1 \pm 0.4 \%$
Electrons/positrons de charges opposés	$53.4 \pm 0.4 \%$
Electron/positron dos à dos dans le plan transverse	$45.9 \pm 0.4 \%$
Evénements acceptés	$45.9 \pm 0.4 \%$

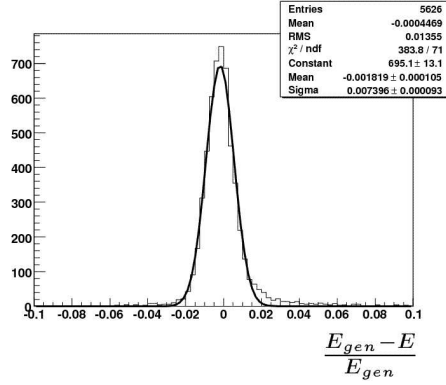


Figure 45 : résolution sur la mesure de l'énergie des électrons.

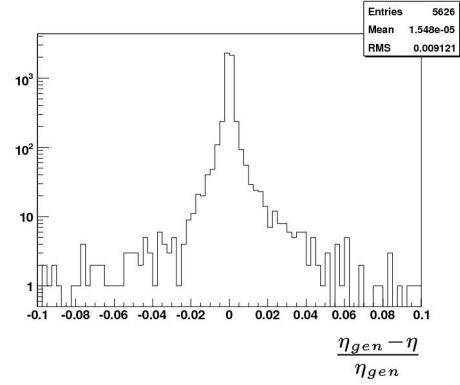


Figure 46 : résolution sur la mesure de la pseudo rapidité des électrons.

7.2 Dépendance en fonction du modèle de l'efficacité

Avec une simulation complète du détecteur et l'utilisation de la reconstruction officielle d'ATLAS, l'efficacité estimée au paragraphe précédent peut être considérée comme réaliste. Cependant, les caractéristiques cinématiques des événements dépendant du modèle de production du Z' , cette estimation ne peut être utilisée pour dériver des limites indépendantes du modèle. Cette difficulté peut être contournée en notant que ces caractéristiques cinématiques sont déterminées sans ambiguïté par la considération des quantités suivantes : l'asymétrie avant- arrière (reliée aux constantes de couplage aux quarks et leptons) et la poussée de Lorentz du Z' (reliée à la masse du boson de jauge et son couplage aux quarks de l'état initial).

Si on introduit l'angle $\cos \theta^*$, l'angle entre le lepton négatif et le quark de l'état initial dans le référentiel de centre de masse du Z' , la section efficace de production peut s'écrire :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} \propto \frac{3}{8} (1 + \cos^2\theta^*) + A_{FB} \cos\theta^*$$

Le coefficient A_{FB} , terme d'asymétrie avant-arrière, dépend du couplage du boson de jauge massif aux quarks de l'état initial et aux produits de désintégration ; il dépend donc fortement du modèle de production sous jacent. Cependant, si on intègre sur deux intervalles symétriques autour de 0, ces termes s'annihilent. Si on remarque que changer le signe de l'observable $\cos \theta^*$ revient à échanger l'électron et le positron, on peut en déduire la propriété suivante : dans n'importe quel intervalle positif ou négatif de pseudo rapidité dans le référentiel de centre de masse du Z' , le nombre total de leptons – électrons et positrons – est indépendant du modèle. Par conséquent, si on suppose que le détecteur a un pouvoir de détection et de reconstruction équivalent pour les électrons et les positrons, l'efficacité de sélection des événements est indépendante du coefficient A_{FB} . Cela ne signifie cependant pas que cette efficacité est indépendante du modèle, puisque la poussée de Lorentz du boson de jauge doit toujours être prise en compte, comme nous allons le voir ci-dessous. Il convient enfin de signaler que le résultat énoncé demeure valide même en cas d'un détecteur imparfait n'ayant pas une efficacité de reconstruction symétrique avant- arrière. En effet, le LHC étant un collisionneur proton - proton, la probabilité que ce soit le quark de l'état initial qui soit dirigé vers l'avant est égal à la probabilité que ce soit l'antiquark.

