



De l'expérience ALEPH au LEP à la construction du détecteur ATLAS auprès du LHC.

Franck Martin

► To cite this version:

Franck Martin. De l'expérience ALEPH au LEP à la construction du détecteur ATLAS auprès du LHC.. Physique des Hautes Énergies - Expérience [hep-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2010. <tel-00555540>

HAL Id: tel-00555540

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00555540>

Submitted on 13 Jan 2011

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

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

Université Blaise Pascal Clermont-Ferrand II
UFR de Sciences et Technologies

Habilitation à diriger des recherches

Spécialité : Physique des particules expérimentale

De l'expérience ALEPH au LEP à la construction du détecteur
ATLAS auprès du LHC.

Franck Martin

Soutenue le lundi 29 novembre 2010, devant la commission constituée de :

M. Fido DITTUS
M. Daniel FROIDEVAUX (Rapporteur)
M. Pierre HENRARD (Président)
M. Claudio SANTONI (Directeur)
M^{me} Isabelle WINGERTER (Rapporteur)

Écrire des remerciements pour un document couvrant une dizaine d'années d'activités n'est pas chose simple, et je m'excuse par avance auprès des personnes que je vais oublier. Je commencerai par remercier chaleureusement Brig Williams pour m'avoir donné le temps nécessaire à la rédaction de ce manuscrit lorsque j'étais à l'université de Pennsylvanie. Je remercie également les membres du jury d'avoir accepté de lire ce document, avant de braver le froid et la neige pour atteindre Clermont-Ferrand le 29 novembre 2010 ! Grand merci donc à MM. F. Dittus, D. Froidevaux, P. Henrard et C. Santoni, ainsi qu'à M^{me} I. Wingerter.

Je voudrais ensuite remercier mes soutiens au CERN, courageux relecteurs ou auditeurs attentifs lors de mes répétitions : Fabien Tarrade, Damien Prieur, Marc Goulette, Nabil Ghodbane et Gersende Prior.

Le travail que je présente est celui de toute une équipe, que ce soit pour le software, le TRT, le TileCal ou l'analyse dans ALEPH. Je remercie donc toute l'équipe du TRT de UPenn, auquel j'ajouterai les indispensables Andrei Loginov, Ole Röhne et de nouveau Nabil. Une pensée aussi pour les électroniciens du CERN et tous les techniciens de tous les laboratoires qui ont participé au montage du TRT, en particulier pour l'équipe composée de Neil Dixon, Jérôme Bendotti et Francisco Perez-Gomez, présente en permanence dans SR1 du début à la fin. Merci aussi à Andréa Catinaccio, Hans Danielsson, Peter Cwetanski et Hervé Blampey pour leur travail. Remerciements sincères aux deux Sergei sans lesquels la haute-tension ne fonctionnerait pas si bien, même si pour l'un des deux, le destin a voulu qu'il ne voit pas l'aboutissement de ses efforts. Enfin, ce détecteur n'aurait pas vu le jour sans Fido et Christoph, que je n'oublie pas ! Pour le software, je ne saurais trop remercier D. Froidevaux, Thomas Koffas et Kerstin Tackmann pour leurs judicieux conseils.

En ce qui concerne le TileCal, ma profonde reconnaissance va à toute l'équipe de Clermont-Ferrand, notamment à Robert et Daniel avec qui j'ai partagé la "cave" pendant presque deux ans. Grand merci aussi à Roméo et Michel pour leur bonne humeur, et pour leur aide efficace, que ce soit sur le banc de test des tiroirs ou celui des photomultiplicateurs. Tous mes remerciements aussi à Christian et Éric, pour les nombreux coups de main. Merci à Dominique, François, Fabrice, Christophe et bien sur David. Mention spéciale à Claudio, déjà remercié plus haut en tant que membre du jury, mais qui le sera ici une seconde fois en tant que collègue. Au CERN, je remercie chaleureusement Ana et Bob, sans qui le TileCal ne se serait jamais monté aussi vite !

Mince, j'oublie Hélène, Stéphanie et Catherine, pour les repas du midi, et parfois du soir, j'oublie Joël, imperturbable avec le cooling du TRT, Elzbieta et Zbyszek pour le DCS, Anatoli pour son inaltérable énergie...

J'oublie encore des noms, même si je vois des visages...Merci à tous du fond du cœur.

Enfin, je remercie, j'embrasse et je serre dans mes bras toute ma petite famille, qui a dû supporter une dure fin d'année 2010 bien chargée, entre la rédaction, la soutenance, un master et le début d'une nouvelle carrière pour papa ! Je vous aime.

Résumé :

Le document résume dix années d'activités dans le domaine de la physique des particules expérimentale, postérieures à ma soutenance de thèse en 1999. Après une courte introduction rappelant mon parcours et mon travail de thèse, le premier chapitre décrit une analyse effectuée après ma thèse dans l'expérience ALEPH au LEP, concernant la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les désintégrations de paires de bosons W , avec une méthode de mélange d'évènements. L'essentiel du manuscrit est toutefois dédié au travail effectué dans l'expérience ATLAS auprès du LHC entre les années 2000 et 2010. Quatre volets principaux sont abordés : la description d'une analyse prospective sur de possibles recherches de désintégrations supersymétriques du quark top violant la R-parité ; la mise au point d'un banc de test pour l'électronique frontale du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes et l'installation de cette électronique au sein d'ATLAS ; la construction du détecteur à rayonnement de transition et l'installation de l'électronique frontale des bouchons ; et enfin les activités de software concernant la reconstruction des photons convertis.

Le dernier chapitre avant la conclusion résume mes activités d'enseignement, d'encadrement et de communication scientifique.

Summary :

This document summarizes ten years of activities in the field of experimental particle physics, which I have done just after my PhD defense in 1999. After a short introduction describing my PhD work and my activities during these ten years, the first chapter describes an analysis made in the ALEPH experiment about the measurement of the Bose-Einstein correlations in W pair decays, using an event mixing method. Nevertheless, the main part of the text is dedicated to the work I have done in the ATLAS experiment at the LHC, between the years 2000 and 2010. Four parts are distinguished. First, an analysis concerning some searches for possible supersymmetric top decays with R-parity violation is described. Then a second part is written about the test bench of the tile calorimeter front-end electronics, and its installation in the ATLAS experiment. Third, the work done in the transition radiation tracker concerning the validation and the installation of the endcap front-end electronics is fully explained. End, the activities of software development concerning the converted photon reconstruction are shown. The last chapter before the conclusion is a summary of my teaching, student supervision and outreach activities.

Table des matières

1	Introduction	5
1.1	Résumé du parcours du candidat	5
1.2	Aperçu du modèle standard et contexte du travail de thèse	5
1.3	Les limites du modèle standard	7
2	Activités de recherche dans l'expérience ALEPH.	10
2.1	Mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les désintégrations de paires de bosons W.	10
3	Activités de recherche dans l'expérience ATLAS.	17
3.1	Description générale du contexte : LHC et ATLAS	17
3.2	La physique d'ATLAS : le modèle standard et au-delà	28
3.3	L'électronique frontale du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes	39
3.4	Les tests de l'électronique frontale du TileCal, de la construction en surface à l'installation dans la caverne expérimentale.	45
3.5	Autres activités sur le détecteur ATLAS pendant la période 2001-2004.	53
3.6	L'électronique du TRT	57
3.7	L'installation et les tests de validation de l'électronique du TRT : de la construction en surface à l'installation dans la caverne expérimentale	64
3.8	Contribution à la reconstruction des photons convertis	92
4	Activités d'enseignement et de vulgarisation scientifique.	101
5	Conclusions	104

1 Introduction

1.1 Résumé du parcours du candidat

J'ai effectué ma thèse [1] au Laboratoire d'Annecy Le Vieux de Physique des Particules entre 1996 et 1999. Celle-ci a porté sur la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les désintégrations de paires de bosons W , dans le cadre de l'expérience ALEPH¹ au LEP², et a donné lieu à une publication [3].

Ce document résume mes activités de recherche depuis ma soutenance de doctorat. Dans le deuxième chapitre, je reviendrais brièvement sur la poursuite de mon travail dans l'expérience ALEPH, après ma thèse. Fin 2000, j'ai rejoint l'expérience ATLAS³ pour travailler sur le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes (TileCal dans la suite), dans le groupe du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand. J'ai occupé un poste d'Attaché Temporaire d'Enseignement et de Recherche jusqu'en 2002 dans ce laboratoire. J'ai été en charge de la mise au point d'un banc de tests pour les prototypes et les premiers modules de l'électronique frontale de ce calorimètre. De 2003 à 2005, j'ai continué dans la même expérience au CERN⁴, où j'étais plus particulièrement en charge de l'installation et des tests de cette électronique, aussi bien pendant les tests en surface que pendant l'installation dans la caverne expérimentale. Depuis 2005, je travaille pour l'Université de Pennsylvanie sur le détecteur à radiations de transition (TRT) d'ATLAS. J'ai participé à la construction des deux bouchons de ce détecteur, ayant en charge les tests de l'électronique frontale jusqu'à l'installation finale dans la caverne fin 2007. Depuis lors, je travaille sur l'amélioration du logiciel de reconstruction des objets électromagnétiques, avec une implication particulière sur la reconstruction des photons convertis. Je présente l'ensemble des travaux effectués dans ATLAS dans le chapitre trois. Le chapitre quatre complète ce mémoire par une présentation succincte de mes activités d'enseignement, d'encadrement et de vulgarisation scientifique.

1.2 Aperçu du modèle standard et contexte du travail de thèse

Je ne donne ici que les informations nécessaires à la lecture du deuxième chapitre, plus de détails pouvant être trouvés dans les références précédentes. ALEPH était, avec OPAL, DELPHI et L3, l'une des quatre expériences installées sur l'anneau du LEP. Le LEP était un collisionneur électrons-positrons de 26.7 km de circonférence, qui a été stoppé en 2000, puis démantelé pour laisser place au LHC (Large Hadron Collider). J'ai rejoint la collaboration ALEPH au démarrage de la phase dite LEP II, en 1995, lorsque l'énergie des faisceaux a été augmentée pour atteindre d'abord $\sqrt{s} = 130$ GeV et $\sqrt{s} = 136$ GeV, puis des énergies auxquelles la production de paires de bosons W^+W^- est possible, du seuil de production à $\sqrt{s} = 161$ GeV jusqu'à

1. Voir les références [50] et [51] de [1] pour la description d'ALEPH et de ses performances.

2. LEP est l'acronyme de **L**arge **E**lectron **P**ositron storage ring [2].

3. ATLAS est l'acronyme de **A** Toroidal **L**HC **A**pparatu**S**. Ce détecteur est décrit dans la référence [4].

4. Le CERN est le Laboratoire Européen pour la Recherche en Physique des Particules, mais l'acronyme vient du Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, la structure fondée en 1952 qui avait pour mission de réfléchir à la création d'un laboratoire européen dédié à la physique fondamentale (l'étude du noyau de l'atome à l'époque). Cette structure, le CERN actuel, a vu le jour en 1954.

l'énergie maximale atteinte par la machine, $\sqrt{s} = 209$ GeV.

Le boson W est une des particules élémentaires du modèle désormais appelé "standard", tellement l'accord entre ses prédictions et les observations expérimentales est satisfaisant. Ce modèle comporte d'un coté les fermions de matière, les quarks et les leptons de spin demi-entier, et de l'autre les bosons des interactions, de spin entier. Un nombre étonnamment faible de particules élémentaires suffit pour construire ce modèle. Pour la matière, douze particules formant trois familles, regroupant chacune deux leptons et deux quarks (table 1) suffisent. Pour les forces fondamentales, douze bosons sont nécessaires pour expliquer les interactions électromagnétique, faible et forte. Il faut remarquer que les interactions électromagnétique et faible peuvent même être réunies dans un formalisme unique, l'interaction électrofaible, ce qui est sans doute un des plus beaux succès du modèle standard. L'interaction forte est décrite par la chromodynamique quantique, qui s'ajoute au modèle standard, mais n'est pas unifiée avec la théorie électrofaible. La gravitation, dernière des quatre forces nécessaires pour expliquer les phénomènes physiques observables, est décrite par la relativité générale. Elle n'est pour l'instant pas incluse dans ce modèle, ce qui constitue une première limitation.

$$\begin{aligned} \text{doublets de leptons : } & \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \\ \text{doublets de quarks : } & \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \\ \text{et les singulets : } & e_R, \mu_R, \tau_R, u_R, c_R, t_R, d_R, s_R, b_R \end{aligned}$$

TABLE 1 – Famille des fermions dans le modèle standard. La description fournie ici est légèrement plus complexe que celle donnée dans le texte, car chaque famille comporte en fait deux doublets de chiralité gauche, et 3 singulets de chiralité droite. Cela est apparent dans la théorie de l'interaction électrofaible, basée sur le groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (les groupes d'isospin faible et d'hypercharge faible). Les particules d'isospin non nul sont soumises à l'interaction faible, celles d'isospin nul ne le sont pas. Les fermions d'isospin faible égal à 1/2 forment les doublets de chiralité gauche, et ceux d'isospin nul les singulets de chiralité droite. Il n'y a pas de neutrinos de chiralité droite car ils n'interagissent ni électromagnétiquement (donc Q , la charge électrique, est nulle), ni faiblement (donc T , l'isospin faible, est aussi nul). Dans le modèle standard, les neutrinos étant de masse nulle, leur chiralité et leur hélicité sont identiques.

Les bosons suivant apparaissent dans la théorie : le photon (γ) pour l'interaction électromagnétique, les bosons W^+, W^- et Z^0 pour l'interaction faible et les gluons, au nombre de huit, pour l'interaction forte. Leur nombre est expliqué par la théorie, et ces particules ont déjà été mises en évidence expérimentalement. Les gluons comme les quarks ne peuvent être observés directement, à cause d'une propriété de la chromodynamique quantique appelée le confinement. Néanmoins, les caractéristiques des collisions donnant des états finaux hadroniques sont parfaitement compatibles avec les prédictions de cette théorie, et la notion de quarks et gluons.

On peut ajouter un dernier boson à ce descriptif : le boson de Higgs, de spin 0, qui reste à découvrir et découlerait de l'hypothèse la plus aboutie pour expliquer la masse des particules élémentaires. Ce boson apparaît dans le processus de brisure de la symétrie sous-jacente à la théorie électrofaible, brisure nécessaire pour expliquer la différence entre l'interaction électromagnétique et l'interaction faible observable à plus basse énergie, alors qu'elles apparaissent comme une seule et même interaction à l'échelle d'une centaine de GeV (on peut considérer que l'échelle d'énergie caractéristique de la brisure de la symétrie électrofaible est de l'ordre de l'énergie moyenne du champ de Higgs dans le vide, $v = 246$ GeV). Enfin, le graviton, de spin 2, lui aussi à découvrir, serait le médiateur de la force de gravitation.

Les buts de LEP II étaient doubles : d'un côté la recherche de nouvelles particules, dont le boson de Higgs, et de l'autre les mesures de précision, notamment la mesure de la masse du boson W . C'est dans ce cadre qu'interviennent les corrélations de Bose-Einstein. Ces corrélations (que j'abrègerai parfois **CBE** par la suite) entre bosons identiques sont un phénomène bien établi (voir par exemple [5] pour la mise en évidence dans des collisions $p\bar{p}$, et la bibliographie de [1]), qui induit un accroissement de la section efficace différentielle de production de paires de pions identiques dans le cas d'une collision conduisant à un état final hadronique. Dans les désintégrations $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1q_2q_3q_4$ il était important de mesurer ces corrélations entre pions issus de la fragmentation des paires q_1q_2 et q_3q_4 , car de telles corrélations auraient alors impliquée une erreur systématique sur la mesure de la masse du boson W . Effectivement, aux énergies supérieures à 161 GeV, la masse du boson W est obtenue par reconstruction directe des quadri-impulsions des W , à partir des produits de leur désintégration. Dans le cas où les deux W donnent quatre quarks et donc au moins 4 jets de particules observables, de telles corrélations tendraient à fausser la reconstruction des jets, et donc la mesure de leur quadri-impulsion, et en définitive la mesure de la masse du boson. Ce problème n'apparaît pas à 161 GeV car la masse du boson W est alors déduite de la mesure de la section efficace de production, très sensible à la masse du boson W près du seuil de production.

Le résultat principal de ma thèse est que l'hypothèse de telles corrélations est fortement défavorisée, lorsque l'on compare les données acquises jusqu'à l'énergie de 189 GeV aux modèles phénoménologiques disponibles. Il en résulte une forte contrainte sur ces modèles, et une réduction de l'erreur systématique sur la mesure de la masse du boson W . Après ma thèse, j'ai poursuivi l'analyse des données enregistrées à des énergies supérieures, et j'ai aussi développé une deuxième méthode d'analyse, que je présente dans le deuxième chapitre.

1.3 Les limites du modèle standard

Malgré ses succès, le modèle standard présente de nombreuses limites. Comme nous l'avons déjà dit, la gravitation n'est pas incluse dans ce modèle, mais est décrite par une théorie différente qui est la relativité générale (elle aussi vérifiée expérimentalement, et nécessaire au bon fonctionnement de nos "GPS"⁵). Ceci est dû au fait qu'on ne sait pas à l'heure présente bâtir une théorie quantique des champs pour la gravitation, valide aux énergies mises en jeu dans les collisionneurs.

Au niveau du modèle lui-même, il ne prédit pas de masse pour les neutrinos, en contradiction

5. Pour **G**lobal **P**ositioning **S**ystem, le système de géolocalisation mondial.

avec les résultats récents obtenus concernant les oscillations de neutrinos⁶. Le modèle est également incapable d'expliquer les valeurs des masses des particules, et leur grande disparité, visible dans la table 2, et ne donne aucunes explications pour le nombre de familles de fermions. Bien que non déterminantes prises individuellement, certaines observables dévient aussi significativement (entre 2 et 3 écarts standard) des prédictions du modèle standard. C'est le cas du facteur gyromagnétique du muon, de l'asymétrie avant-arrière dans les désintégrations $B \rightarrow K^* l^+ l^-$ ($l = e$ ou μ) mesurée à Belle ou de la mesure du rayon de charge du proton dans les atomes muoniques, mesurée au PSI. Enfin, le couplage quartique des bosons de Higgs augmente avec l'échelle d'énergie Q , et diverge pour une valeur Λ_C . Il est donc nécessaire de fixer la valeur de coupure Λ_C en deçà de laquelle le terme de couplage reste fini et le modèle standard valide. De plus, la masse du boson de Higgs reçoit d'importantes corrections quantiques dues au couplage des fermions au boson de Higgs. De nouveau, on doit introduire une échelle de coupure, Λ_{UV} , pour réguler les divergences qui apparaissent dans les calculs des contributions à une boucle⁷. Ces différents problèmes laissent à penser que le modèle standard n'est qu'une théorie effective, valide seulement aux énergies considérées jusqu'à ce jour.