La poussée de Lorentz du boson Z' peut être directement déduite de sa masse et de sa rapidité. Sur la figure 47, sont représentées les distributions de rapidité pour deux modèles différents; on observe des différences notables, qui peuvent être expliquées par des proportions de saveurs des quarks initiaux variant suivant les modèles de Z' ayant des

constantes de couplages aux leptons différentes. Si en revanche, on sépare pour chaque modèle les contributions provenant des états initiaux de saveurs u et d, et que l'on trace le rapport des distributions de rapidité des bosons, on observe, comme attendu, des distributions de rapidité identiques (voir figure 48).

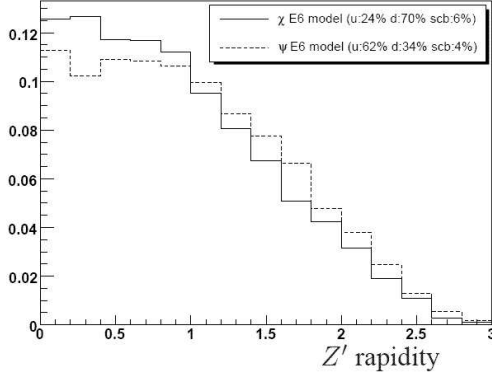


Figure 47 : distribution de rapidité du Z' pour 2 modèles de type E6.

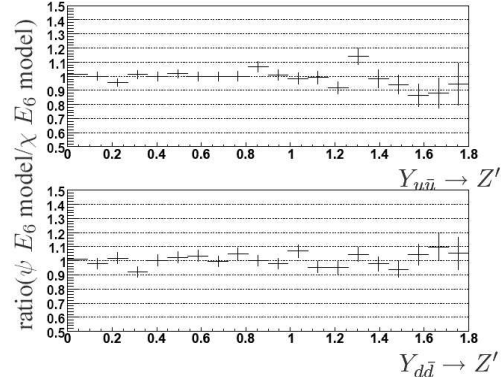


Figure 48 : rapport des rapidités pour deux modèles de type E6, en tenant compte de la saveur des quarks de l'état initial.

Le même raisonnement peut aisément se généraliser à la paire de leptons provenant du Z' : pour une masse donnée de Z' , leurs propriétés cinématiques dépendent uniquement de la saveur du quark initial. Par conséquent, une efficacité moyenne de reconstruction peut être extraite événement par événement dans n'importe quel modèle, avec pour seule connaissance la masse invariante du système dileptonique final et la saveur des quarks de l'état initial. Ces efficacités sont résumées sur la figure 49 pour les quarks de saveur u et la figure 50 pour la saveur d.

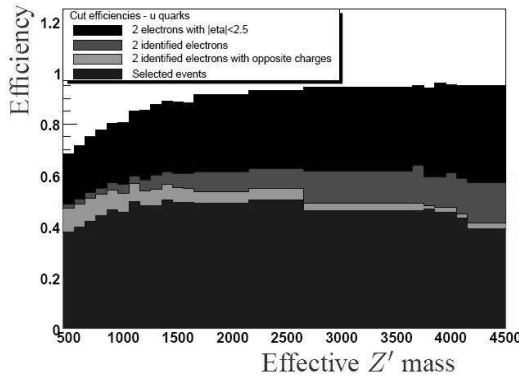


Figure 49 : efficacité de sélection pour des quarks initiaux de saveur u.

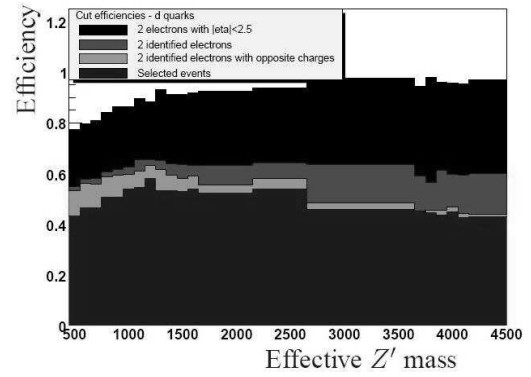


Figure 50 : efficacité de sélection pour des quarks initiaux de saveur d.