Particule	masse
e	$0.510998910 \pm 0.00000023$ MeV
ν_e	< 2 eV
u	1.5 - 3.3 MeV
d	3.5 - 6.0 MeV
μ	105.658367 ± 0.000004 MeV
ν_μ	< 0.19 MeV
c	$1.27^{+0.07}_{-0.11}$ GeV
s	104^{+26}_{-34} MeV
τ	1776.84 ± 0.17 MeV
ν_τ	< 18.2 MeV
t	171.2 ± 2.1 GeV
b	$4.2^{+0.17}_{-0.07}$ GeV

TABLE 2 – Masses des fermions du modèle standard (d'après [7]).

Les observations cosmologiques suggèrent aussi que le modèle standard n'est qu'une approximation. Tout d'abord, les courbes de rotation plate des galaxies spirales ne peuvent être interprétées, telle que nous comprenons aujourd'hui les lois de la gravitation, qu'en invoquant

6. Le fait qu'un neutrino peut osciller implique que les états propres de masse (de propagation) ne sont pas ceux de l'interaction électrofaible (voir [6] par exemple). On a donc une matrice de mélange similaire à celle existante dans le secteur des quarks, et surtout des masses faibles mais non nulles pour au moins deux neutrinos sur trois.

7. Si on veut que le modèle standard soit valable jusqu'à l'échelle de Planck, autrement dit que $\Lambda_{UV} \simeq \mathcal{O}(M_p)$ avec $M_p = 10^{19}$ GeV, il n'est alors absolument pas naturel d'avoir un boson de higgs d'une centaine de GeV. Effectivement, les corrections quantiques dues au couplage des fermions au boson de Higgs sont du type $\Delta m_H^2 = -\frac{y_f}{16\pi^2} (2\Lambda_{UV}^2 + 6m_f^2 \ln(\Lambda_{UV}/m_f) + \dots)$. Elles sont environ 10^{30} fois plus importantes que m_H^2 , pour une masse m_H de l'ordre de 100 GeV!

un halo de matière invisible, et non détecté à ce jour, dans lequel “baigneraient” ces galaxies⁸. C’est cette matière inconnue que l’on nomme “matière noire”⁹. Certaines théories évoquées pour résoudre les problèmes apparents du modèle standard, comme la supersymétrie¹⁰, fournissent naturellement des candidats pour cette matière noire, reliant ainsi les recherches menées auprès d’accélérateurs à la cosmologie. Ensuite, l’accélération mesurée de l’expansion de l’univers implique une “énergie noire”, responsable de cette accélération. La nature de cette énergie reste un mystère, alors qu’elle représente 65% à 80% de la densité d’énergie totale de l’univers, avec 0,7 comme meilleure valeur pour l’ajustement utilisant les données sur la mesure du rayonnement cosmologique fossile à $2,725 \pm 0,001$ K et celles sur la mesure des supernovae de type Ia [7]¹¹. Enfin, notre univers est constitué de matière : il n’existe pas à ce jour de mécanisme satisfaisant expliquant la prédominance de la matière sur l’anti-matière, et la violation de CP observée dans le secteur électrofaible est trop petite pour en rendre compte. On pourrait aussi citer l’excès de positrons observé dans le rayonnement cosmique par l’expérience PAMELA, dans la gamme d’énergie de 1,5 à 100 GeV.

Ce sont toutes ces limitations et observations qui ont conduit à la construction du nouvel accélérateur du CERN, le LHC, afin de sonder une gamme d’énergie jamais atteinte. C’est donc tout naturellement que je me suis engagé dans l’expérience ATLAS, destinée à répondre à certaines de ces questions. Je reviens plus amplement sur ATLAS et la physique associée au LHC dans le troisième chapitre.

8. Il s’agit ici d’une observation historique, confirmée aujourd’hui par certains effets de lentilles gravitationnelles.

9. Il est bien sûr possible aussi de considérer que la théorie actuelle de la gravitation est fautive, incomplète, ou non valide aux grandes échelles, et qu’une théorie modifiée rendra correctement compte des observations sans faire appel à la matière noire.

10. Cette nouvelle symétrie entre bosons et fermions associée à chaque fermion (resp. boson) du modèle standard a un partenaire supersymétrique bosonique (resp. fermionique). Dans ce type de modèle, la masse du Higgs est alors stabilisée, les contributions des particules supersymétriques étant de signe opposé à celles des particules du modèle standard.

11. De nouveau, il est possible de construire des théories où cette énergie noire est d’origine gravitationnelle.

2 Activités de recherche dans l'expérience ALEPH.

2.1 Mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les désintégrations de paires de bosons W.

Introduction

Après ma thèse, j'ai continué à travailler sur la mesure des corrélations de Bose-Einstein au CERN pendant environ 6 mois, répartis sur 1999 et 2000. Ce travail a donné lieu à une note interne [8], puis à une publication [9]. Il a également été présenté à la conférence MESON 2002 [10] et à l'école d'été de physique de l'OTAN à Nijmegen en 1999.

On analysera ces corrélations entre pions de charge identique, puisque on s'attend à une augmentation de la section efficace différentielle de production de paires de bosons identiques. Cet effet a aussi été mesuré entre les Kaons (voir [11], [12] par exemple), mais les pions sont de loin les particules les plus nombreuses produites dans une collision donnant un état final hadronique. On se limitera aux pions chargés qui sont plus faciles à identifier. L'analyse se fera en fonction de la variable $Q = \sqrt{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 - (E_1 - E_2)^2}$, où (\vec{p}_i, E_i) est la quadri-impulsion du pion considéré. Dans ma thèse, l'étude a été faite en fonction du rapport :

$$R^*(Q) = \left(\frac{N_{\pi^{++},--}(Q)}{N_{\pi^{+-}}(Q)} \right)^{\text{données}} / \left(\frac{N_{\pi^{++},--}(Q)}{N_{\pi^{+-}}(Q)} \right)^{\text{MC}}_{\text{avec simulation des CBE}}$$

où $N_{\pi^{++},--}(Q)$ ($N_{\pi^{+-}}$) est le nombre de paires de pions de signe identique (opposé). On attend un effet des corrélations de Bose-Einstein dans la première distribution $N_{\pi^{++},--}(Q)$ par rapport à la distribution de référence $N_{\pi^{+-}}(Q)$, les effets d'acceptance et de reconstruction devant être similaires par ailleurs, et ceci aux valeurs de Q petites. On divise le rapport $\left(\frac{N_{\pi^{++},--}(Q)}{N_{\pi^{+-}}(Q)} \right)^{\text{données}}$ par le même rapport pour le Monte-Carlo, afin de corriger des effets d'autres corrélations éventuellement présentes dans la distribution $N_{\pi^{+-}}(Q)$, comme par exemple la désintégration de résonnances. Le double rapport est paramétré par la formule :

$$R^*(Q) = \kappa(1 + \epsilon Q)(1 + \lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$$

où κ est un facteur de normalisation global et le terme $(1 + \epsilon Q)$ prend en compte les corrélations qui apparaissent à cause de la conservation de la charge électrique et de la quadri-impulsion. Le terme $(1 + \lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$ décrit les corrélations de Bose-Einstein, où λ traduit l'intensité de l'effet et σ est relié à la taille de la source émettrice des pions.

On ajuste alors cette formule sur trois types d'évènements : ceux enregistrés au pic du Z à 91 GeV, qui servent aussi à ajuster les modèles de simulation ; les évènements $WW \rightarrow q_1 q_2 l \nu$ (canal dit semi-leptonique) qui servent à contrôler la validité de la simulation au niveau de la désintégration hadronique d'un boson W ; et les évènements $WW \rightarrow q_1 q_2 q_3 q_4$ (canal dit hadronique) où l'on cherche à mesurer les corrélations entre pions issus pour l'un du W^+ et pour l'autre du W^- . On analyse d'abord les évènements enregistrés au pic du Z , afin de profiter de la très grande statistique disponible. On utilise un lot d'évènements enrichis en saveurs u, d, s et c pour avoir les mêmes saveurs que dans le cas des désintégrations de boson W . On utilise donc un algorithme permettant d'identifier les jets issus de quark b pour rejeter les désintégrations

$Z \rightarrow b\bar{b}$. Les détails sur la sélection des événements, et sur la sélection des traces retenues comme pions peuvent être trouvés dans [3], [9]. Les corrélations de Bose-Einstein observées dans ce lot de saveurs u, d, s et c peuvent être reproduites avec succès par un modèle implémenté¹² dans JETSET [13]. Les paramètres de ce modèle (JETSET BE₃) sont changés en $\lambda_{JETSET}^{INPUT} = 2.3$ et $R_{JETSET}^{INPUT} = 0.26$ GeV après ajustement sur les données du pic du Z . Les prédictions de ce modèle sont ensuite comparées aux mesures dans les canaux $WW \rightarrow q_1 q_2 l \nu$ et $WW \rightarrow q_1 q_2 q_3 q_4$. Dans ce dernier canal, deux lots d'événements seront simulés, avec ou sans corrélations entre pions issus de W différents, puis comparés aux données.

Le résultat de l'ajustement à un paramètre (λ est laissé libre, alors que les autres paramètres sont obtenus à partir de la moyenne pondérée des résultats obtenus lors de l'ajustement à quatre paramètres pour les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$, $WW \rightarrow q_1 q_2 l \nu$ et $WW \rightarrow q_1 q_2 q_3 q_4$), ainsi que l'intégrale $\int_0^\infty \lambda e^{-\sigma^2 Q^2} dQ = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\lambda}{\sigma}$, sont utilisés pour quantifier l'accord entre la prédiction du Monte-Carlo et les données. L'accord est bon entre les données et la simulation pour les événements $WW \rightarrow q_1 q_2 l \nu$ ($\lambda_{JETSET} = 0,30 \pm 0,01 \pm 0,02$, $\lambda_{données} = 0,29 \pm 0,05$), et entre les données et la prédiction sans corrélations entre pions issus de W différents pour les événements $WW \rightarrow q_1 q_2 q_3 q_4$ [1], [8]. L'hypothèse de corrélations entre pions issus de W différents est défavorisée à hauteur de 2.7 écarts standard.

La méthode du mélange d'évènement

Afin de valider ce résultat, et aussi de le comparer à d'autres analyses effectuées par les expériences DELPHI et L3, j'ai développé une deuxième méthode d'analyse de ces corrélations. On construit artificiellement un événement en mélangeant la partie hadronique de deux événements $WW \rightarrow q_1 q_2 l \nu$. Chaque événement ne peut être utilisé qu'une seule fois au maximum. Le signe des bosons W est pris en compte, et on mélange un W^+ avec un W^- . Il n'y a pas d'ambiguïté sur le signe du W dans le cas où le lepton est un μ ou un électron, puisque les charges du lepton et du $W \rightarrow q_1 q_2$ sont opposées. Par contre, dans le cas d'une désintégration $WW \rightarrow q_1 q_2 \tau \nu_\tau$, il est nécessaire d'évaluer la charge du jet issu du τ . Cette charge est évaluée selon

$$q_\tau = \frac{\sum_i q_i (P_i^L)^{0.3}}{\sum_i (P_i^L)^{0.3}}$$

où q_i et P_i^L sont la charge et l'impulsion longitudinale, calculée par rapport à l'axe du jet de τ , de la particule i de ce jet. Le premier W choisi est alors boosté¹³ dans son référentiel de centre de masse, puis boosté une seconde fois pour acquérir finalement une impulsion $-\vec{P}_{W_2}$, opposée à celle du second W . Par construction, ces événements $WW \rightarrow q_1 q_2 q_3 q_4$ n'ont donc pas de corrélations entre pions issus de W différents, et serviront donc de lot de référence.

L'ajustement du Monte-Carlo a été amélioré par rapport à ce qui a été fait dans ma thèse, puisqu'en plus des paramètres ayant trait aux corrélations de Bose-Einstein, on ajuste aussi les

12. Terme adopté par la commission générale de terminologie et de néologie dans le journal officiel du 20 avril 2007.

13. On définit le boost de Lorentz γ comme $\gamma = E/mc^2$, où E et m sont l'énergie et la masse de la particule considérée.

principaux paramètres entrant en jeu dans le processus de fragmentation et d'hadronisation¹⁴. Ceci est nécessaire, car la méthode implantée dans JETSET consistant à modifier l'impulsion des pions proches dans l'espace de phase, les propriétés des jets sont également affectées, rendant un ajustement global indispensable. Le modèle choisi est JETSET BE₃₂ cette fois-ci.

Les données enregistrées entre 183 et 209 GeV ont été utilisées dans l'analyse. La luminosité intégrée utilisée est de 683 pb⁻¹, le nombre d'évènements sélectionnés dans le canal $WW \rightarrow q_1q_2q_3q_4$ est de 6155 et de 4849 dans le canal $WW \rightarrow q_1q_2l\nu$. 2406 évènements mélangés ont pu être construits à partir du lot d'évènements semi-leptoniques.

Afin de quantifier l'importance des corrélations de Bose-Einstein entre W dans le canal hadronique, on utilise le rapport du nombre de paires de pions de même signe dans les évènements hadroniques réels au nombre de paires de pions de même signe pour les évènements hadroniques mélangés, normalisé par la même distribution pour la simulation sans CBE entre pions issus de W différents :

$$D'(Q) = \frac{(N_{WW \rightarrow 4q}^{++,--}(Q)/N_{W^+W^- \rightarrow 4q}^{++,--}(Q))^{données}}{(N_{WW \rightarrow 4q}^{++,--}(Q)/N_{W^+W^- \rightarrow 4q}^{++,--}(Q))^{Monte-Carlo, sans CBE entre W}}$$

Le bruit de fond principal $Z, \gamma^* \rightarrow q\bar{q}$, dont l'importance est estimée à partir des simulations, est soustrait des données sélectionnées dans le canal hadronique. Toutes déviations de cette distribution par rapport à l'unité seraient un indicateur de l'existence de CBE entre pions issus de W différents. À titre de vérification, on effectuera aussi le rapport

$$D'(Q) = \frac{(N_{WW \rightarrow 4q}^{++,--}(Q)/N_{W^+W^- \rightarrow 4q}^{++,--}(Q))^{données}}{(N_{WW \rightarrow 4q}^{++,--}(Q)/N_{W^+W^- \rightarrow 4q}^{++,--}(Q))^{Monte-Carlo, avec CBE entre W}},$$

afin de comparer les données aux prédictions du Monte-Carlo avec CBE entre pions issus de W différents.

Les données sont ajustées avec la formule suivante

$$D'(Q) = \kappa(1 + \lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$$

où une nouvelle fois κ est un facteur de normalisation et le terme $(1 + \lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$ décrit les CBE. Les distributions obtenues sont montrées sur la figure 1, et les résultats de l'ajustement sont indiqués dans la table 3.

14. Il s'agit de Λ_{QCD} (en GeV), Q_0 (en GeV), σ (en GeV), et des paramètres a (sans dimension) et b (en GeV⁻²). Λ_{QCD} est l'échelle d'énergie au-dessus de laquelle on considère que l'on est dans le domaine perturbatif. Ce paramètre intervient dans l'évolution de la constante de couplage forte en fonction de l'échelle d'énergie, et donc dans l'évolution de la gerbe partonique. Q_0 est la valeur limite (en terme de masse invariante) en dessous de laquelle on stoppe la gerbe de partons, avant de passer au processus d'hadronisation. σ est la largeur des distributions gaussiennes des impulsions dans le plan transverse, p_x et p_y , pour les partons produits dans le processus de fragmentation. Les deux paramètres a et b apparaissent dans la fonction de fragmentation symétrique de Lund. Cette fonction décrit la distribution de probabilité $f(z)$ qu'une fraction z de la somme de l'énergie et de l'impulsion longitudinale disponible soit emportée par un hadron lors de sa création. Pour plus de détails sur les processus de fragmentation et d'hadronisation, ainsi que pour une explication de ces paramètres, je renvoie à la référence [14].

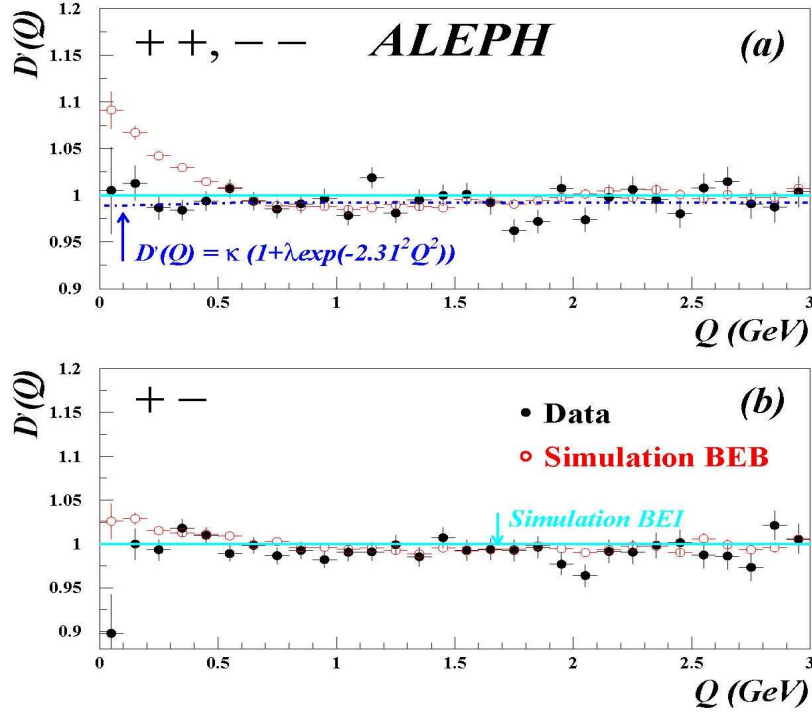


FIGURE 1 – Distributions $D'(Q)$ pour les paires de pions chargés (de même signe en haut, de signes opposés en bas) dans le canal $WW \rightarrow q_1q_2q_3q_4$. Les données sont indiquées par les points noirs, la simulation, avec CBE entre pions issus de W différents, par les cercles rouges. Le résultat de l'ajustement est indiqué en ligne pointillée. Il n'y a pas de déviations notables de l'unité pour les données dans le cas des paires de même signe, et les données comme la simulation sont également compatibles avec l'unité dans le cas des paires de signes opposés, comme attendu. Ces figures sont extraites de [9].

On donne ici les résultats de l'ajustement à deux paramètres, la taille de la source (σ) ayant été fixée à la valeur obtenue pour l'ajustement complet à trois paramètres de la distribution du Monte-Carlo avec CBE entre pions issus de W différents. $C_{\lambda\sigma}$ indique la corrélation entre ces deux paramètres dans cet ajustement. La distribution $D'(Q)$ est compatible avec l'unité, y compris pour les valeurs de Q petites où l'on attend l'effet des CBE. L'hypothèse de CBE entre pions issus de W différents est donc défavorisée. Ceci sera précisé quantitativement après l'évaluation des erreurs systématiques.