Dans les deux cas, plusieurs tendances sont observées quand la masse du Z' augmente :

- en raison d'une poussée de Lorentz qui diminue, la proportion d'événements totalement contenus dans le détecteur augmente.
- L'efficacité de reconstruction des leptons diminue légèrement ; cela peut s'expliquer par le fait que l'optimisation des algorithmes a été réalisée sur des électrons de basse énergie. Cela pourra être amélioré à nouveau dans le futur.
- L'identification correcte de la charge est dégradée, en raison des énergies transverses des leptons plus élevées.
- A contrario, des énergies transverses de leptons plus élevées entraînent une meilleure précision sur l'angle azimutal et donc une plus grande efficacité de la coupure sur l'acolinéarité dans le plan transverse.

Globalement, on souligne aussi que l'efficacité de la sélection est plus élevée pour les événements d'état initial de saveur d que de saveur u . Cela s'explique par les différences de fonctions de densité partonique entre les deux saveurs : celle du quark d étant moins piquée à petit x (voir figure 44), les événements de cette saveur dans l'état initial comporteront en moyenne des bosons Z' de rapidité inférieure à ceux issus d'une annihilation de saveur u . Ces événements seront donc plus souvent contenus dans le détecteur.

On conclut donc que, dans le cas particulier de nouvelles résonances massives de spin 1 se désintégrant en paire de leptons, il est possible, quelque soit le modèle sous jacent, d'estimer précisément l'efficacité de reconstruction du détecteur avec un nombre limité d'événements simulés. Cette méthode peut alors être appliquée dans le cadre de la paramétrisation CDDT.

7.3 Potentiel de découverte d'ATLAS

Les quatre classes de solutions de la paramétrisation CDDT ont été considérées pour estimer le potentiel de découverte du détecteur ATLAS ; trois valeurs de constantes de couplage $g_{Z'}$ ont été choisies, ainsi qu'un large spectre de valeurs x . Les événements générés par Pythia ont été pondérés par l'efficacité estimée par la masse du boson Z' et la saveur des quarks de l'état initial, comme détaillée au paragraphe précédent. Cette procédure a également été appliquée au fond irréductible. Le potentiel de découverte dans le plan $(x, g_{Z'} / M_{Z'})$ a ainsi été dérivé en utilisant l'estimateur de signification $S_{12} = \sqrt{S+B} - \sqrt{B}$, où S et B désignent le nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus.

Les résultats sont présentés sur les figures 51 et 52 pour une énergie dans le centre de masse de collision nominale (14 TeV) et deux valeurs de luminosité intégrée : 400 pb^{-1} et 100 fb^{-1} . Le potentiel de découverte d'ATLAS est déjà au-delà des limites d'exclusion de LEP dans la plupart des scénarios, dès la première année à 14 TeV (cas 400 pb^{-1}); en outre même avec cette luminosité limitée, il est déjà possible de sonder certaines régions de l'espace de phase non encore exclues par CDF. Les limites à plus long terme illustre le potentiel de découverte du LHC, qui est comme attendu bien supérieur à ce que peuvent faire les expériences du Tevatron.

Enfin, ces potentiels de découverte seront encore très probablement améliorés avec les développements déjà envisagés : optimisation de la reconstruction des électrons, raffinement de la méthode de recherche, utilisation de l'asymétrie avant – arrière dans la recherche...