Une deuxième distribution a été utilisée afin de vérifier le résultat précédent, il s'agit de la distribution

$$\Delta\rho'(Q) = (N_{WW \rightarrow 4q}^{++,--} / N_{W^+W^- \rightarrow 4q \text{ mélangé}}^{++,--})^{\text{données}} - (N_{WW \rightarrow 4q}^{++,--} / N_{W^+W^- \rightarrow 4q \text{ mélangé}}^{++,--})^{\text{MC, sans CBE entre } W},$$

où cette fois toutes déviations de zéro indiqueraient la présence de CBE entre pions issus de W différents. Cette distribution est montrée sur la figure 2. Les distributions pour les données et la simulation Monte-Carlo, avec CBE entre pions issus de W différents, sont intégrées jusqu'à la

Echantillon	κ	λ	σ (GeV ⁻¹)	$C_{\lambda\sigma}$
Données	0.993±0.008	-0.004±0.011	2.31±0.09	0.53
MC CBE entre W	0.985±0.003	-0.081±0.004	2.31±0.09	0.53

TABLE 3 – Résultat de l'ajustement à deux paramètres pour les données $WW \rightarrow q_1q_2q_3q_4$ (la taille de la source, σ , ayant été fixée à celle obtenue pour l'ajustement des évènements $WW \rightarrow q_1q_2q_3q_4$ du Monte-Carlo avec CBE entre pions issus de W différents).

valeur $Q_{max} = 0.6$ GeV. On obtient pour cette intégrale $I_{\Delta\rho'}$ une valeur de -0.127 ± 0.143 pour les données et de 0.699 ± 0.055 pour la simulation avec CBE entre pions issus de W différents.

Les erreurs systématiques suivantes ont été considérées.

- La sélection des traces : les distributions $D'(Q)$ (double rapport d'une distribution pour les données sur la même distribution pour le Monte-Carlo) et $\Delta\rho'(Q)$ (double différence) sont robustes vis à vis de tout biais dans la sélection des traces et d'éventuelles systématiques dues à l'acceptance. À titre de vérification, les coupures utilisées pour la sélection des traces retenues comme pions (non décrites ici, voir [9]) sont alors enlevées une par une dans la simulation Monte-Carlo. La différence maximum est prise comme erreur systématique.
- La sélection des évènements : Les évènements $WW \rightarrow q_1q_2q_3q_4$ sont sélectionnés à l'aide d'un réseau de neurones. La valeur de la coupure retenue pour identifier de tels évènements a été changée. De même, différentes sélections d'évènements semi-leptoniques ont été utilisées. L'analyse est répétée pour chaque changement, et la différence maximum avec l'analyse standard est retenue comme erreur systématique, même si elle comporte en elle-même une large part due à la statistique.
- La soustraction du bruit de fond : dans le canal hadronique, le bruit de fond est important. On a remarqué que les évènements $Z \rightarrow q\bar{q}$ donnant lieu à quatre jets finaux étaient mieux décrit par la simulation si on choisit $\lambda_{JETSET}^{INPUT} = 0.9$ au lieu de $\lambda_{JETSET}^{INPUT} = 1.107$, résultat de l'ajustement global pour les saveurs u, d, s, c et b et sur l'ensemble des topologies $Z \rightarrow q\bar{q}$. La différence entre l'analyse faite en soustrayant le bruit de fond $q\bar{q}$ simulé avec $\lambda_{JETSET}^{INPUT} = 0.9$, et celle faite en soustrayant le même bruit de fond, mais simulé avec $\lambda_{JETSET}^{INPUT} = 1.107$ est prise comme erreur systématique. Une incertitude additionnelle est ajoutée en variant de $\pm 3\%$ le bruit de fond $q\bar{q}$ ¹⁵, et aussi parce qu'il n'y a pas de soustraction du bruit de fond effectuée pour les évènements mélangés. Pour évaluer cette dernière erreur, deux vérifications ont été faites. L'analyse a été répétée en incluant le bruit de fond $Z, \gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ dans la simulation. L'introduction de ce bruit de fond réduit l'intensité du signal dans les évènements mélangés pour les faibles valeurs de Q . On a aussi augmenté la contribution du bruit de fond dans les données, pour les évènements mélangés, en abaissant les coupures de sélections pour les évènements semi-leptoniques. Le niveau du bruit de fond a été doublé. La différence avec l'analyse standard a été ajoutée comme erreur systématique.
- Les traces proches : afin d'éviter d'accroître artificiellement le nombre de paires de traces

15. La section efficace $\sigma_{q\bar{q}}$ est mesurée à LEP II avec une erreur variant de 1% à 2,5% selon l'énergie considérée, et l'erreur théorique est d'environ 0,26%.

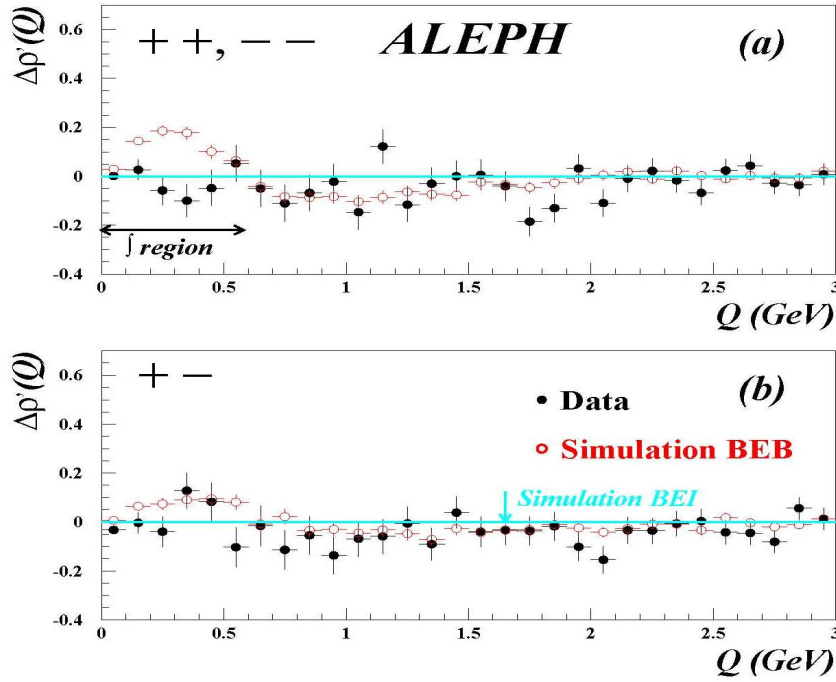


FIGURE 2 – Distributions $\Delta\rho'(Q)$ pour les paires de pions chargés (de même signe en haut, de signes opposés en bas) dans le canal $WW \rightarrow q_1q_2q_3q_4$. Les données sont indiquées par les points noirs, la simulation, avec CBE entre pions issus de W différents, par les cercles rouges. La région d'intégration, jusqu'à $Q = 0.6$ GeV est indiquée. Il n'y a pas de déviations notables de zéro pour les données dans le cas des paires de même signe, et les données comme la simulation sont également compatibles avec zéro dans le cas des paires de signes opposés, comme attendu. Ces figures sont extraites de [9].

pour les faibles valeurs de Q , un angle d'ouverture minimum de 3° entre les deux traces associées est requis. L'analyse a été répétée sans cette coupure, sans aucun effet mesurable.

Aucune erreur n'est donc ajoutée.

L'ensemble des erreurs systématiques est résumé dans la table 4.

Conclusion

Les corrélations de Bose-Einstein dans les désintégrations de paires de bosons W ont été étudiées en comparant les événements $WW \rightarrow q_1q_2q_3q_4$ à d'autres événements $WW \rightarrow 4$ quarks, construits en mélangeant la partie hadronique de deux événements $WW \rightarrow q_1q_2l\nu$. Un modèle pour ces corrélations de Bose-Einstein a été ajusté au pic du Z . La taille de la source (la région émettrice des pions) pour l'ajustement de la distribution $D'(Q)$ pour les bosons W a été fixée à la valeur prédite par une simulation Monte-Carlo avec l'hypothèse de corrélations entre pions issus de W différents. L'ajustement à deux paramètres de cette distribution donne une intensité

Systématique	λ	$I_{\Delta\rho'}$
Sélection des traces	0.006	0.092
Sélection des évènements	0.012	0.171
Soustraction du bruit de fond	0.003	0.044
Total	0.014	0.199

TABLE 4 – Erreurs systématiques retenues dans la mesure des CBE entre pions issus de W différents par la technique du mélange d'évènements.

de ces corrélations, entre pions issus de W différents, compatible avec zéro :

$$\lambda = -0.004 \pm 0.011 \pm 0.014$$

qui diffère de 4.7 écarts standard de 0.081 ± 0.004 , prédiction du Monte-Carlo avec de telles corrélations. D'autre part, l'intégration de la distribution $\Delta\rho'(Q)$ jusqu'à la valeur $Q_{max} = 0.6$ GeV donne :

$$I_{\Delta\rho'} = -0.127 \pm 0.143 \pm 0.199,$$

sans déviation mesurable de zéro. Les données sont donc compatibles avec l'hypothèse où les corrélations de Bose-Einstein existent seulement entre pions issus du même boson W , et défavorisent le modèle avec des corrélations entre pions issus de W différents. Cette méthode du mélange d'évènements est celle retenue pour la combinaison des résultats des quatre expériences LEP. La limite supérieure sur l'intensité de l'effet se traduit par une erreur systématique de 7 MeV sur la mesure de la masse du boson W dans le canal hadronique, et de 2 MeV dans la combinaison globale (voir les chapitres 8 à 10 de [15]).

Autres activités

Pendant mon séjour de 6 mois au CERN en 1999-2000, je me suis également occupé d'implémenter le Monte-Carlo KK2F (générateur d'évènements $Z, \gamma \rightarrow f\bar{f}$ prenant en compte les effets d'interférence entre l'émission de photons dans les états initial et final) au sein des outils de simulation disponibles dans ALEPH.

3 Activités de recherche dans l'expérience ATLAS.

3.1 Description générale du contexte : LHC et ATLAS

Le Large Hadron Collider

Le LHC [16] est le nouvel accélérateur du CERN, dont la construction a été décidée en 1994. Les travaux de génie civil ont débuté en 1998, avec le creusement de la caverne ATLAS, le dernier aimant ayant quant à lui été descendu en 2007. Cette machine devrait atteindre des énergies dans le centre de masse de 14 TeV avec des collisions proton-proton, et permet aussi des collisions d'ions lourds (à 2,8 TeV/nucléon pour des ions de plomb par exemple). Le démarrage de la machine a eu lieu fin 2008, mais la machine n'a fonctionné que quelques jours, avant un grave incident qui a endommagé une partie de l'accélérateur. Après plusieurs mois de réparation et d'amélioration des systèmes de sécurité, la machine a redémarré avec succès le 20 novembre 2009. Dans un premier temps, le LHC a fonctionné en anneau de stockage, avec des collisions à 900 GeV, puis les protons ont été accélérés, permettant des collisions à 2,36 TeV. En 2010, les 7 TeV ont été atteints, avec une luminosité instantanée maximum de $1,4 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (au 13 juillet 2010¹⁶).

Le complexe des accélérateurs du CERN est montré sur la figure 3(a). Les protons sont obtenus en ionisant des atomes d'hydrogène. L'intensité du faisceau obtenu est de 300 mA. Une première cavité radiofréquence accélère ces ions jusqu'à 750 KeV. Ces protons sont ensuite accélérés jusqu'à 50 MeV par l'accélérateur linéaire LINAC2, puis injectés successivement dans le PS Booster et le PS (**P**roton **S**ynchrotron) où ils atteignent 1,4 GeV et 25 GeV respectivement. Ils sont ensuite injectés dans le SPS (**S**uper **P**roton **S**ynchrotron) pour être accélérés jusqu'à 450 GeV, avant l'injection finale dans le LHC, où ils leur faudra encore environ 20 minutes pour atteindre leur énergie maximum (prévue à 7 TeV, soit une vitesse d'un peu plus de 99,9999991% de la vitesse de la lumière dans le vide). L'énergie totale stockée par faisceau est approximativement de 360 MJ. Le LHC et les expériences attenantes sont situés environ 100 m sous terre (la profondeur variant de 45 m à 170 m, le plan de l'accélérateur LHC étant incliné de 1,4°), l'ancien anneau du LEP de 27 km de circonférence ayant été ré-utilisé. Des informations supplémentaires sur les différents accélérateurs du CERN peuvent être trouvées à partir des liens donnés en [17].

Les protons circulent en sens opposé dans deux tubes à vide, et sont maintenus sur leur trajectoire par le plus grand système d'aimants supraconducteurs jamais construit (environ 1200 dipôles et 400 quadripôles). Les aimants dipolaires supportent des courants de l'ordre de 12000 A permettant de produire un champ magnétique de $\sim 8,4 \text{ T}$ ¹⁷. L'énergie stockée dans ces aimants est de l'ordre de 600 MJ. Ils nécessitent un refroidissement avec de l'azote liquide

16. A cette date, le LHC fonctionne couramment avec des paquets de 10^{11} protons, et a accumulé une luminosité intégrée d'environ 200 nb^{-1} .

17. Les aimants supraconducteurs niobium-titane autorisent des densités de courant de l'ordre de 3000 A/mm^2 , à comparer à celles obtenues avec des conducteurs classiques, de 5 à 50 A/mm^2 . Avec de tels conducteurs, il aurait fallu un accélérateur de 120 km de long, sans parler de l'augmentation prohibitive de la consommation électrique. En ce qui concerne les valeurs des champs magnétiques, je donne ici quelques ordres de grandeurs. La valeur maximale atteinte pour des aimants permanents est de l'ordre de $\sim 4,5 \text{ T}$, et de $\sim 27 \text{ T}$ pour des aimants à base de bobines supraconductrices. Le champ magnétique terrestre est de $\sim 5 \mu\text{T}$.

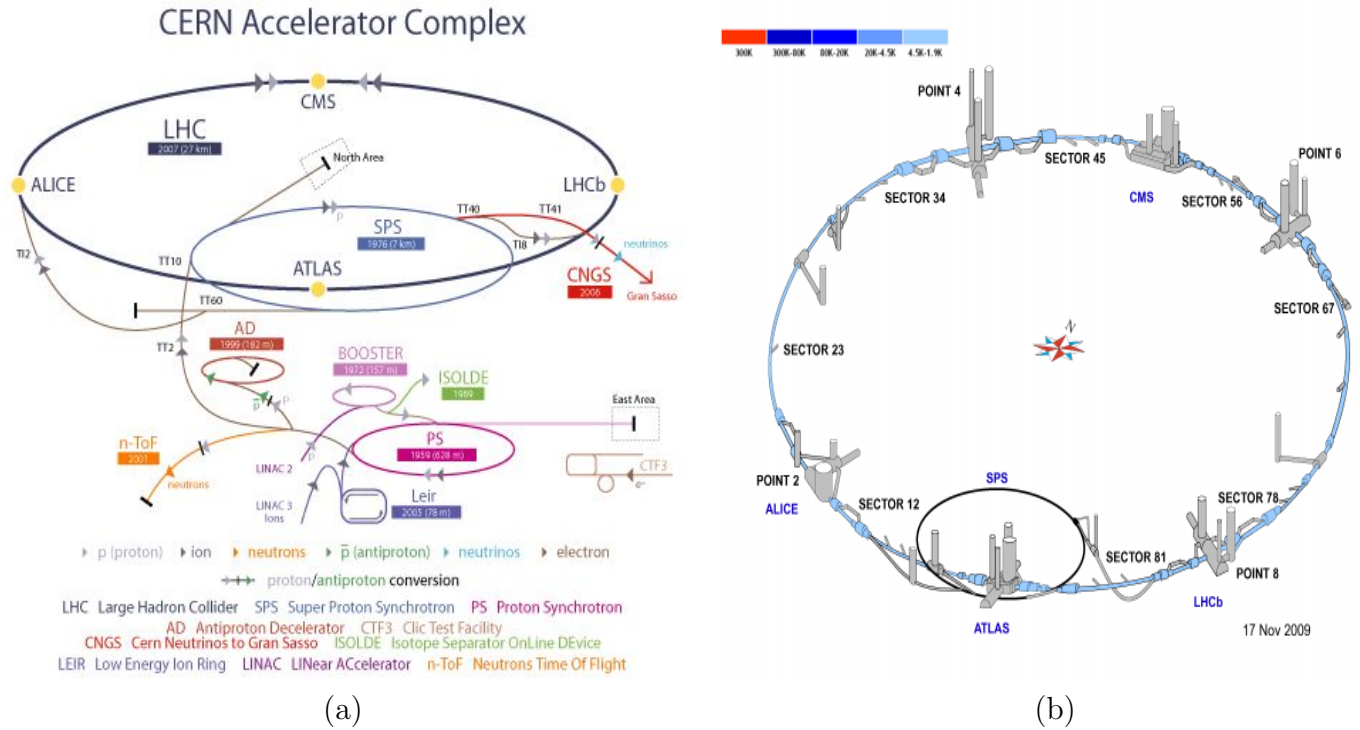
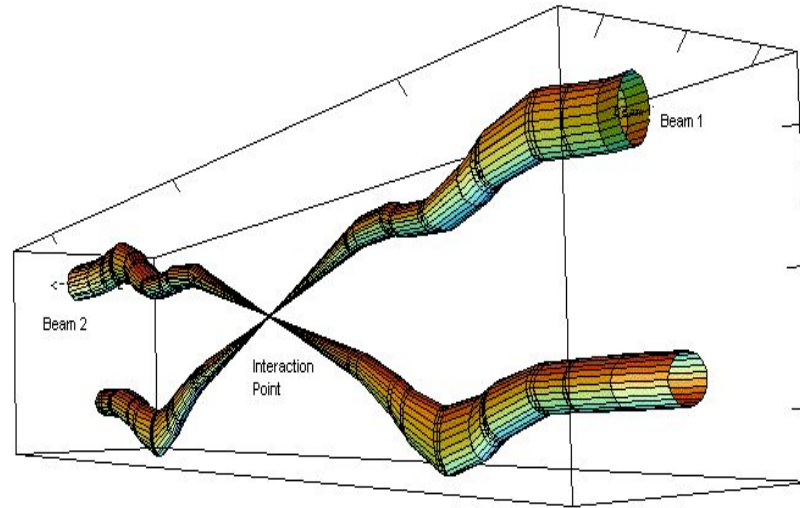


FIGURE 3 – Figures issues de la référence [17], montrant en (a) le complexe des accélérateurs du CERN et en (b) une vue des différentes expériences installées sur l’anneau du LHC.

dans un premier temps (pour atteindre 80 K), puis avec de l’hélium liquide (pour atteindre la température de fonctionnement de 1,9 K). Les protons sont regroupés dans 2808 paquets, contenant chacun environ 100 milliards de protons. Ces paquets se croisent toutes les 25 ns aux différents points d’interaction prévus. Les expériences principales installées auprès de cet accélérateur, indiquées sur la figure 3(b), sont ATLAS, CMS [18], ALICE [19] et LHC-b [20]. En ce qui concerne ATLAS, pour la luminosité maximum prévue ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)¹⁸, il y aura environ une vingtaine d’interactions par croisement de faisceau. La figure 4 montre la taille relative des faisceaux autour du point de collision. Au point de collision, la section transverse est d’environ $16 \mu\text{m}$, pour une dispersion (RMS) des paquets selon z de 7 cm environ. La durée de vie des faisceaux est d’environ une quinzaine d’heures. Au delà, la qualité du faisceau est détériorée d’abord par les collisions elles-mêmes, mais aussi par les interactions faisceau-faisceau, par les interactions entre protons au sein des paquets, et par les pertes d’énergie dues au rayonnement synchrotron. Elle est aussi affectée par les imperfections du vide obtenu ou des cavités accélératrices.

18. La même luminosité est attendue dans CMS, LHC-b devrait fonctionner avec au maximum $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et ALICE avec une luminosité de $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à $10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour les collisions d’ions lourds.



Relative beam sizes around IP1 (Atlas) in collision

FIGURE 4 – Figure issue de la référence [17], montrant la taille relative des faisceaux autour du point de collision dans ATLAS. Au point de collision, la taille des faisceaux dans le plan transverse est d'environ $16 \mu\text{m}$. Hors de la zone de collision, la taille des faisceaux dans le plan transverse est de l'ordre du mm.

L'expérience ATLAS

Nous décrivons ici rapidement le détecteur ATLAS. Plus de détails peuvent être trouvés dans [4], et dans [21] en ce qui concerne les performances attendues. Une vue générale d'ATLAS est montrée sur la figure 5. Le détecteur fait environ 44 m de long et 25 m de diamètre, pour un poids de 7000 tonnes.

Le système de coordonnées d'ATLAS est le suivant : le plan horizontal est défini par les axes xz , z étant le long des faisceaux et $+x$ pointant vers le centre du LHC. L'axe y vertical est défini positif vers le haut. On trouvera parfois dans le texte mentionnés les bouchons "A" et "C". Le premier est installé du côté des z positifs, le second des z négatifs. On fera aussi souvent référence à la pseudorapidité η , définie comme $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$, où θ est l'angle avec l'axe z positif.

ATLAS est un détecteur à symétrie cylindrique, autour de l'axe du faisceau. En partant du point d'interaction, on rencontre d'abord le détecteur à pixels, puis le détecteur à pistes de silicium (SCT), et le détecteur à radiations de transition (TRT). Ces trois détecteurs, dédiés à la reconstruction des traces chargées au delà de 500 MeV¹⁹, et pour $|\eta| < 2,5$, forment le détecteur interne. Les positions respectives de chaque détecteur sont visibles sur la figure 6(b). Ils sont placés à l'intérieur d'une bobine supraconductrice fournissant un champ magnétique de 2 T au centre d'ATLAS, décroissant jusqu'à 0,9 T vers l'extrémité du détecteur interne, pour $|z| \sim$

19. Il n'est cependant pas exclu de reconstruire les traces chargées jusqu'à 150 MeV, notamment à basse luminosité. C'est l'option actuelle dans les algorithmes de reconstruction.

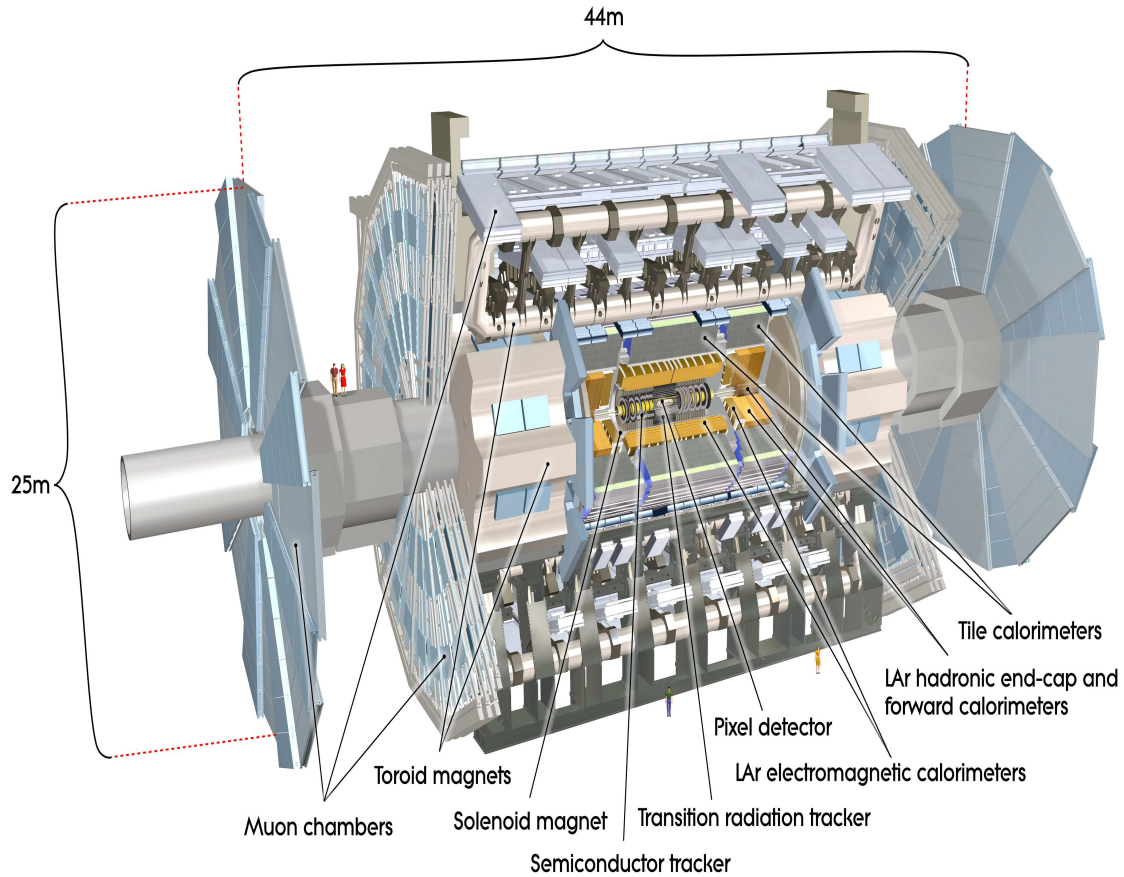


FIGURE 5 – Vue générale de l'expérience ATLAS. Figure extraite de [4].

2,7 m (pour $|z| < 1,4$ m, le champ décroît de 2 à 1,9 T, puis il diminue ensuite plus rapidement selon z , avec également une légère dépendance en R). La résolution attendue pour la mesure de l'impulsion des traces chargées est de $\sigma_{P_T}/P_T = 0,05\%P_T \oplus 1\%$. Viennent ensuite (pour $|\eta| < 3,2$) cet aimant solénoïdal et le calorimètre électromagnétique à argon liquide (LArg), placés dans le même cryostat, puis le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes (TileCal) et enfin les chambres à muons. Sur l'avant, le détecteur est fermé par un calorimètre électromagnétique et un calorimètre hadronique, tous deux à argon liquide, suivis par des plans de chambres à muons. La figure 6(a) présente une vue dans le plan $R-z$ du détecteur interne, dont nous allons maintenant détailler les différentes parties.

Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est composé de 3 couches pour le tonneau et de 3 disques pour chaque bouchon. Les couches du tonneau sont situées à un rayon de 5, 9 et 12 cm, et comportent un total de 286, 494 et 676 modules respectivement. Les 3 disques, situés à une distance z de 495, 580 et 650 mm comportent 48 modules chacun. Malgré sa grande surface ($1,8\text{m}^2$),

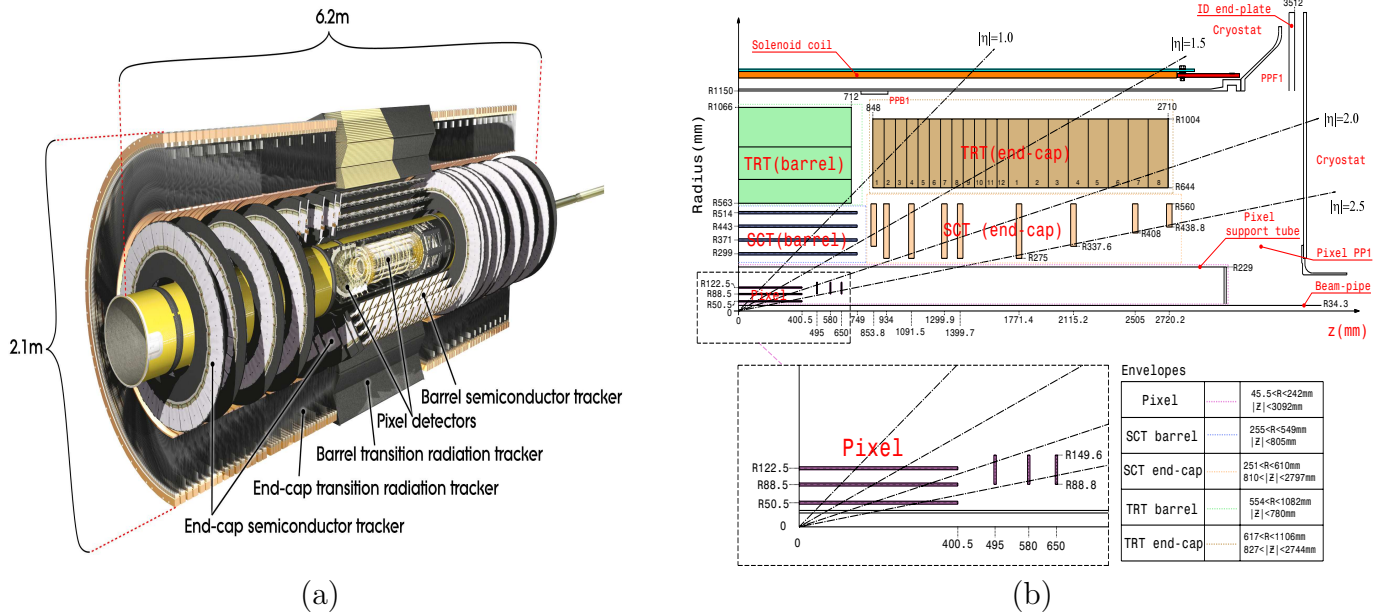


FIGURE 6 – (a) : Vue en coupe, dans le plan $R - z$, du détecteur interne (détecteur de traces) d'ATLAS. (b) : Schéma montrant la disposition des différents constituants du détecteur interne en fonction de r et de η . Figures extraites de [4].

ce détecteur reste relativement léger (4,4 kg), et la quantité de matière, perpendiculairement au faisceau, n'est que de 10% de X_0 ²⁰. Ce détecteur dissipe environ 10 kW, évacués par un système de refroidissement évaporatif, utilisant de l'octafluoropropane (C_3F_8). La température de fonctionnement se situe aux alentours de -7 °C, ce qui permet aussi de réduire les effets de l'exposition aux radiations. Tous les modules sont identiques (19×63 mm²), et sont au nombre de 1744 au total. La taille minimum des pixels est de 50×400 μm^2 pour 250 μm d'épaisseur. Bien qu'il y ait 47232 pixels par module, certains sont regroupés au niveau de l'électronique de lecture. Il y a donc seulement 46080 canaux distincts par module. Ces canaux sont connectés à 16 circuits intégrés, traitant chacun 2880 canaux. Au total, il a 80,4 millions de canaux. La résolution intrinsèque de ce détecteur est de 10 μm dans le plan $R - \phi$ et de 115 μm en z (en R) pour le tonneau (pour les bouchons).

Il faut noter qu'il est d'ors et déjà prévu de remplacer la première couche de pixels après environ 3 à 5 ans de fonctionnement à haute luminosité, à cause de l'importante exposition aux radiations, impliquant une dégradation rapide du détecteur.

Le détecteur à pistes de silicium

Ce détecteur est composé de 4 couches dans le tonneau et de 9 disques par bouchons. Les modules sont construits à partir de capteurs portant des pistes de 80 μm de largeur sur le

20. La longueur de radiation est définie comme la distance moyenne, dans un matériau donné, pour laquelle un positron ou un électron perd 63,2% de son énergie par radiation.

tonneau, pour une épaisseur de $285 \pm 15 \mu\text{m}$. La largeur des pistes pour les capteurs des bouchons varie de 57 à 90 μm . Un module du tonneau, par exemple, est fait de 4 capteurs. Deux d'entre eux sont couplés sur chaque face afin de former des pistes de 12 cm de long environ. Il y a 768 pistes actives par face, celles-ci étant décalées d'un angle de 40 mrad. Il y a au total 4088 modules : 2112 pour le tonneau et 1976 pour les deux bouchons. Les modules du tonneau sont tous identiques, alors qu'ils sont de 3 types différents pour les bouchons. Chaque module est équipé de douze circuits intégrés traitant chacun 128 canaux. Il y a donc 6,3 millions de canaux de lecture.

La tension de fonctionnement sera de 150 V au démarrage, mais devra être augmentée dans une plage de 250 à 450 V après 10 ans de fonctionnement, à cause des dommages liés à l'exposition aux radiations. Ce détecteur fonctionne à une température de -5 à -10 °C, avec un système de refroidissement similaire à celui des pixels. Le seuil de détection est choisi de façon à avoir un détecteur très peu bruyant, avec un taux d'occupation inférieur à $5 \cdot 10^{-4}$, pour une efficacité meilleure que 99%. Pour des modules non irradiés et à 150 V, un seuil compris entre 0,8 et 1,5 fC remplit ces conditions. Pour les modules irradiés, sous une tension de 450 V, le seuil minimal varie entre 1 et 1,2 fC, alors que le seuil maximum est au alentour de 1,2 fC. Le seuil de détection est donc fixé à 1 fC au démarrage de l'expérience.

La résolution intrinsèque de ce détecteur est de 17 μm dans le plan $R - \phi$ et de 580 μm en z (en R) pour le tonneau (pour les bouchons).

Le détecteur à radiations de transition

Le détecteur à radiations de transition d'ATLAS (TRT dans la suite) est composé de trois parties : un tonneau central [22] et deux bouchons [23]. Ce détecteur est dédié à la reconstruction des traces chargées, mais permet aussi l'identification des électrons jusqu'à une énergie de 150 GeV environ.

Les éléments de détection sont appelés pailles [24], [25], [26]. Il s'agit de petits tubes à dérive, de 4 mm de diamètre, fonctionnant en mode proportionnel. Le tonneau comprend 52544 pailles d'environ 144 cm de long, orientées parallèlement à l'axe des faisceaux. Les deux bouchons comprennent 122880 pailles chacun, de 37 cm de long, orientées perpendiculairement au faisceau. Les pailles du tonneau sont lues à chaque extrémité, le fil étant séparé en deux moitiés isolées électriquement. Il y a donc 105088 canaux de lecture pour le tonneau, répartis sur 96 modules. Ces modules sont répartis en 3 couches successives de 32 modules. Le nombre de pailles par module est de 329, 520 et 793, en allant du module le plus interne au plus externe. La figure 7 montre une vue partielle du tonneau du détecteur interne. On voit les 3 couches de pixels, suivies des 4 couches du SCT. Les modules trapézoïdaux du TRT sont aussi visibles. Il faut aussi noter que les 9 premières couches de pailles du tonneau sont différentes des autres. Elles sont insensibles dans leur zone centrale, sur une distance d'environ 80 cm, afin de réduire le taux d'occupation à un niveau acceptable dans cette zone. Les pailles du tonneau sont insérées dans une mousse de polypropylène. Les pailles des bouchons sont assemblées en roue, comme sur la photographie 8(a). Chaque roue est constituée de 8 plans de pailles, chaque plan étant décalé en ϕ par rapport au plan précédent. Des feuilles de polypropylène sont intercalées entre les plans de pailles. Il y a deux types de roues, l'espacement entre plan de pailles augmentant avec η , le détecteur ayant été conçu de telle façon qu'une particule émise à $|\eta| < 2$ croise environ

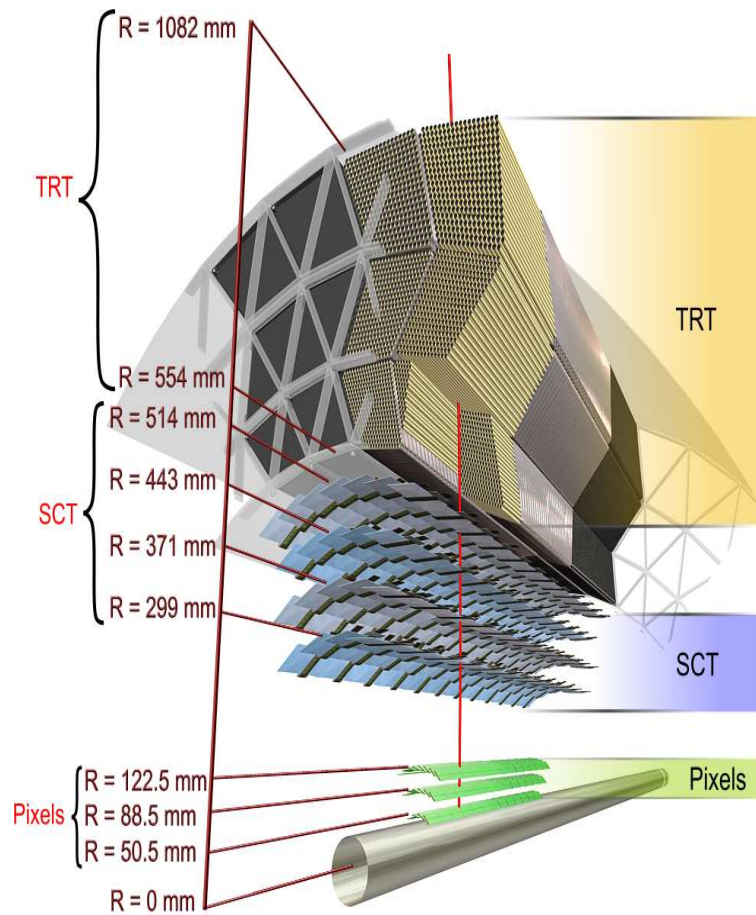
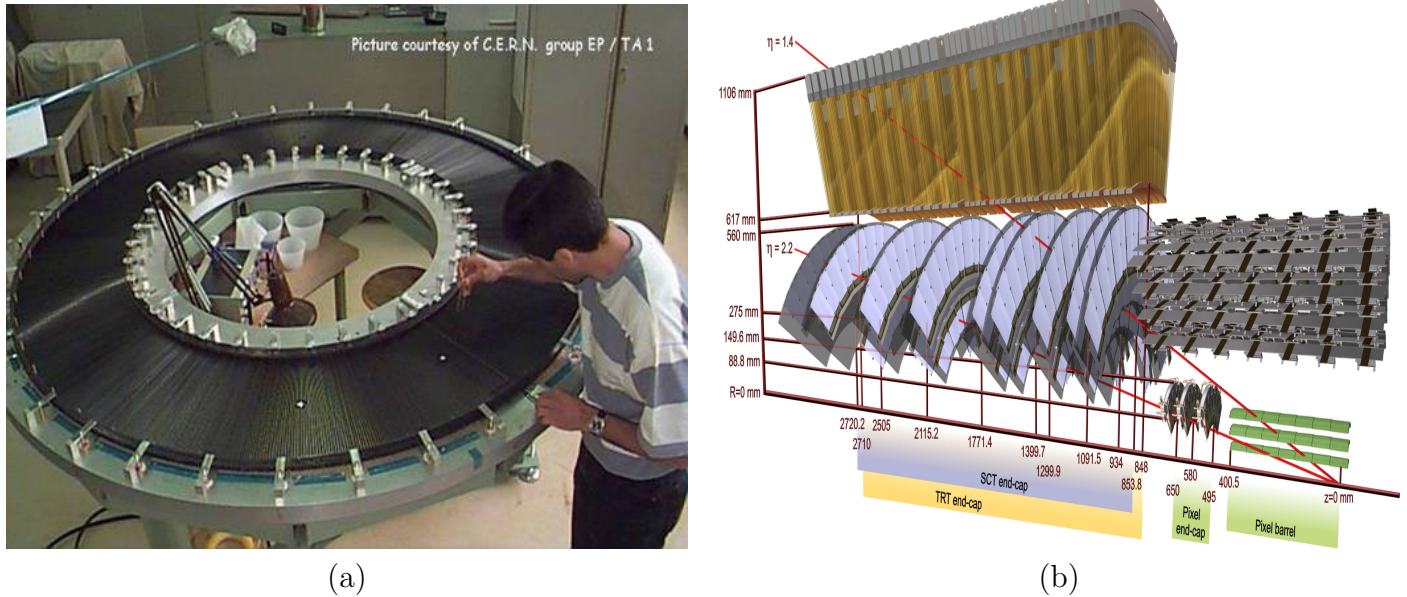


FIGURE 7 – Vue partielle du tonneau central du détecteur interne. On voit sur cette figure la disposition des pailles et des modules du TRT dans le tonneau central. Figure extraite de [4].