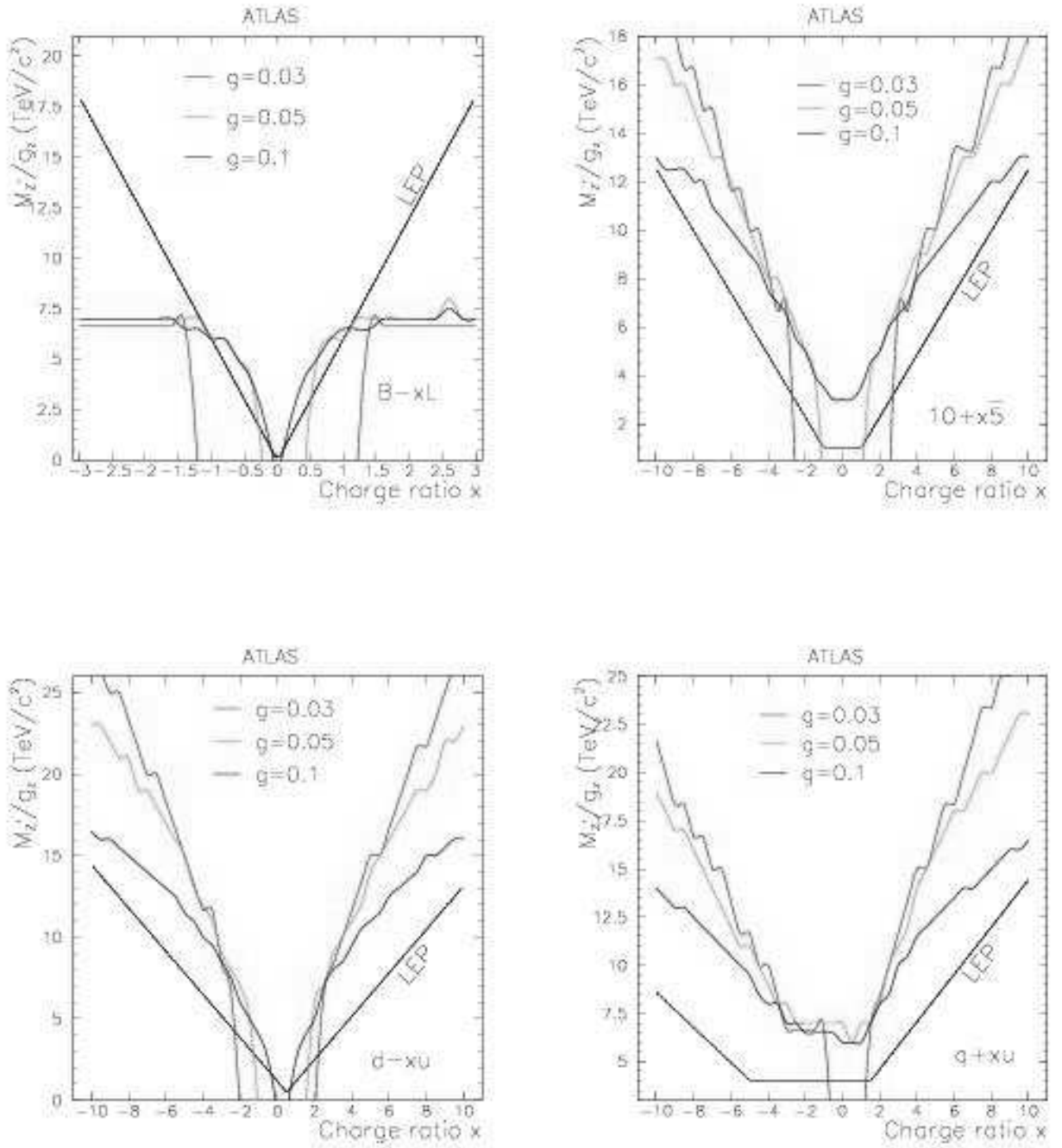


Figure 51 : potentiel de découverte d'ATLAS pour une luminosité intégrée de 400 pb^{-1} dans les 4 classes de modèle CDDT.

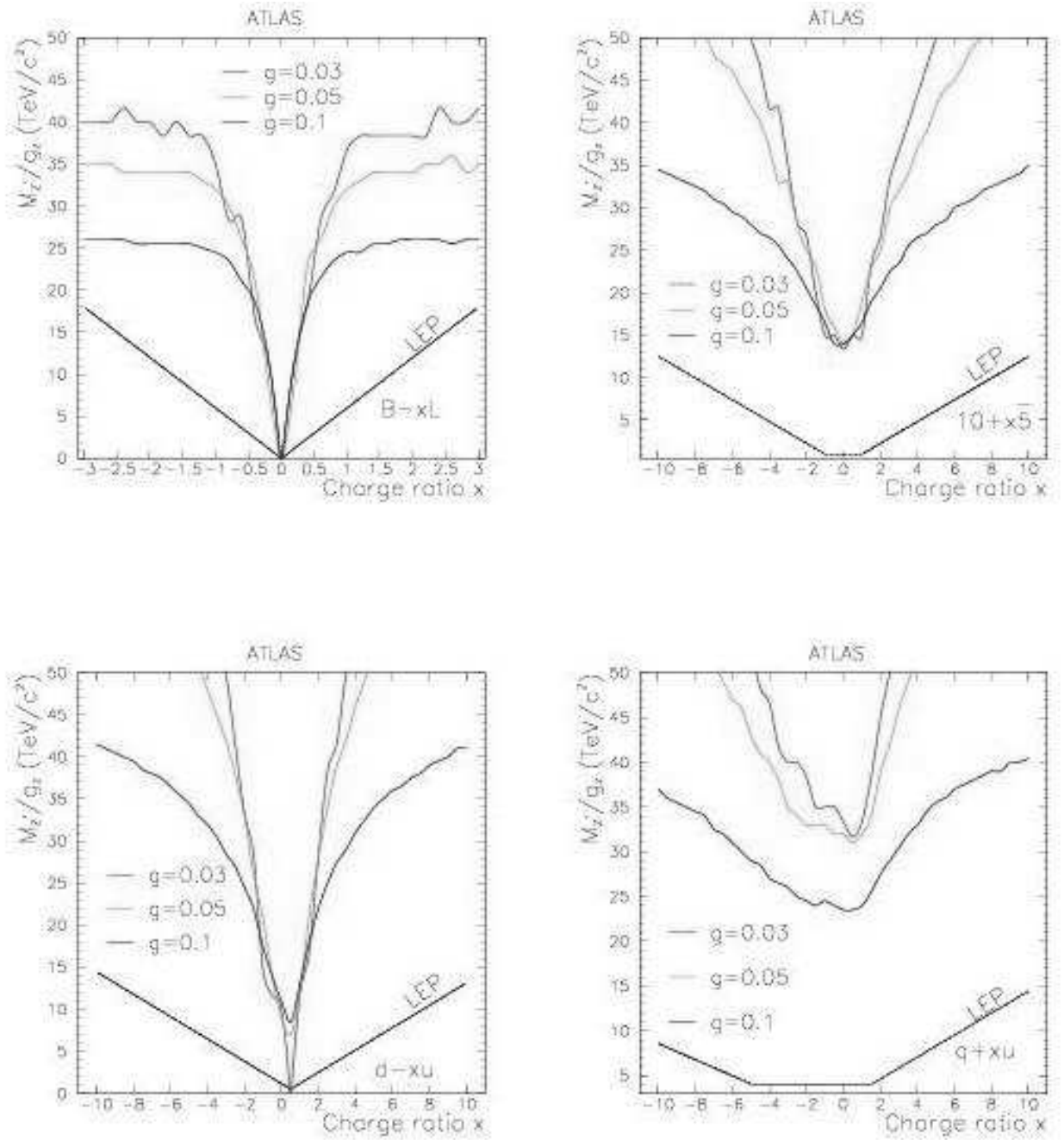


Figure 52 : potentiel de découverte d'ATLAS pour une luminosité intégrée de 100 fb⁻¹ dans les 4 classes de modèle CDDT.

8 Conclusion et perspectives

Les premières collisions du LHC sont prévues pour l'automne 2009. Grâce aux régulières prises de données, cosmiques ou de calibration, réalisées depuis plusieurs années, une bonne connaissance du détecteur ATLAS a pu être atteinte, laissant espérer dès le démarrage du collisionneur une efficacité significative et une bonne compréhension des signaux extraits.

Cette période de mise en route du détecteur a été particulièrement détaillée pour le calorimètre à argon liquide dans les chapitres 3-5 à travers plusieurs aspects : vérification de l'intégrité des données, recherche de bruits parasites pouvant dégrader les performances du calorimètre, acquisition de données cosmiques... A l'issue de cette campagne, les performances du calorimètre ont pu être validées pour une couverture géométrique supérieur à 99%.

Une détermination rapide, efficace et la plus automatique possible de la qualité des données sera un défi majeur à relever lors des premières collisions. Pour cela, une politique d'étiquetage basée sur la connaissance du détecteur acquise pendant ces années a été détaillée au chapitre 6. La validation de cette politique en conditions réelles sera le cœur de mon travail pour les prochaines années, l'objectif étant de bâtir d'ici 2011-2012, un système le plus autonome possible : à ce moment là, avec un flux de plus en plus important de données, ce système devra reposer au maximum sur une chaîne de décision automatisée, éventuellement suppléée par une observation de personnes ayant une connaissance limitée du calorimètre. L'intervention d'experts connaisseurs du détecteur ne devrait être idéalement que marginale.