35 pailles. Chaque bouchon est constitué de 20 roues, 12 de type “A” (avec l’espacement entre plans de pailles le plus faible) et 8 de type “B” (avec un espacement entre plans de pailles plus grand). On peut voir sur la figure 8(b) une vue partielle d’un bouchon du détecteur interne. On y voit les disques des pixels et du SCT, suivis par les 20 roues du TRT.

Le gaz actif est un mélange Xe (70%) - CO₂ (27%) - O₂ (3%), la tension de fonctionnement étant d’environ -1500 V. On a alors un gain de $2,5 \cdot 10^4$. Les pailles elles-mêmes sont refroidies par une circulation permanente de CO₂ gazeux. Le rayonnement de transition est émis quand une particule relativiste traverse un milieu inhomogène, en particulier à la frontière entre matériaux avec des constantes diélectriques différentes. La résolution intrinsèque du TRT, pour une



(a)

(b)

FIGURE 8 – (a) : Vue d'une roue d'un bouchon du TRT pendant sa fabrication. (b) : Vue partielle d'un des bouchons du détecteur interne. On voit sur cette figure la disposition des pailles et des modules du TRT dans un bouchon. La figure est extraite de [4].

géométrie parfaite, est de $135 \mu\text{m}$ ²¹.

Les calorimètres hadronique et électromagnétique à argon liquide

Le calorimètre électromagnétique à argon liquide est composé d'un tonneau central ($|\eta| < 1,475$) et de deux bouchons ($1,375 < |\eta| < 3,2$), chacun dans son propre cryostat. Les modules ont un profil en accordéon afin d'avoir une couverture complète en ϕ . L'absorbeur est du plomb, et la lecture du signal est assurée par des électrodes en cuivre et en kapton. Dans la région $|\eta| < 2,5$, ce calorimètre est segmenté longitudinalement en trois sections. L'épaisseur totale varie de 22 à 30 longueurs de radiation, de la perpendiculaire à $|\eta|=0,8$, et de 24 à 33 X_0 entre $|\eta|=0,8$ et $|\eta|=1,3$. Le tonneau et les bouchons, dans la région $1,5 < |\eta| < 1,8$, sont précédés d'un pré-échantillonneur.

Le dispositif de calorimétrie est complété sur l'avant, dans la région $1,5 < |\eta| < 3,2$, par un calorimètre hadronique à argon liquide, constitué de deux roues par bouchon. Ce calorimètre est situé juste derrière le calorimètre électromagnétique, et partage le même cryostat. Encore

21. La résolution obtenue avec les rayons cosmiques en 2008 est de $165 \mu\text{m}$ dans le tonneau. Celles obtenues avec les premières données à 900 GeV sont de $147 \mu\text{m}$ dans le tonneau, et de $167 \mu\text{m}$ dans les bouchons. Pour les données à 7 TeV de 2010, les résolutions obtenues sont de $142 \mu\text{m}$ dans le tonneau, et de $161 \mu\text{m}$ dans les bouchons. Les résolutions données ici s'entendent pour des traces reconstruites avec le TRT seul. L'accord est bon entre la simulation et les données pour le tonneau, mais il est plus mauvais pour les bouchons, où une résolution de $135 \mu\text{m}$ est attendue. Ceci est probablement dû au fait que les bouchons n'ont pas été aussi bien étudiés que le tonneau avec les rayons cosmiques, à cause de leur géométrie.

plus sur l'avant, dans la région $3, 1 < |\eta| < 4, 9$, on trouve le FCal (pour **F**orward **C**alorimeter) décrit plus loin.

Le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes

Le calorimètre à tuiles scintillantes d'ATLAS est composé d'un tonneau central, et de deux bouchons, de rayons interne 2,28 m et externe 4,23 m. Il est situé à $|\eta| < 1, 7$. Les modules du tonneau font 5,64 m de long, ceux des bouchons 2,91 m. Il y a 64 modules pour le tonneau et 2×64 pour les bouchons, pour un poids total de 2900 tonnes environ. Chaque module est constitué d'une alternance de plaques d'acier (absorbeur, 5 mm d'épaisseur) et de plaques de polystyrène (milieu actif, 3 mm d'épaisseur). Il y a 11 tailles différentes, mais surtout deux fabricants pour ces tuiles scintillantes, ce qui a conduit à classer les photomultiplicateurs (que j'abrégérai parfois PMT)²² en fonction de la possibilité d'ajuster leur haute tension, afin d'être à même de compenser les variations dues aux tuiles elles-mêmes. Les quelques 460000 tuiles ne représentent qu'une faible fraction du poids total, de l'ordre de 60 tonnes. Ces tuiles sont placées radialement et perpendiculairement à l'axe du faisceau. Une particule ionisante traversant une tuile scintillante va produire l'émission de lumière dans l'ultraviolet (entre 240 et 300 nm). Des agents dopants introduits dans la tuile plastique (1,5% PTP et 0,04% de POPOP) absorbent ce rayonnement ultraviolet et réémettent de la lumière bleue. Cette lumière est captée par des fibres optiques de 1 mm de diamètre, plaquées sur les cotés de chaque tuile. Ces fibres sont également dopées et vont elles-même absorber et réémettre la lumière dans le vert, à 480 nm. Cette longueur d'onde est proche du maximum de sensibilité des photomultiplicateurs. À noter que les fibres sont aussi dopées avec un autre composant, absorbeur dans l'ultraviolet, afin d'éviter la lumière parasite due à l'effet Cerenkov ou à la scintillation des fibres, quand elles sont traversées par les particules. La figure 9-(a) montre un module du TileCal : on voit l'alternance absorbeur-scintillateur et le schéma de lecture, avec une fibre optique remontant vers un photomultiplicateur. Il y a 1120 km de fibres pour le calorimètre complet. Ce calorimètre échantillonne 2,5% de l'énergie incidente. La perte de rendement lumineux attendue, due au vieillissement et à l'exposition aux radiations, est de 0,5%/an. Ces fibres sont regroupées par torons pour former les cellules du calorimètre, de façon à avoir une géométrie pseudo-projective (voir la figure 9-(b)), et à segmenter le calorimètre en trois couches d'épaisseur 1,4, 4,1 et 1,8 λ_I ²³ à $\eta=0$. Chaque cellule est lue par deux PMT différents. Je renvoie aux pages 148-153 de [4] pour plus de détails.

L'électronique est installée sur des modules appelés super-tiroirs, insérés dans la cavité ménagée à cet effet au sommet de chaque module, de telle façon que les mélangeurs de lumière viennent se positionner en face des torons de fibres. Ces super-tiroirs sont au nombre de 256. Ceux du tonneau comportent 45 PMT, et ceux des bouchons 32. Du fait de la présence de tuiles aux propriétés différentes, comme nous l'avons déjà mentionné, il y a en fait 3 types de modules différents pour le tonneau, et de même pour les bouchons. Chaque module fait un peu moins de

22. Un photomultiplicateur est utilisé pour convertir un signal lumineux en impulsion électrique.

23. La longueur d'interaction nucléaire est définie comme la distance moyenne parcourue par un hadron de haute énergie dans un milieu donné, avant de subir une interaction nucléaire. Cette longueur est de 17 cm environ dans l'acier.

1,5 m de long pour un poids de 40 kg environ, soit 20 tonnes pour l'ensemble des super-tiroirs du calorimètre.

Les chambres à muons

Il existe en fait quatre types de chambres à muons : les MDT, (**M**onitored **D**rift **T**ubes), les RPC (**R**esistive-**P**late **C**hambers), les TGC (**T**hin-**G**ap **C**hambers) et les CSC (**C**athode **S**trip **C**hambers). Les RPC (dans le tonneau, $|\eta| < 1,05$) et les TGC (dans les bouchons, $1,05 < |\eta| < 2,7$) sont utilisées dans le système de déclenchement, dans l'intervalle de pseudo-rapacité $|\eta| < 2,4$. Les CSC sont utilisées dans la région $2 < |\eta| < 2,7$, et seulement pour le premier plan de chambres à muons. Ces détecteurs permettent une plus grande granularité, nécessaire dans cette région où le taux d'occupation et le bruit de fond sont plus élevés. Enfin, les MDT couvrent la quasi totalité de l'acceptance en η , afin de permettre une mesure précise des coordonnées des traces. Trois aimants toroïdaux supraconducteurs fournissent le champ magnétique nécessaire pour la mesure des muons : deux aimants sont placés à chaque extrémité d'ATLAS, derrière les bouchons des calorimètres et à l'intérieur du toroïde du tonneau. Ces aimants produisent un champ magnétique variant de 0,2 à 3,5 T. L'aimant toroïdal du tonneau est constitué de 8 bobines de 25 m de long pour 5 m de large. Son champ magnétique varie de 0,15 T à 2,5 T, et le courant total est de 20500 A pour une énergie stockée de 1100 MJ²⁴ alors qu'elle est de 250 MJ pour chaque toroïde des bouchons.

Les calorimètres avant à argon liquide

Dans le cryostat des bouchons des calorimètres à argon liquide, on trouve aussi le calorimètre FCal. Il est situé plus près de l'axe du faisceau, et couvre la région $3,1 < |\eta| < 4,9$. La face avant de ce calorimètre est décalée par rapport à la face avant des bouchons du calorimètre électromagnétique. Ce calorimètre, tout en augmentant l'acceptance calorimétrique totale, permet de réduire le taux de radiation dans les chambres à muons. Il est constitué de 3 roues pour chaque bouchon. La première, avec des absorbeurs en cuivre, est optimisée pour la mesure électromagnétique, et les deux suivantes, avec des absorbeurs en tungstène, sont optimisées pour les mesures hadroniques. Son épaisseur totale est de $10 \lambda_I$. Ces trois roues sont suivies d'un blindage, sous forme d'une quatrième roue non-instrumentée, protégeant les chambres à muons du flux de particules.

24. Le record d'énergie stockée par un aimant supraconducteur est détenu au CERN par le solénoïde de CMS, aimant de 7 m de diamètre et 12,5 m de long produisant un champ magnétique de 4 T. L'énergie stockée est de 2,6 GJ.

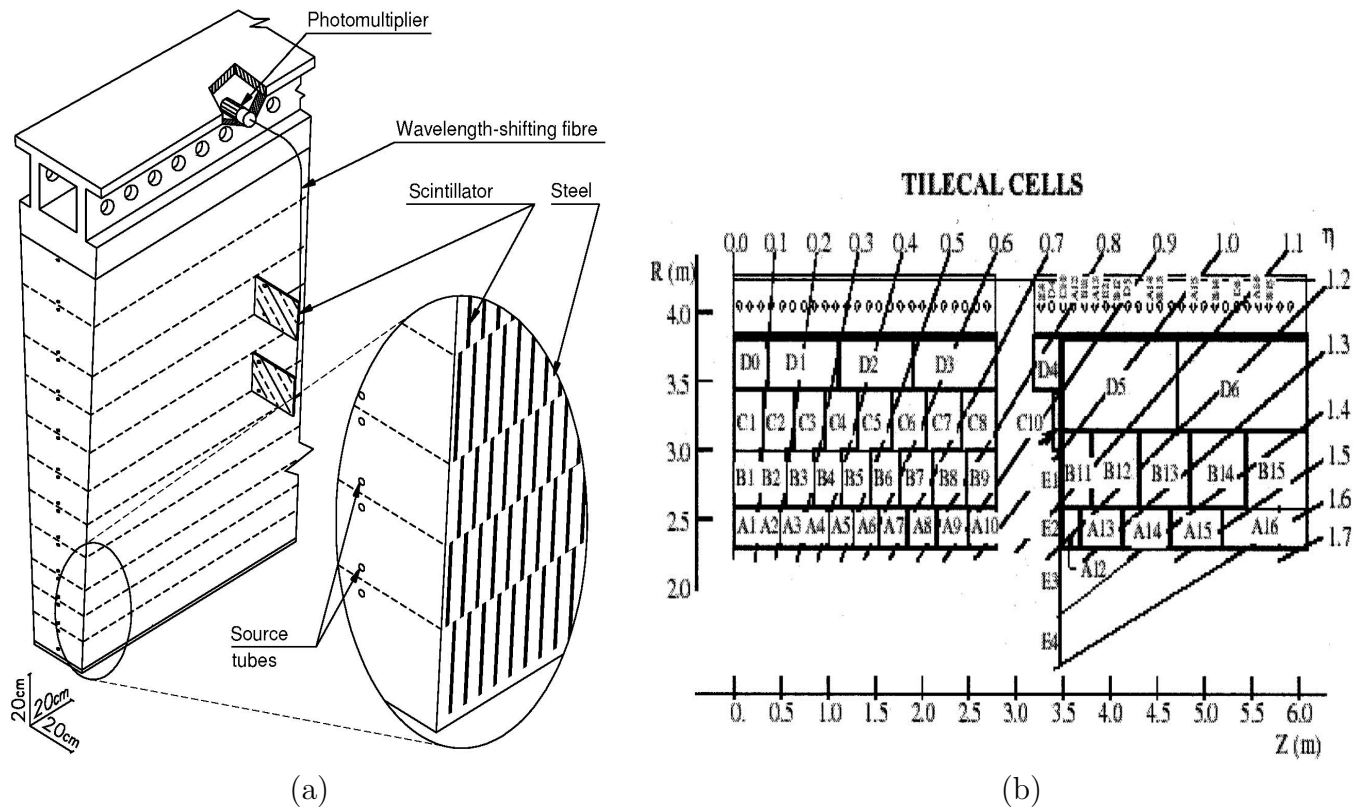


FIGURE 9 – (a) : Schéma d'un module du calorimètre à tuiles scintillantes. On peut voir l'alternance de plaques d'acier et de scintillateur, disposées perpendiculairement à l'axe du faisceau. Chaque rangée de tuiles est percée afin de laisser passer le tube où circule la source de Cs^{137} utilisée pour la calibration. Le haut du module est creux, afin d'héberger les super-tiroirs portant l'électronique frontale. La lumière émise dans chaque tuile est collectée par deux fibres, les fibres étant regroupées en toron pour définir les cellules. Chaque photomultiplicateur se trouve en face d'un toron de fibre. (b) : Vue schématique d'un quart du calorimètre dans le plan $R - z$. On voit ici la structure pseudo-projective formée par les cellules. Chaque cellule A, B, C ou D est lue par deux photomultiplicateurs indépendants. Figures extraites de [4].

3.2 La physique d'ATLAS : le modèle standard et au-delà

Introduction

Il ne saurait être question ici de détailler l'ensemble des théories qu'ATLAS permettra de tester, ni de décrire la totalité des mesures qui seront effectuées. On peut néanmoins en donner un tour d'horizon rapide, et je renvoie pour plus d'informations à [27] et [28].

La première chose que fera l'expérience ATLAS sera de "re-découvrir" le modèle standard. Les premières observations et les premières mesures serviront à valider le fonctionnement du détecteur et la chaîne de déclenchement. Dans un deuxième temps, on tentera d'améliorer la précision des mesures de certaines observables fondamentales du modèle standard, comme la masse du boson W ou celle du quark top. Le secteur des saveurs lourdes et les études de violation de CP, les études de QCD perturbative et des fonctions de structure²⁵, et celle du plasma de quarks et gluons sont aussi au programme. Des déviations importantes au modèle standard seraient alors peut-être les premiers signes d'une nouvelle physique. Dans tous les cas, il faudra évidemment comprendre parfaitement ces premiers résultats, pour démontrer que l'on maîtrise le fonctionnement du détecteur, et parce que la physique du modèle standard est le bruit de fond à toute recherche de nouvelle physique.

Toutefois, il serait plus intéressant de mettre directement en évidence de nouveaux phénomènes. Dans ce domaine, plusieurs axes peuvent être définis. La recherche du boson de Higgs est à cheval entre la physique du modèle standard (si un seul boson de Higgs est découvert, avec les propriétés attendues), et la nouvelle physique (si plusieurs bosons de Higgs sont découverts, si aucun n'est découvert, ou si un seul est découvert, mais avec des propriétés, comme une masse importante, inattendues). Si un boson de Higgs léger (de l'ordre de 115 GeV) est découvert, comme semble le préférer l'ajustement actuel des mesures électrofaibles, ce sera une indication forte de la présence d'une nouvelle physique avant 100 à 1000 TeV, nécessaire pour préserver la stabilité du vide.