Une fois que l'environnement de contrôle de la qualité des données est validé, je compte poursuivre mon activité en m'attendant à des recherche de nouvelle physique, plus particulièrement dans le domaine des bosons de jauge massifs ; si l'étude de faisabilité présentée au chapitre 7 a révélé des potentiels de découverte très prometteurs même à faible luminosité, il convient de ne pas négliger le temps nécessaire à la compréhension globale du détecteur, qui sera probablement de l'ordre de nombreux mois. On peut ainsi espérer procéder aux premières interprétations en terme de recherche de nouvelle physique à partir de 2011-2012, autorisant ainsi une continuité raisonnable entre mes deux activités principales.

Bibliographie

- [1] « The CMS tracker 2002 test beam at PSI », B.Trocmé, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 511 (2003) 187-189
- [2] « Petal Integration for the CMS Tracker End Caps », T.Bergauer et al, CMS-NOTE-2008-028 (2008)
- [3] « Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model », ALEPH Collaboration ; CDF Collaboration ; D0 Collaboration ; DELPHI Collaboration ; L3 Collaboration ; OPAL Collaboration ; SLD Collaboration ; LEP Electroweak Working Group ; Tevatron Electroweak Working Group ; SLD electroweak heavy flavour groups, CERN-PH-EP-2008-020 (2008)
- [4] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [5] « La physique au LHC », G.Unal et al, cours de l'école de Gif 2004, <http://ecole-de-gif.in2p3.fr/Cours/GIF04/Unal.ps.gz> (2005)
- [6] « LHC machine », L.Evans et al, J. Instrum. 3 (2008) S08001
- [7] « The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider », G.Aad et al, J. Instrum. 3 (2008) S08003
- [8] « ATLAS liquid argon calorimeter : technical design report », ATLAS collaboration, ATLAS-TDR-002 (1997)
- [9] « Design and implementation of the Front End Board for the readout of the ATLAS liquid argon calorimeters », N.J.Buchanan et al, J. Instrum. 3 (2008) P03004
- [10] « ATLAS liquid argon calorimeter back end electronics », J.Ban et al, J. Instrum. 2 (2007) P06002
- [11] « Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter », B.Aubert et al, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 558 (2006) 388-418
- [12] « Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic end-cap calorimeters », M.Aleksa et al, J. Instrum. 3 (2008) P06002
- [13] « Construction, assembly and testing of the ATLAS hadronic end-cap calorimeter », D.M. Gingrich et al, J. Instrum. 2 (2007) P05005
- [14] « Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment », W.E. Cleland and E.G. Stern, Nucl. Instrum. Meth. A 338 (1994) 467.
- [15] « ATLAS Combined Testbeam : Computation and Validation of the Electronic Calibration Constants for the Electromagnetic Calorimeter », M.Aleksa et al, ATL-COM-LARG-2006-003 (2006)
- [16] « ATLAS combined test beam », M.Aleksa et al, à paraître
- [17] « The ATLAS Liquid Argon Calorimeters Read Out Driver (ROD) : The TMS320C6414 DSP Mezzanine board », J.Prast et al, disponible sur <http://lappweb.in2p3.fr/atlas/Electronique/RODs/index.html>
- [18] « Stand-alone Cosmic Ray Trigger Electronics for the ATLAS Tile Calorimeter », F.Tang et al, compte rendu de conférence « 10th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments, Boston, MA » (2004)
- [19] « In situ commissioning of the ATLAS electromagnetic calorimeter with cosmic muons », M.Cooke et al, ATL-LARG-PUB-2007-013 (2007)
- [20] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/ApprovedPlotsLAr>
- [21] « ATLAS computing : technical design report », ATLAS collaboration, ATLAS-TDR-017 (2005)
- [22] « The Liquid Argon calorimeter data quality policy », B.Trocmé et al, à paraître
- [23] « The physics of Z' bosons », F.Del Aguila, hep-ph/9404323 (1994)

- [24] « Z-prime Gauge Bosons at the Tevatron », M.Carena et al, Phys. Rev. D 70 (2004) 093009
- [25] « Search for Z' $e+e-$ Using Dielectron Mass and Angular Distribution », A.Abulencia et al, Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 211801
- [26] « High-Energy-Physics Event Generation with PYTHIA 6.1 », T.Sjostrand et al, Comput. Phys. Commun. 135 (2001) 238