Viennent ensuite les théories au-delà du modèle standard. La supersymétrie, qui permet de résoudre certains des problèmes évoqués en fin du premier chapitre²⁶, est sans doute l'une des plus prometteuses. Il existe en fait toute une gamme de théories, qui diffèrent par exemple dans la manière dont cette nouvelle symétrie est brisée (via la gravitation ou via une interaction de jauge).

Les théories proposant des dimensions supplémentaires sont aussi intéressantes, car elles fournissent pour certaines une explication crédible à la faiblesse de l'interaction gravitationnelle, ou

25. Ces mesures sont intéressantes en elles-mêmes, en tant que tests de la théorie, mais sont aussi nécessaires pour atteindre la précision requise dans le secteur électrofaible, étant donné que l'on est dans un collisionneur hadronique.

26. Comme on l'a déjà vu, cette théorie stabilise naturellement la masse du boson de Higgs, à la condition que les masses des nouvelles particules ne soient pas trop grandes, de l'ordre du TeV au maximum. Au-delà, les corrections quadratiques à la masse du Higgs, de l'ordre de la différence $m_{Partenaire\ Susy}^2 - m_{Particule\ MS}^2$, redeviennent grandes. Ce terme provient du fait que la supersymétrie est une symétrie brisée, et que le partenaire supersymétrique d'une particule du modèle standard n'a pas la même masse qu'elle. Elle propose aussi, sous certaines conditions, des candidats pour la matière noire, et peut rendre compte des anomalies comme celles observées dans les expériences Belle ou Pamela. Enfin, elle permet une unification des couplages faible, électromagnétique et fort à haute énergie, et fournit un cadre théorique pour l'unification du modèle standard et de la gravitation à l'échelle de Planck, $M_p \simeq 10^{19}$ GeV.

au problème de la hiérarchie (il y a environ 16 ordres de grandeur entre l'échelle d'énergie électrofaible et celle de Planck, où l'interaction gravitationnelle devient forte. Cette énorme écart nécessite une explication, et est connu comme le problème de hiérarchie du modèle standard). Les conséquences observables dans ATLAS sont variées, depuis les états de Kaluza-Klein²⁷ aux beaucoup plus hypothétiques micro-trous noirs.

Si aucun boson de Higgs n'est découvert, il faudra rechercher un autre mécanisme responsable de la brisure de symétrie électrofaible. On s'intéressera particulièrement à la diffusion de bosons W, où des effets dus à la technicouleur²⁸ pourraient être visibles, sous forme par exemple de nouvelles résonances se désintégrant en paire de bosons W. Certains modèles font apparaître des leptoquarks (particules portant à la fois un nombre leptonique et un nombre baryonique) qui se désintègrent en un quark et un lepton.

La recherche de bosons "lourds", de type Z' ou W'²⁹, est aussi un sujet d'étude important, dans la mesure où plusieurs modèles les prédisent. En cas de désintégrations similaires à celles du modèle standard, leur recherche est de plus assez aisée, puisque mettant en jeu des leptons de haute impulsion transverse (que l'on notera P_T). De même, on pourra rechercher une éventuelle quatrième famille de fermions, de nouvelles résonances se désintégrant en paires $t\bar{t}$ ou des quarks excités. La recherche d'une sous-structure (modèle de compositivité) aux particules que l'on considère élémentaires aujourd'hui est aussi possible. La compositivité se manifesterait sous la forme d'une déviation dans la section efficace de production de jets à grande impulsion transverse. Cette dernière étude demande une bonne linéarité du calorimètre hadronique.

La supersymétrie

À Clermont-Ferrand, parallèlement à mon travail sur le banc de test et à ma charge d'enseignement (voir les chapitres suivants), j'ai développé une analyse sur de possibles désintégrations supersymétriques du quark top, avec violation de la R-parité [29].

C'est pourquoi je reviens dans cette section un peu plus longtemps sur la supersymétrie. Je me place dans le cadre du modèle standard minimal supersymétrique (MSSM dans la suite), c'est à dire l'extension supersymétrique la plus simple imaginable au modèle actuel. La construction du modèle est expliquée par exemple dans [30] ou [31], et l'écriture complète du lagrangien peut être trouvée dans [32].

Les champs.

Dans ce modèle, on associe à chaque particule du modèle standard un partenaire supersymé-

27. Dans le modèle de Randall-Sundrum par exemple, on obtient une série d'états de Kaluza-Klein excités pour le graviton. Ce graviton peut se désintégrer en une paire de leptons.

28. Cette théorie alternative et ses variantes proposent une brisure dynamique de la symétrie électrofaible. Elle prédit de nouvelles particules, les technifermions, qui forment des états liés de type technihadrons, par un mécanisme proche de celui de la QCD. De telles particules peuvent se désintégrer en paires de leptons.

29. De tels bosons apparaissent par exemple dans les théories de grande unification, les théories de type Kaluza-Klein, ou dans le modèle dit "little Higgs". Ils apparaissent aussi dans les modèles à symétrie droite-gauche, qui proposent une solution pour expliquer la masse des neutrinos. Elles introduisent 3 nouveaux neutrinos massifs, N_i de masse m_{N_i} , et génèrent la masse des neutrinos connus, ν_l par un mécanisme de "balançoire", où la masse m_{ν_l} est inversement proportionnelle à la masse m_{N_i} . Ces modèles ont aussi des implications cosmologiques au niveau de la baryogénèse.

trique, dont le spin diffère de $\pm 1/2$. On associe donc un boson (resp. fermion) à chaque fermion (resp. boson) du modèle standard. Le générateur des transformations supersymétriques commute avec P^2 , ce qui implique que tous les champs appartenant à un même multiplet ont leur masse dégénérée. Cette nouvelle symétrie devra donc être brisée, puisque l'on sait par l'expérience qu'il n'existe pas de particules scalaires (resp. de fermions) de même masse pour chaque fermion (resp. de boson) connu. On fait apparaître les superpartenaires suivants :

- Les squarks, $\tilde{Q}_L^i = (\tilde{u}_L^i, \tilde{d}_L^i)$, superpartenaires des champs de quarks gauches (doublet de SU(2)) du modèle standard, et $\tilde{U}_R^i = (\tilde{u}_R^i)$ et $\tilde{D}_R^i = (\tilde{d}_R^i)$ superpartenaire des champs de quarks droits (singulet de SU(2)). Ils sont de spin nul. Les indices i, j, k réfèrent aux trois générations, et les indices L et R définissent les champs gauches et droits respectivement.
- Les sleptons, $\tilde{L}_L^i = (\tilde{\nu}_L^i, \tilde{e}_L^i)$ et $\tilde{E}_R^i = (\tilde{e}_R^i)$ superpartenaires des leptons du modèle standard, aussi de spin nul.
- Les gluinos de spin $1/2$, \tilde{g}^a , superpartenaires des gluons, où $a = 1, \dots, 8$ est l'indice de couleur.
- Les winos de spin $1/2$, \tilde{W}^i , superpartenaires des champs W_μ^i ($i=1, 2, 3$) du modèle standard.
- Le bino de spin $1/2$, \tilde{B} , superpartenaire du champ B_μ du modèle standard (Je renvoie aux pages 15 à 17 de [1] pour la définition des champs du modèle standard)³⁰.
- Le gravitino de spin $3/2$, \tilde{G} , superpartenaire du graviton, lui-même hypothétique.

Dans ce modèle, on doit faire apparaître deux doublets de champs de Higgs, H_1 et H_2 de spin nul et d'hypercharge opposée $Y = \pm \frac{1}{2}$, afin d'éviter toute anomalie triangulaire. Ces deux champs distincts permettent aussi de donner une masse au quark de type up et down respectivement. Ceci signifie donc que l'on aura deux valeurs moyennes de ces champs de Higgs dans le vide, v_1 et v_2 . On introduit alors le paramètre $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$. Une autre conséquence est que l'on a deux doublets de champs fermioniques supersymétriques, les higgsinos $\tilde{H}_1 = (\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-)$ et $\tilde{H}_2 = (\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0)$, de spin $1/2$.

Le contenu en particule.

Le contenu en particules observables est un peu différent. La supersymétrie a introduit les quatre champs fermioniques chargés suivant : $\tilde{W}^\pm = 1/\sqrt{2}(\tilde{W}^1 \mp \tilde{W}^2)$, \tilde{H}^+ et \tilde{H}^- , qui se mélangent pour faire apparaître deux états propres de masse, les charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^\pm$. De même, les jauginos et higgsinos neutres, partenaires des bosons de jauge neutres (B_μ, W_μ^3) et des champs de Higgs neutres (H_1^0, H_2^0), se mélangent du fait de la brisure de la symétrie électrofaible, et forment alors quatre états propres de masse : les neutralinos $\tilde{\chi}_i^0$ ($i = 1, 2, 3, 4$). Dans le secteur des scalaires, on a également un mélange des états propres de l'interaction pour la troisième génération. Ainsi, les états propres $\tilde{t}_L, \tilde{t}_R, \tilde{b}_L$ et \tilde{b}_R pour les squarks (resp. $\tilde{\tau}_R, \tilde{\tau}_L$ et $\tilde{\nu}_\tau$ pour les sleptons) donnent les états propres de masse $\tilde{t}_1, \tilde{t}_2, \tilde{b}_1$ et \tilde{b}_2 (resp. $\tilde{\tau}_1, \tilde{\tau}_2$ et $\tilde{\nu}_\tau$). Enfin, du fait de la présence de deux doublets de Higgs, on a maintenant non plus un mais cinq bosons de Higgs, notés h (pour le plus léger), H, H^\pm et A .

Le superpotentiel et la R-parité.

30. On voit quelquefois introduit le photino, partenaire supersymétrique du photon, comme $\tilde{\gamma} = \sin\theta_W \tilde{W}^3 + \cos\theta_W \tilde{B}$ et le zino, partenaire supersymétrique du Z^0 , comme $\tilde{Z} = \cos\theta_W \tilde{W}^3 - \sin\theta_W \tilde{B}$.

On notera les superchamps, regroupant les champs du modèle standard et leurs partenaires supersymétriques avec un "hat". Par exemple $\hat{Q}_i = (u_L, d_L) \oplus (\tilde{u}_L^i, \tilde{d}_L^i)$. On prendra $\hat{H}_d = H_1 \oplus \tilde{H}_1$ et $\hat{H}_u = H_2 \oplus \tilde{H}_2$, d'après la génération de quark auquel ce champ de Higgs donne sa masse. Enfin, la notation avec une barre horizontale désigne les superchamps gauches d'antiquarks ou d'antileptons (comme par exemple \hat{U}_i , avec $\hat{U} = u_R^\dagger \oplus \tilde{u}_R^{i*}$). La construction du lagrangien nécessite un superpotentiel, permettant de faire apparaître les termes de masse (les couplages de Yukawa), ainsi que les interactions entre scalaires. Ce superpotentiel s'écrit :

$$W_{MSSM} = W_{Rp} + W_{RpV}$$

avec

$$W_{Rp} = y_u \hat{U} \bar{Q} \hat{H}_u - y_d \hat{D} \bar{Q} \hat{H}_d - y_e \hat{E} \bar{L} \hat{H}_d + \mu \hat{H}_u \hat{H}_d$$

où y_u , y_d et y_e sont des couplages de Yukawa représentés par des matrices 3x3 dans l'espace des familles, et

$$W_{RpV} = \frac{1}{2} \lambda_{ijk} \hat{L}_i \hat{L}_j \hat{E}_k + \lambda'_{ijk} \hat{L}_i \hat{Q}_j \hat{D}_k + \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} \hat{U}_i \hat{D}_j \hat{D}_k + \mu_i \hat{L}_i \hat{H}_u.$$

Nous allons nous intéresser particulièrement à ce dernier terme. Il contient des termes ne conservant pas les nombres baryonique (λ'') et leptonique (λ , λ' et μ_i), qui couplent un scalaire à deux fermions. Les λ_{ijk} , λ'_{ijk} et λ''_{ijk} sont des couplages de Yukawa dont les indices se réfèrent aux trois familles. Les couplages λ_{ijk} sont antisymétriques par permutation des indices i et j , ils y a donc 9 couplages indépendants. De même, il n'a que 9 couplages λ''_{ijk} indépendants, car ils sont antisymétriques par permutation des indices j et k . Pour les couplages λ'_{ijk} , aucune conditions n'en limitent le nombre, il y a donc 27 couplages indépendants. C'est donc un total de 45 nouveaux couplages qui apparaissent dans cette partie du superpotentiel. On peut définir un nouveau nombre quantique, la R-parité, comme $R_p = (-1)^{3(B-L)+2S}$, où B, S et L sont les nombres quantiques baryonique, de spin et leptonique respectivement. Toute particule standard a ainsi une R-parité de +1, alors que les particules supersymétriques ont une R-parité de -1. Si on postule la conservation exacte de cette nouvelle symétrie discrète, le terme W_{RpV} du superpotentiel ne peut exister. Dans ce cas, les particules supersymétriques sont produites par paires dans les collisionneurs et la particule supersymétrique la plus légère est stable, fournissant un candidat naturel pour la matière noire. Toutefois, on ne peut exclure que certains de ces couplages ne soient pas nuls, et seules des limites peuvent être établies (voir les références [3] dans la bibliographie de [29], ainsi que [30] et [33]). La phénoménologie est alors très différente de celle envisagée précédemment. Il est à noter que l'introduction de ces termes peut naturellement conduire à des neutrinos massifs.

La brisure de la supersymétrie.

On a vu que la supersymétrie devait être brisée. On va donc introduire dans le lagrangien un nouveau terme $\mathcal{L}_{brisure}$ qui évite la réapparition des divergences quadratiques dans les corrections à la masse du Higgs (ce que l'on appelle la brisure "douce" de la supersymétrie), tout en permettant d'attribuer une masse aux particules scalaires et aux jauginos, sans faire intervenir

leurs partenaires :

$$\mathcal{L}_{brisure} = -\frac{1}{2}(M_3\tilde{g}\tilde{g} + M_2\tilde{W}\tilde{W} + M_1\tilde{B}\tilde{B}) + c.c. \quad (1)$$

$$- (\tilde{u}_R^* a_u \tilde{Q} H_2 + \tilde{d}_R^* a_d \tilde{Q} H_1 - \tilde{e}_R^* a_e \tilde{L} H_1) + c.c. \quad (2)$$

$$- \tilde{Q}^\dagger m_Q^2 \tilde{Q} - \tilde{L}^\dagger m_L^2 \tilde{L} - \tilde{u}_R^* m_u^2 \tilde{u}_R^{\dagger*} - \tilde{d}_R^* m_d^2 \tilde{d}_R^{\dagger*} - \tilde{e}_R^* m_e^2 \tilde{e}_R^{\dagger*} \quad (3)$$

$$- m_{H_2}^2 H_2^* H_2 - m_{H_1}^2 H_1^* H_1 - (b H_1 H_2 + c.c.), \quad (4)$$

où on a fait apparaître les paramètres suivants :

- M_1 , M_2 et M_3 sont les masses des binos, winos et gluinos respectivement.
- a_u , a_d et a_e sont des matrices complexes 3×3 dans l'espace des générations. On fera intervenir ici les couplages trilineaires A_u , A_d et A_e tels que $a_i = A_i y_i$ ($i = u, d, e$), où les y_i sont les couplages de Yukawa déjà rencontrés lors de l'écriture du superpotentiel. Avec cette simplification, on élimine les courants neutres changeant la saveur potentiellement introduits par ces termes.
- m_Q , m_L , m_u , m_d et m_e sont des paramètres de masse pour les particules supersymétriques indicées. Ces termes de masse sont également des matrices 3×3 dans l'espace des générations. Ces matrices sont contraintes par la conservation du nombre leptonique (pour les sleptons), notamment par les limites sur le rapport de branchement $\mu \rightarrow e\gamma$, et par les mesures des paramètres du mélange $K^0 - \bar{K}^0$ (pour les squarks). On peut aussi éviter des effets de courants neutres changeant la saveur, et supprimer les phases violant la symétrie CP en supposant ces matrices diagonales.
- m_{H_2} , m_{H_1} et $b = B\mu$ sont les paramètres de masse pour les doublets de Higgs, où B est une constante sans dimension.

Il existe plusieurs façons de briser la supersymétrie. Généralement, on suppose qu'il existe deux secteurs de particules. L'un est le secteur visible, qui correspond à l'ensemble des particules du MSSM que nous venons de décrire. L'autre est un secteur caché qui contient des particules complètement insensibles aux interactions de jauge du modèle standard, où la brisure de la supersymétrie a lieu. Le mécanisme responsable de la brisure reste inconnu, mais doit faire apparaître les termes présents dans $\mathcal{L}_{brisure}$. Il existe alors diverses possibilités pour relier les secteurs caché et visible :

- Les deux secteurs sont reliés par la gravitation. La brisure de la supersymétrie est générée par des effets de l'ordre de grandeur de la force gravitationnelle. Dans de tels scénarios, le gravitino a une masse de l'ordre de l'échelle d'énergie de la brisure de la symétrie électrofaible.
- Les deux secteurs sont reliés par les couplages de jauge classiques. On parle alors de modèle GMSB, pour **G**auge **M**ediated **S**upersymmetry **B**reaking. Dans ces modèles, la brisure de supersymétrie a lieu dans le secteur caché, à une échelle d'énergie $\sqrt{F_0}$. Dans ce secteur caché, il existe un superchamp chiral S dont les composantes scalaire S et auxiliaire F acquièrent une valeur moyenne dans le vide $\langle S \rangle$ et $\langle F \rangle$. Cette brisure est transmise au secteur visible par l'intermédiaire de nouveaux supermultiplets chiraux appelés messagers. Ces messagers couplent à la fois au secteur caché et aux particules du MSSM, par l'intermédiaire des interactions de jauge du modèle standard. Ce secteur des

messagers comporte N_5 familles de superchamps chiraux³¹. Dans leurs versions les plus simples, les modèles GMSB n'ont qu'une famille de superchamps messagers, et $N_5 = 1$. Ce type de modèle est totalement défini par la donnée de N_5 , de Λ (l'échelle de masse à laquelle la brisure est effective), de M_m (la masse des messagers), de $\tan\beta$, du signe de μ et de $C_{\tilde{G}}$ (le rapport de la masse réelle du gravitino sur sa valeur théorique si l'unique source de brisure de la supersymétrie est $\langle F \rangle$, et si la gravité n'intervient pas, ce qui n'est pas exclu *a priori*).

- D'autres possibilités, y compris celle que la supersymétrie ne soit pas connectée à la brisure de la symétrie électrofaible mais continue de jouer un rôle à l'échelle de Planck, sont évoquées en [34].