Curriculum vitae

Parcours professionnel

- o 2005 – : chargé de recherche CNRS de 1ere classe au sein du groupe ATLAS du Laboratoire de Physique Subatomique de Grenoble (LPSC).
- o 2001 – 2004 : chargé de recherche CNRS de 2eme classe au sein du groupe CMS de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL).
- o 1998 – 2001 : doctorant en physique des particules; directeur de thèse : Mme Marie Noëlle Minard. Laboratoire d'Annecy le Vieux de Physique des Particules, Annecy le Vieux (74). Titre du doctorat : « Détermination de l'énergie du faisceau du LEP à l'aide des événements $Z\gamma$ et mesures de couplages à trois bosons de jauge neutres dans l'expérience Aleph ». Soutenu le 23 avril 2001, mention "Très honorable avec les félicitations du jury".

Parcours académique

- o 1997 – 1998 : étudiant au DEA « Champs, Particules, Matière », Paris XI, Orsay (91). Option « Particules élémentaires ».
- o 1994 - 1997 : élève à l'Ecole Polytechnique, Palaiseau (91). Majeures « Physique 1 » et « Physique 2 »

Responsabilités

Au sein de la collaboration ATLAS

- o 2008- : membre du « management group » du calorimètre à argon liquide, comprenant 10 membres.
- o 2008- : membre du « steering group » du calorimètre à argon liquide, comprenant 21 membres.
- o 2008- : responsable de la politique de contrôle des données du calorimètre à argon liquide.
- o 2006 – 2007 : coordinateur hardware de la mise en route du calorimètre tonneau à argon liquide d'ATLAS.
- o 2006 – : membre représentatif du LPSC au sein du « representatives group » du calorimètre à argon liquide.

Au sein de la collaboration CMS

- o Mai 2003 : responsable de la coordination du test du trajectographe bouchon sur une ligne de faisceau du SPS au CERN.
- o 2003-2004 : responsable de la mise en place et du développement de l'infrastructure de construction et de tests des structures pétales du trajectographe bouchon.

Présentation dans des conférences internationales

- o Septembre 2008 : « The Atlas liquid argon calorimeter: commissioning with cosmic muons and first LHC beams », 11th Topical Seminar on Innovative Particle and Radiation Detectors, Siena, Italy
- o Juillet 2005 : « Searching for Z' and model discrimination in Atlas », EPS International Europhysics Conference on High Energy Physics, Lisboa, Portugal
- o Novembre 2002 : « The CMS tracker 2002 test beam at PSI », Vertex, 11th international workshop on vertex detectors, Kailua Kona, United States

Articles

Seuls les articles pour lesquels une contribution significative a été apportée dans la rédaction ou le contenu sont détaillés ci-dessous.

Collaboration ATLAS

- o “Readiness of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter for LHC Collisions”, G. Aad et al., soumis à EPJC, [arXiv:0912.2642v2]
- o « The Atlas liquid argon calorimeter: commissioning with cosmic muons and first LHC beams », B.Trocmé, Proceedings of the 11th Topical Seminar on Innovative Particle and Radiation Detectors (IPRD08)
- o “In situ commissioning of the ATLAS electromagnetic calorimeter with cosmic muons”, M. Cook et al., ATL-LARG-PUB-2007-013(2007)
- o « Searching for Z' and model discrimination in Atlas », B.Trocmé, Proceedings of the HEP'05 - EPS International Europhysics Conference on High Energy Physics (HEPP-EPS 2005)
- o « Distinguishing Z' models in ATLAS », F.Ledroit et al, Proceedings of the TeV4LHC Workshop (2005)
- o Signataire de 7 articles.

Collaborations CMS / Totem

- o « Performance studies of the CMS Strip Tracker before installation », W. Adam et al, Journal of Instrumentation 4 (2009) P06009
- o « Edge sensitivity of “edgeless” silicon pad detectors measured in a high-energy beam », B.Perea Solano et al, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 550 (2005) 567-580
- o « The effect of highly ionising particles on the CMS silicon strip tracker », W.Adam et al, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 543 (2005) 463-482
- o « Synchronisation of the CMS Tracker », K.Gill et al, Electronics for LHC Experiments - 9th Workshop on Electronics for LHC Experiments LECC 2003
- o « The CMS tracker 2002 test beam at PSI », B.Trocmé, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A - Vertex Detectors 11
- o Signataire de 11 articles.