La recherche de désintégrations supersymétriques du quark top violant la R-parité

Suite à un article de Belyaev *et al.* [35], je me suis intéressé à la possibilité pour un quark top de se désintégrer via un couplage λ'_{233} non nul, et à sa détection dans l'expérience ATLAS. Ceci était motivé par le fait que la limite sur ce couplage n'est pas trop contraignante, comme on peut le voir dans la table 5. De plus, la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est particulièrement important au LHC, de l'ordre de 833 pb, rendant la recherche d'un tel signal possible. Dans ce cas, le quark top peut se désintégrer en un neutralino, accompagné d'un quark b et d'un muon, selon les diagrammes de la figure 10. Je me suis placé dans le scénario envisagé à l'époque pour le fonctionnement du LHC, à savoir 3 années avec une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} par an, et avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Ce scénario n'est plus du tout d'actualité malheureusement, et je donne donc juste les grandes lignes de l'analyse.

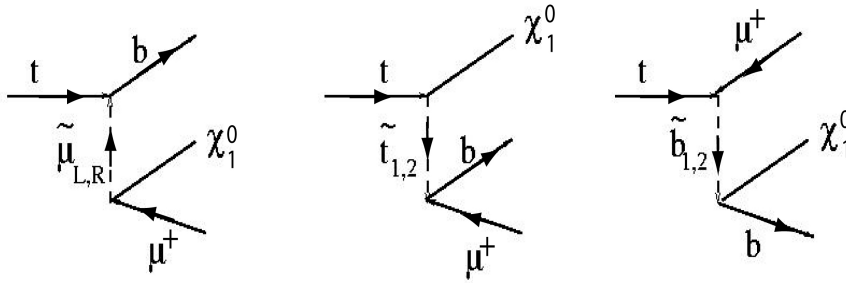


FIGURE 10 – Diagrammes pour la désintégration d'un quark top en neutralino, muon et quark b, via un couplage λ'_{233} . Dans la suite, on se placera dans un contexte de désintégration à deux corps, où seul le \tilde{b}_1 ou le $\tilde{\mu}_R$ sont plus légers que le quark top, le diagramme correspondant dominant alors dans le calcul de la largeur de la désintégration.

31. Le suffixe provient du fait que ces champs se transforment comme des représentations irréductibles $5 \oplus \bar{5}$ de $SU(5)$, qui est le groupe de grande unification le plus simple qui contient $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

i3k	λ'_{ijk}	Mesure
131	0,035	APPV
132	0,34	R_e
133	0,007	masse du ν_e
231	0,22	ν DIS
232	0,36	R_μ
233	0,36	R_μ
331	0,48	R_τ
332	0,48	R_τ
333	0,48	R_τ

TABLE 5 – Limites (à un écart standard sauf pour λ'_{131} et λ'_{231} , où les limites sont données à 2 écarts standard) sur les couplages λ'_{ijk} . Pour obtenir ces limites, la masse des particules supersymétriques est fixée à 100 GeV. Les mesures utilisées sont les mesures de violation de parité dans les atomes (APPV), les limites sur la masse du neutrino électronique, la diffusion profondément inélastique de neutrinos et les mesures des rapports d'embranchement du Z^0 en leptons.

Cas générique.

Je me suis placé dans le cas favorable où le \tilde{b}_1 est plus léger que le quark top. Les paramètres³² ont été choisis ainsi (on fait ici l'hypothèse qu'il n'y a pas de sources additionnelles pour le mélange des saveurs et la violation de CP que celles présentes dans la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, pour réduire le nombre de paramètres) :

- Le paramètre de masse des gluinos a été fixée à $M_3 = 420$ GeV.
- Les paramètres de masse des jauginos ont été choisis à $M_2 = 120$ GeV, et $M_1 = \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W M_2$ (cette expression est valide si on fait l'hypothèse d'une unification des masses des jauginos à grande échelle d'énergie).
- Le paramètre de masse des Higgs est fixé à $\mu = -200$ GeV.
- Le rapport des valeurs moyennes dans le vide des champs de Higgs est fixé à $\tan \beta = 60$.
- Les paramètres de masse des scalaires sont fixés à $M_{\tilde{q}} = M_{\tilde{l}} = 250$ GeV.
- Les couplages trilineaires sont choisis nuls.
- $\lambda'_{233} = 0,2$.

Avec un tel choix des paramètres, trois particules supersymétriques sont plus légères que le quark top, le \tilde{b}_1 de masse $M_{\tilde{b}_1} = 156$ GeV, et les deux premiers neutralinos de masses $M_{\chi_1^0} = 62$ GeV et $M_{\chi_2^0} = 110$ GeV. Les rapports de branchement ont été calculés avec COMPHEP [36] et sont de l'ordre de quelques 10^{-3} pour un couplage supérieur à 0,2 (figure 11).

La génération des événements $t\bar{t} \rightarrow Wb\tilde{b}_1\mu$ a été faite avec le programme ISAWIG [37], [38]. Le logiciel PYTHIA [39] a été utilisé pour la plupart des processus du modèle standard

32. Il s'agit ici plus d'un exercice, permettant de générer les masses voulues, que d'un modèle réaliste. Néanmoins, les masses obtenues étaient compatibles avec les limites expérimentales de l'époque. Actuellement, les résultats de Tevatron pour la recherche directe de production de \tilde{b} se désintégrant en $b\tilde{\chi}_0$ font qu'il est fortement improbable d'avoir à la fois un sbottom et un neutralino aussi légers.

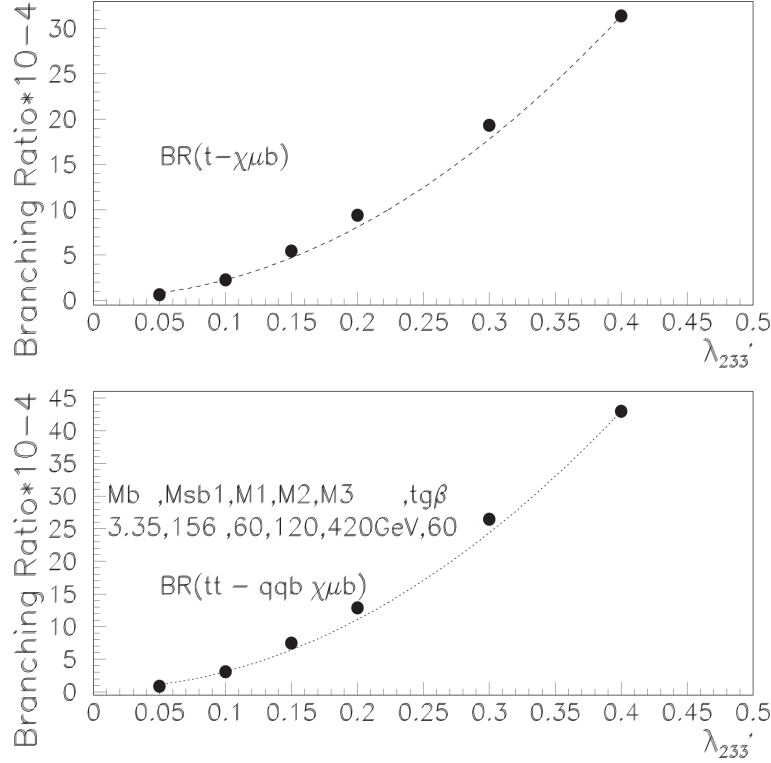


FIGURE 11 – Rapport de branchement pour la désintégration $t \rightarrow \chi_0 \mu b$ (en haut) et pour la désintégration $t\bar{t} \rightarrow qq'b \chi_0 \mu b$ (en bas) en fonction du couplage λ'_{233} , pour une largeur totale de désintégration du quark top fixée à 1,5 GeV. χ_0 signifie ici le premier ou le deuxième neutralino.

formant le bruit de fond : événements $Z \rightarrow b\bar{b}$, W +jets avec $W \rightarrow \mu\nu$ ou qq' , Z +jet avec $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, $q\bar{q}$ ou $\nu\bar{\nu}$, WW , WZ , ZZ (trois échantillons avec toutes les désintégrations autorisées pour les bosons W et Z , et deux échantillons supplémentaires de type WW et WZ où le premier boson (W) se désintègre en $\mu\nu$, et le deuxième (Z ou W) en une paire $q\bar{q}$), et enfin événements $t\bar{t} \rightarrow WbWb \rightarrow q_1q_2b\mu\nu b$. Le Monte-Carlo AcerMC [40] a été utilisé pour la production du bruit de fond $t\bar{t}b\bar{b}$. Dans ce dernier cas, l'hadronisation est toujours assurée par PYTHIA³³. Enfin, la production de paires de spartons, sleptons et jauginos a été aussi considérée comme un bruit de fond potentiel, et de tels événements ont été générés avec ISAWIG, avec le couplage λ'_{233} fixé à la même valeur que pour le signal. L'ensemble des événements générés ont été reconstruits en utilisant la simulation rapide d'ATLAS, ATLFast [41]. Les sections efficaces des processus du modèle standard considérés sont indiquées dans la table 6.

Le signal est donc constitué d'une paire $t\bar{t}$, avec un des quarks top se désintégrant en Wb selon le modèle standard, et l'autre en $\tilde{b}_1\mu$. Je me suis limité au cas où le W se désintègre en une paire de quarks, afin que l'énergie manquante dans l'événement puisse être identifiée au neutrino

33. PYTHIA produit aussi des événements $t\bar{t}b\bar{b}$ dans la production de paires $t\bar{t}$, via le rayonnement de gluon dans l'état initial ou final, ce gluon donnant une paire $b\bar{b}$. C'est la différence entre AcerMC et PYTHIA qui a été ajoutée au bruit de fond global.

Processus	Section efficace (pb)
$b\bar{b}$	$2,2 \cdot 10^6$
W + jets	$36,3 \cdot 10^3$
Z + jets	$13,5 \cdot 10^3$
WW, WZ, ZZ	90,5
$t\bar{t}$	833
$t\bar{t}b\bar{b}$	4,2

TABLE 6 – Sections efficaces des processus du modèle standard considérés dans les bruits de fond potentiels à la recherche du signal $t\bar{t} \rightarrow Wb\tilde{b}_1\mu$ ou $t\bar{t} \rightarrow Wb\tilde{\mu}_Rb$.

issu de la désintégration du neutralino. La signature d'un tel évènement est donc deux jets de quarks légers (issus de la désintégration du boson W), 4 jets de b (un issu de la désintégration du top en $t \rightarrow Wb$, un de celle du sbottom en $\tilde{b} \rightarrow \chi^0 b$ et deux supplémentaires à cause de la désintégration du neutralino via le même couplage λ'_{233}), un muon et de l'énergie manquante (le neutrino issu de la désintégration du neutralino). Cette signature est celle attendue dans 93,5% des cas. Dans les 6,5% restant, le sbottom se désintègre directement en $b\nu$. On a donc la chaîne $t \rightarrow \mu\tilde{b} \rightarrow \mu b\nu$ qui donne alors un signal similaire à une désintégration "classique" $t \rightarrow Wb \rightarrow \mu\nu b$.

Les critères de sélections retenus sont alors les suivants :

- Un muon de P_T compris entre 6 et 30 GeV. Du fait de la masse relativement importante du sbottom, le muon produit a une impulsion plus basse que ceux issus du bruit de fond principal $t \rightarrow Wb \rightarrow \mu\nu b$.
- Au moins 6 jets, vérifiant $P_T^{jet} > 15$ GeV et $|\eta|^{jet} < 2,5$.
- On attend deux jets de b avec une impulsion relativement importante, et deux autres avec une impulsion plus basse en provenance du neutralino. On a considéré que l'efficacité d'identification des jets de b serait de 60%. On demande donc au moins 3 jets identifiés comme jet de b dans les jets déjà retenus.
- Au moins deux jets non identifiés comme jets de b , avec une impulsion transverse supérieure à 40 GeV.
- Et enfin, une impulsion transverse manquante de plus de 20 GeV.

L'efficacité d'une telle sélection est de $3,5 \pm 0,1\%$ (l'efficacité du déclenchement n'est pas prise en compte, mais de nombreux menus devraient retenir de tels évènements). Environ 372 évènements sont attendus pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} , à comparer à un total de 1386 évènements de bruit de fond si on ne prend en compte que le modèle standard, bruit de fond largement dominé par la production de paires $t\bar{t}$ (1275 évènements).

Il faut maintenant prendre en compte le bruit de fond issu de la production de paires de particules supersymétriques, qui aurait une section efficace d'environ 839 pb, équivalent à celle de la production de paires $t\bar{t}$. Pour réduire leur contribution, on va essayer de reconstruire la masse du boson W et celle du quark top. Les deux jets légers donnant la masse invariante la plus proche de la valeur connue de la masse du boson W sont appariés. Le quark top est ensuite obtenu en associant ce W avec le jet de quark b qui maximisera l'impulsion transverse du top.

Les masses obtenues pour le boson W et le quark top doivent se situer dans une fenêtre de ± 20 GeV autour de $M_W = 80,35$ GeV et $M_{top} = 175$ GeV. Avec ces nouveaux critères de sélection, l'efficacité chute à 0,7%, soit environ 74 évènements pour 10 fb^{-1} . Le nombre d'évènements de bruit de fond issus de processus du modèle standard est maintenant d'environ 200, pour 2960 évènements issus de processus de création de paires de particules supersymétriques, pour la même luminosité intégrée. Un couplage λ'_{233} de l'ordre de grandeur de la limite actuelle (0,36) permettrait alors de mettre en évidence de tels évènements au bout de deux ans, ou pour une luminosité intégrée de 20 fb^{-1} . Si aucun signal n'est observé, des limites à 95% de niveau de confiance de l'ordre de 0,08 à 0,05 (pour 10 à 30 fb^{-1} respectivement) pourront être mise sur ce couplage, dans l'hypothèse d'un sbottom de masse $m_{\tilde{b}} = 156$ GeV. Pour toute masse $m_{\tilde{b}} < m_{top}$, il sera possible d'améliorer la limite à 0,1. Pour obtenir ces limites, seule l'erreur statistique sur le niveau du bruit de fond a été considérée, aucunes erreurs systématiques n'ont été évaluées.

En utilisant le fait que deux quarks top sont produits dans l'évènement, il est possible de calculer l'impulsion longitudinale manquante due au(x) neutrino(s). La masse invariante obtenue en associant le muon, tous les jets autres que ceux formant le premier top ($t \rightarrow Wb \rightarrow q_1q_2b$) que l'on a déjà reconstruit, et l'énergie manquante, doit être égale à celle du quark top. Ceci donne un système d'équations dont la résolution donne l'impulsion longitudinale manquante à une ambiguïté quadratique près. Si aucune solution n'est possible, l'évènement est simplement rejeté. Sur 221 évènements attendus en trois ans (30 fb^{-1}), 156 ont néanmoins au moins une solution. Une fois obtenue l'impulsion longitudinale, il est possible de reconstruire la masse du sbottom. Une résolution d'environ 6 GeV a été obtenue.

Cas de la supersymétrie brisée par une interaction de jauge : GMSB.

Cette deuxième possibilité de brisure de la supersymétrie est détaillée dans [42]. Je me suis placé dans le cas favorable où le $\tilde{\mu}_R$ est plus léger que le quark top. Les paramètres ont été choisis ainsi³⁴ :

- L'échelle de masse à laquelle la supersymétrie est brisée est fixée à $\Lambda = 90$ TeV.
- La masse des messagers, vecteurs de cette nouvelle interaction, est choisie à $M_m = 500$ TeV.
- Le nombre de famille de superchamps chiraux est fixé à $N_5 = 1$.
- Le rapport des valeurs moyennes dans le vide des champs de Higgs est fixé à $\tan\beta = 5$.
- μ est choisi positif.
- Le facteur d'échelle pour le gravitino vaut $C_{\tilde{G}} = 1$.

Avec ce choix de paramètre, le $\tilde{\chi}_1^0$ est la deuxième particule supersymétrique la plus légère (NLSP, pour **N**ext to **L**ighest **S**USY **P**article, dans la suite), après le gravitino. De plus, le neutralino se désintègre dans le détecteur, son temps de vie étant de $c\tau = 1,2$ mm. Dans les trois autres jeux de paramètres couramment utilisés dans ATLAS, la NLSP n'est plus le neutralino mais le stau, ou alors la durée de vie du neutralino est grande, de l'ordre de $c\tau = 1$ km. Enfin, la masse du $\tilde{\mu}_R$ est de 164 GeV.

ISAWIG a de nouveau été utilisé pour générer des évènements $t\bar{t} \rightarrow Wb\tilde{\mu}_Rb \rightarrow q_1q_2b\chi_1^0\mu b \rightarrow$

34. Ce choix correspond à un des 4 points dans l'espace des paramètres étudiés précédemment dans ATLAS, et est connu comme le point G1a.

$q_1 q_2 b \tilde{G} \gamma \mu b$, où le neutralino est forcé à se désintégrer en gravitino et photon (la désintégration en $b\bar{b}\nu$, *a priori* toujours possible, a été interdite dans la génération, puisque revenant au cas précédent). Le signal recherché est désormais constitué de deux jets légers, de deux jets de b , d'un muon, d'énergie manquante et d'un photon isolé. On applique alors des critères de sélection identiques à ceux utilisés pour la mesure de la masse du quark top dans le canal dit "leptons + jets", où un W se désintègre en paire $q\bar{q}'$ et l'autre en $l\nu_l$. On demande l'identification d'un muon de $P_T^\mu > 20$ GeV, une énergie manquante de plus de 20 GeV, 4 jets vérifiant $P_T^{jet} > 40$ GeV et $|\eta^{jet}| < 2,5$, dont au moins deux sont identifiés comme jets de b . On ajoute la contrainte qu'un photon d'au moins 10 GeV soit reconstruit. Une efficacité de sélection d'environ 1% est obtenue, avec un niveau de bruit de fond supérieur au cas précédent, d'environ 3146 événements, dominé par les événements $t\bar{t}$ (3082), puis $t\bar{t}b\bar{b}$ (49). Malgré ce niveau de bruit de fond plus grand, il sera tout de même possible d'améliorer les limites actuelles sur λ'_{233} , voire de découvrir un tel signal avec 20 à 30 fb^{-1} si le couplage est de l'ordre de grandeur des limites présentes. Si aucun signal n'est observé, des limites à 95% de niveau de confiance de l'ordre de 0,05 à 0,3 pourront être mise sur ce couplage, pour une masse $m_{\tilde{m}_{uR}}$ variant de 100 GeV à m_{top} . Pour obtenir ces limites, seule l'erreur statistique sur le niveau de bruit de fond a été considérée, aucune erreurs systématiques n'ont été évaluées (parmi lesquelles on peut citer la calibration de l'énergie des jets légers et celle des jets issus de quark b , les efficacités d'identification des jets de b et des muons, la calibration de l'énergie manquante, les effets d'acceptance pour la reconstruction de plusieurs jets, les erreurs sur les sections efficaces des bruits de fond, les incertitudes sur les fonctions de structure, et dans le dernier cas, l'identification et la calibration de l'énergie des photons).