Collaboration Aleph

- o Signataire de 41 articles.

Encadrement

- o 2009 – : codirecteur de thèse de Emmanuel Laisné. Titre : « Contribution au démarrage du calorimètre à argon liquide d'ATLAS et recherche de nouvelle physique auprès du LHC ».
- o 2006 – 2009 : codirecteur de thèse de Julien Labbé. Titre : « Contribution au démarrage du calorimètre à argon liquide d'ATLAS et mesure de polarisation dans la désintégration des paires de quarks top ». Thèse soutenue le 1^{er} juillet 2009.
- o Janvier 2008 - février 2008 (12 demi journées) : Emmanuel Laisné, Emilie Maurice. Stage Informatique Master 1 UJF. Titre: « Analyse de données cosmiques sur le détecteur ATLAS au CERN ».
- o Mai 2006 – Juillet 2008 (3 mois) : Thibault Garçon et Clément Minière. Stage Licence 3 UJF. Titre: « Recherche de nouvelles particules au LHC sur le détecteur ATLAS ».

Autres activités

- o 2009 – : représentant du LPSC au sein du comité de l'école de Gif.
- o 2007 – 2010 : parrain de promotion des doctorants du LPSC.
- o 2006-2009 : participation régulière à des actions de vulgarisation auprès du grand public (Fête de la Science tous les ans, exposition LHC à la bibliothèque de l'UJF en 2007...).
- o 2006 – 2007 : représentant des groupes LHC du LPSC au sein de la commission « LHC France – communication » de l'IN2P3.
- o 2006 : représentant ATLAS au sein du groupe de travail IN2P3 sur les missions LHC.

Remerciements

Je souhaite en premier lieu remercier Didier Contardo. Devant l'intransigeance de l'université Grenobleise quant à une impérative concision ("50 pages maximum!", dont acte !), j'ai dû me résoudre à jeter aux oubliettes les années 2001-2004 passées à travailler sur le trajectographe de CMS. Ces années furent cependant pour moi une occasion unique pour découvrir les contrées jusqu'alors inconnues de l'instrumentation, de l'électronique, de la mécanique... et ce, accompagné des meilleurs guides qui soient. En réservant la primauté de mes remerciements à Didier, c'est tout le groupe CMS (chercheurs, techniciens et ingénieurs) que je salue, et tout particulièrement : Michel Ageron, Laurent Mirabito, Nick Lumb.

Comment dissocier Laurent Serin et Martin Aleksa dans l'expression de ma gratitude? Leur science, leur patience à la partager, et le plaisir ressenti à travailler avec eux, ont été déterminants dans le choix de mon implication dans la collaboration "argon liquide" (sans oublier les autres cernois : Isabelle, Emmanuel, Jessica, Guillaume, Luis, Stefan...). Je me réjouis de poursuivre l'aventure Atlas avec eux, même si un peu différemment, moins quotidiennement, les circonstances et leurs compétences les ayant appelés vers d'autres rivages.

J'exprime également ma reconnaissance à Christophe Furget et Gérard Sajot, qui en complétant le jury, ont apporté une vision extérieure et un recul bienvenu et bienveillant sur mon travail.

Je tiens enfin à saluer mes collègues du groupe ATLAS du LPSC, avec une pensée particulière pour Fabienne, éphémère camarade de travail, que j'espère bien retrouver très prochainement pour traquer le Z'. Dans la liste des collaborations épisodiques, travailler avec les services instrumentation et électronique du laboratoire fut un véritable plaisir.

Je terminerai enfin avec une mention particulière pour François Le Diberder, rencontré en 2004, alors que son nom m'évoquait principalement un cours de statistiques de réputation flatteuse. J'ai eu le plaisir de découvrir un directeur adjoint scientifique à l'écoute du jeune chercheur que j'étais, rendant ses lettres de noblesse à la notion de « relations humaines ». Ces qualités rares méritent d'être à nouveau saluées aujourd'hui.