Conclusions.

La possibilité pour un quark top de se désintégrer en particules supersymétriques en violant la R-parité, via le couplage λ'_{233} , a été étudiée, pour deux jeux de paramètres, et pour les performances initialement prévues du LHC. Dans les deux cas, il a été montré que la limite sur ce couplage pourra être améliorée si aucun signal n'est découvert, même s'il faudrait compléter cette étude avec l'évaluation des erreurs systématiques. Si le couplage est de l'ordre de grandeur de la limite actuelle (0,36), il devrait alors être possible de mettre en évidence un tel signal avec une luminosité intégrée de 20 à 30 fb^{-1} , ce qui permettrait, au cas où une forme de supersymétrie serait découverte dans ATLAS, de distinguer entre le cas où la R-parité est conservée et celui où elle est violée, au moins partiellement.

Cette étude, dans le cas générique, impliquait un \tilde{b} et un $\tilde{\chi}_0$ particulièrement légers, ce qui semble improbable aujourd'hui. Dans le cas GMSB, le cas d'un $\tilde{\mu}_R$ relativement léger n'est toujours pas exclu, et l'étude serait donc intéressante à reprendre actuellement.

Ce chapitre clôt la description de mes travaux en ce qui concerne les analyses de données, que ce soit sur des données réelles dans ALEPH ou sur des données simulées dans ATLAS. À partir de l'année 2000, le démarrage d'ATLAS étant encore lointain, je me suis essentiellement consacré à la construction de ce détecteur, d'abord dans le TileCal puis dans le TRT, et ceci jusqu'en 2007. À compter de cette date, ces détecteurs étant installés, j'ai contribué à l'écriture des algorithmes de reconstruction des photons convertis. C'est l'objet des chapitres suivants, qui sont consacrés aux aspects instrumentaux de mon travail.

3.3 L'électronique frontale du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes

L'électronique frontale du TileCal, pour sa partie analogique, doit fournir des impulsions de 50 ns FWHM³⁵ (afin d'avoir des échantillons au maximum et à la moitié de l'impulsion, l'ADC³⁶ utilisé échantillonnant à la fréquence du LHC, soit toutes les 25 ns), avec un temps de montée de 20 ns au maximum. Une dynamique de 16 bits est nécessaire, car les dépôts d'énergie dans le TileCal varient typiquement entre ~ 20 MeV et $\sim 1,3$ TeV par cellule, soit dans un rapport de 65000 environ. Comme un peu plus de 50 photoélectrons/GeV sont collectés par cellule, le signal maximum est de l'ordre de 800 pC³⁷. Ceci a conduit à choisir un système à deux gains, dans un rapport de 64 l'un par rapport à l'autre. Enfin, la non-linéarité de cette électronique doit être inférieure à 2% [43]. La référence [44] donne les détails sur la partie analogique de cette électronique frontale.

Pour sa partie numérique, l'électronique frontale repose sur les cartes de numérisation ("digitiseurs" dans la suite), comportant deux ADC 10 bits par canal, un pour chaque gain. Les données échantillonnées doivent être conservées dans des mémoires tampons en attendant la décision du déclenchement de niveau 1. Si un événement est déclencheur, les données doivent être regroupées, mises en forme et envoyées au ROD (**R**ead **O**ut **D**river) via un lien optique.

La figure 12(a) représente schématiquement l'électronique frontale du TileCal. Elle montre un tiroir, chaque module étant équipé de deux tiroirs liés ensemble, que l'on appelle super-tiroir. Les super-tiroirs viennent s'insérer dans la partie la plus externe de chaque module du calorimètre. Un super-tiroir contient soit 45 (pour le tonneau), soit 32 (pour les bouchons) bloc-photomultiplicateurs. On appelle bloc-photomultiplicateur la structure représentée sur la figure 12(b), contenant un mélangeur de lumière, un photomultiplicateur, un pont diviseur pour la haute tension et une carte "3 en 1", le tout inséré dans un blindage cylindrique.

Les photomultiplicateurs choisis sont des Hamamatsu R5900. Ils sont suffisamment petits (26×26 mm², pour 2 cm de hauteur), ont un courant d'obscurité faible (100 pA à 680 V), une réponse rapide (un temps de montée de 1,4 ns, et une impulsion de sortie de 17 ns FWHM³⁸), une faible sensibilité au champ magnétique (un peu moins de 1% de variation du gain pour un champ magnétique de 500 G ou 0,05 T, sachant que le champ résiduel dans le blindage est inférieur à 20 G perpendiculairement au PMT, et inférieur à 5 G parallèlement) et au variation de température (0,25% par °C) et sont sensibles à des lumières dans la gamme de longueur d'onde de 300 à 650 nm, avec la meilleure réponse pour 420 nm (la lumière en sortie des fibres optiques est à une longueur d'onde de 480 nm). Ces photomultiplicateurs ont été optimisés, notamment du point de vue de l'épaisseur de la photocathode, pour minimiser leur dérive dans le temps. Le nombre de dynodes (8) et la distribution de la haute tension sur celles-ci ont également été optimisés pour maximiser la linéarité de la réponse.

La carte "3 en 1" (voir la figure 12(c)) assure l'amplification du signal et sa mise en forme,

35. **F**ull **W**idth **H**alf **M**aximum : largeur totale de l'impulsion à mi-hauteur du maximum.

36. **A**nalogic **D**igital **C**onverter : (convertisseur analogique numérique) composant électronique qui permet de convertir un signal analogique en un signal numérique.

37. Ordre de grandeur pour 2 TeV déposés dans une seule cellule : $(2 \text{ TeV}) \times (50 \text{ pe/GeV}) \times (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C par cellule}) \times (0,5 \text{ car chaque cellule est lue par deux photomultiplicateurs}) \times (10^5, \text{ gain des photomultiplicateurs})$

38. Le temps de montée de l'émission lumineuse dans les tuiles est de 5,5 ns environ

l'injection de charges pour la calibration de l'électronique, le contrôle de la transmission du signal vers les digitiseurs et vers les cartes sommatriques (appelées ADDER, que l'on verra dans la suite). Elle permet aussi d'intégrer le signal pour la calibration avec une source de césium ou pour la mesure du courant moyen produit par les événements de biais minimum. Cet intégrateur à 6 gains différents puisque le courant dû aux événements de biais minimum n'est pas le même en fonction de la position de la cellule dans le calorimètre, et varie avec la luminosité. Le gain est choisi de manière à avoir 40 coups d'ADC pour les courants de biais minimum les plus faibles attendus. La résolution pour la mesure du courant est de 2,5% dans le cas le plus défavorable, et d'environ 1% lors de la calibration avec la source radioactive. Le temps d'intégration est typiquement de 10 ms. Pour la mise en forme du signal, cette carte utilise deux gains. Le signal maximum pour le gain haut étant de 800/64 pC, cela donne environ 12,2 fC par coup d'ADC. Le gain bas couvre toute la gamme dynamique, soit environ 0,8 pC par coup d'ADC. En ce qui concerne l'injection de charges, deux capacités différentes peuvent être utilisées : celle de 100 pF (précision 1%) permet d'injecter jusqu'à 800 pC par pas de 0,8 pC ; celle de 5.1 pF (précision de 5%), permet d'injecter jusqu'à 40 pC par pas de 40 fC. Le bruit électronique est de 1,3 et de 0,6 coup d'ADC par cellule (40 MeV et 1,2 GeV par cellule³⁹), pour le gain haut et le gain bas respectivement. La linéarité est bien meilleure que 1%. La totalité des "3 en 1" dissipe une puissance d'environ 70 W par super-tiroir.

Les cartes "3 en 1" sont connectées sur quatre cartes mères, qui reçoivent et transmettent les signaux de contrôle, soit par TTC⁴⁰ (une carte mezzanine portant le receveur TTC est connectée sur la première carte mère), soit par CANbus (voir [45] par exemple). Elles assurent aussi la distribution des basses tensions, et génèrent la tension de référence utilisée pour l'injection de charges. Ces cartes mères sont fixées directement sur la structure en aluminium du super-tiroir. Un "ADC Intégrateur" et 7 (pour les bouchons) ou 9 (pour le tonneau) ADDER sont également connectés directement sur les cartes mères. Les ADDER somment la réponse, en gain bas, de 4 à 6 canaux pour former une tour de déclenchement⁴¹. Ce signal est utilisé par le déclenchement de niveau 1. Ils transmettent aussi le signal des cellules D (les cellules les plus externes, voir la figure 9-[b]) du TileCal, pour le déclenchement sur les muons. l'ADC Intégrateur (ADC 12 bits), est utilisé pour numériser la sortie de l'intégrateur des "3 en 1".

Au-dessus des cartes mères, on trouve les 8 digitiseurs et une carte S-Link. Ces cartes numérisent le signal (7 échantillons par impulsion en fonctionnement normal, mais cette valeur est programmable, et peut aller jusqu'à 16) et le transmettent via des fibres optiques. Il y a deux fibres optiques par S-Link afin d'assurer la redondance en cas de panne sur une sortie. La numérisation est assurée par un circuit intégré spécifique, le Tile-DMU. Chaque circuit traite 3 canaux, il y a donc 2 Tile-DMU par digitiseurs (6 canaux connectés au maximum). La figure 13 montre les principales fonctionnalités de ce circuit intégré. L'électronique frontale, hors "3 en 1" et système haute tension, dissipe environ 95 W par super-tiroir.

Toutes ces cartes sont situées sur une face du super-tiroir. Sur l'autre, on trouve le système

39. Un muon au minimum d'ionisation dépose ~ 350 MeV/cellule.

40. Pour **T**ri g ger **T**iming **C**ontrol : cet acronyme recouvre tout le système permettant la distribution de l'horloge du LHC (**T**iming), l'envoi des signaux de déclenchement (**T**iming) et de ceux de contrôle et de commande (**C**ontrol) vers l'électronique des détecteurs.

41. On appelle ainsi le regroupement des cellules en profondeur, selon η , avec une taille approximative de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$.

de haute tension, comprenant deux cartes bus sur lesquelles viennent se connecter une carte de contrôle (HV MICRO pour micro-contrôleur) et deux cartes HV-OPTO, en référence aux optocoupleurs assurant la régulation des hautes tensions. Cette régulation doit être faite à 0,4 volt près, pour assurer la stabilité du gain des photomultiplicateurs à 0,5%. On a *de facto* une meilleure régulation, à 0,25 V près. La carte HV-MICRO est équipée d'une mémoire dans laquelle sont enregistrées les consignes pour les hautes tensions, ainsi que les valeurs réellement appliquées. Les consignes sont programmables, la communication s'effectuant par un bus CAN. La haute tension d'entrée, HV_{IN} , est de -830 V ou de -950 V, et la régulation peut se faire jusqu'à $HV_{IN}-350$ V, la tension moyenne appliquée pour un gain de 10^5 au démarrage d'ATLAS étant de -680 V. L'ensemble des cartes pour la distribution des hautes tensions dissipe environ 35 W par super-tiroir.

La calibration de cette électronique, et du détecteur en général, comporte plusieurs niveaux. Chaque module peut être parcouru par une source radioactive de césium, permettant de calibrer la réponse des cellules, et d'ajuster les hautes tensions appliquées sur les photomultiplicateurs, de manière à avoir 1,1 pC/GeV (soit un gain de $\sim 1,4 \cdot 10^5$ pour 50 pe/GeV). Cette valeur est accrue de 20% pour les cellules D, afin d'avoir un signal plus important pour les muons. Le courant résultant est mesuré par l'intégrateur des "3 en 1", et la réponse numérisée par l'ADC intégrateur. Le courant typique est de ~ 50 nA, mesuré avec une précision de 0,4%. Cette calibration est un processus relativement long qui ne peut avoir lieu pendant la prise de données. Un deuxième système permet de calibrer la réponse des PMT, et surtout de suivre leur éventuelle dérive dans le temps : un laser envoie un signal sur chacun d'eux, via une fibre optique transparente insérée dans chaque paquet de fibres correspondant à chaque photomultiplicateur. Enfin, l'injection d'une charge connue permet de calibrer la réponse de l'électronique, comme nous l'avons déjà vu. La figure 14 reprend les différentes parties de l'électronique, en indiquant où intervient chaque niveau de calibration.

On a vu que chaque super-tiroir dissipe approximativement une puissance de 200 W, auxquels s'ajoutent environ 100 W pour chaque alimentation basse tension, placée juste devant le super-tiroir. Afin d'évacuer la chaleur produite, on utilise un système fonctionnant avec de l'eau dépressurisée, à 18 °C. Je renvoie aux documents de [46] pour la description du système et de ses performances.

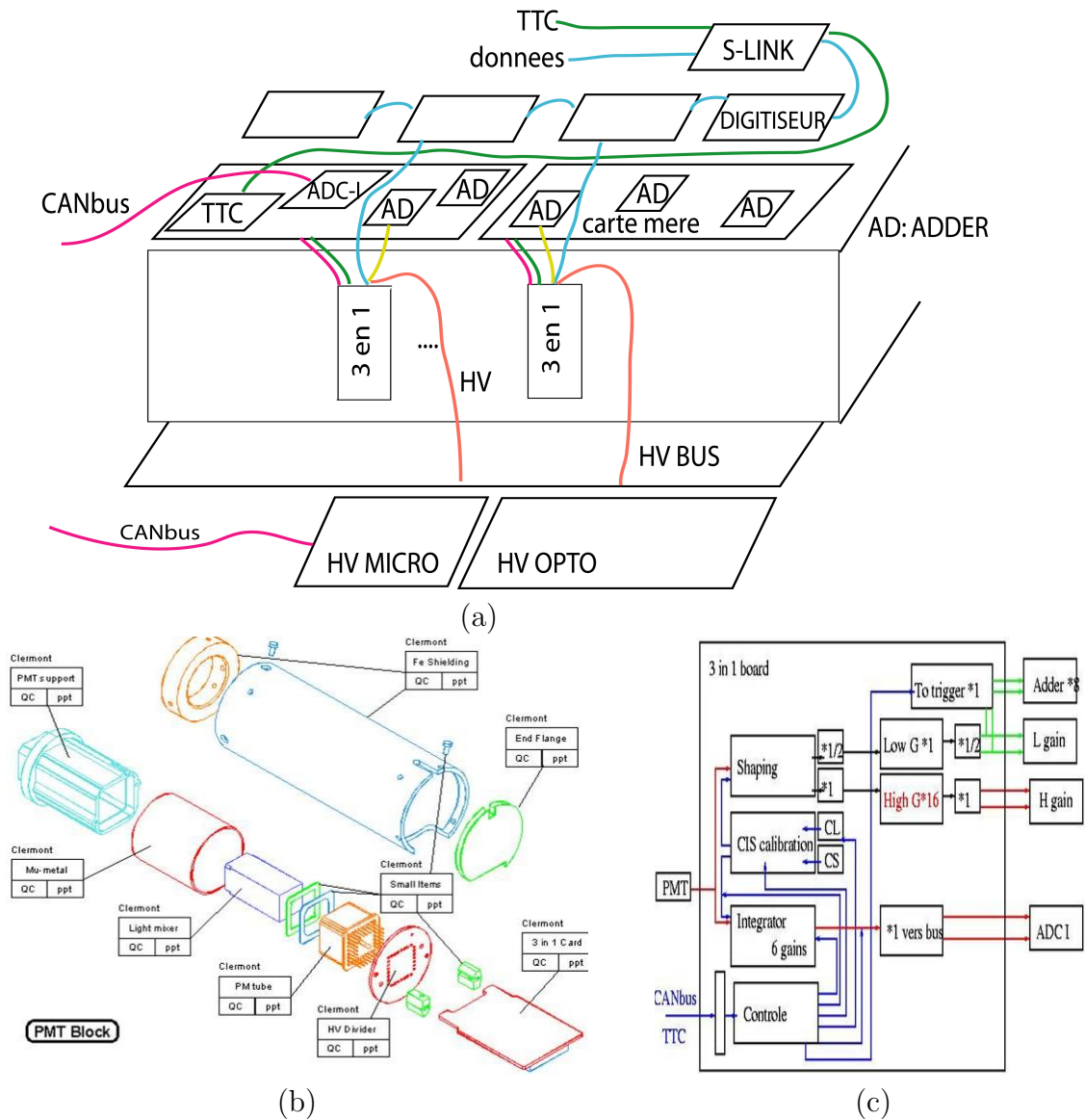


FIGURE 12 – (a) : Schéma de l'électronique frontale. On voit ici un seul tiroir, celui portant la carte interface (S-LINK), la carte ADC-Intégrateur, la carte TTC mezzannine et la carte HV-MICRO. (b) : Vue des différents constituants du bloc-PMT : le mélangeur de lumière, le PMT lui-même, le pont diviseur pour la distribution de la haute tension et la carte "3 en 1". L'ensemble est inséré dans un blindage en acier. Un deuxième blindage en μ -métal protège de surcroît le photomultiplicateur. (c) : Schéma de principe de la carte "3 en 1", montrant les principales fonctionnalités : mise en forme du signal et amplification, avec deux gains dans un rapport de 64; circuit d'injection de charges pour la calibration; circuit intégrateur pour la mesure du courant dû aux évènements de biais minimum ou pour la calibration. Ces cartes peuvent être configurées et contrôlées par le CANbus ou par le TTC.

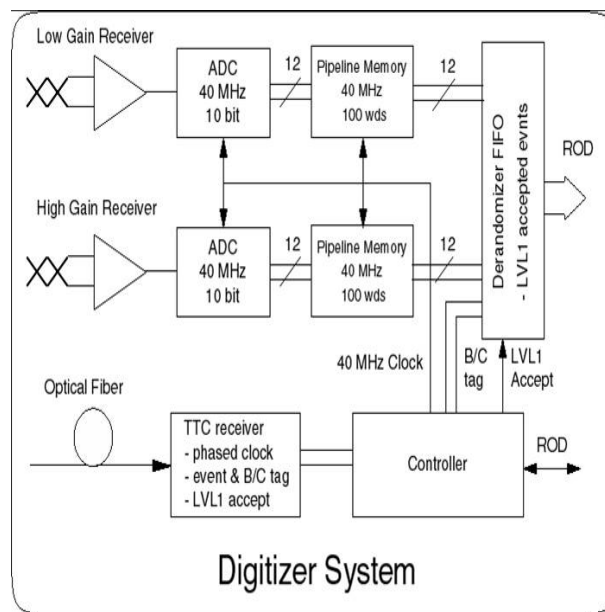


FIGURE 13 – Schéma de principe du TileDMU, circuit intégré utilisé pour la numérisation des données du calorimètre. Ce circuit comprend un ADC 10 bits pour chaque gain des “3 en 1”, une mémoire tampon pour stocker les évènements en attente de la décision de niveau 1, un circuit de contrôle permettant la configuration des cartes, la distribution de l’horloge et la réception et l’interprétation des signaux TTC.

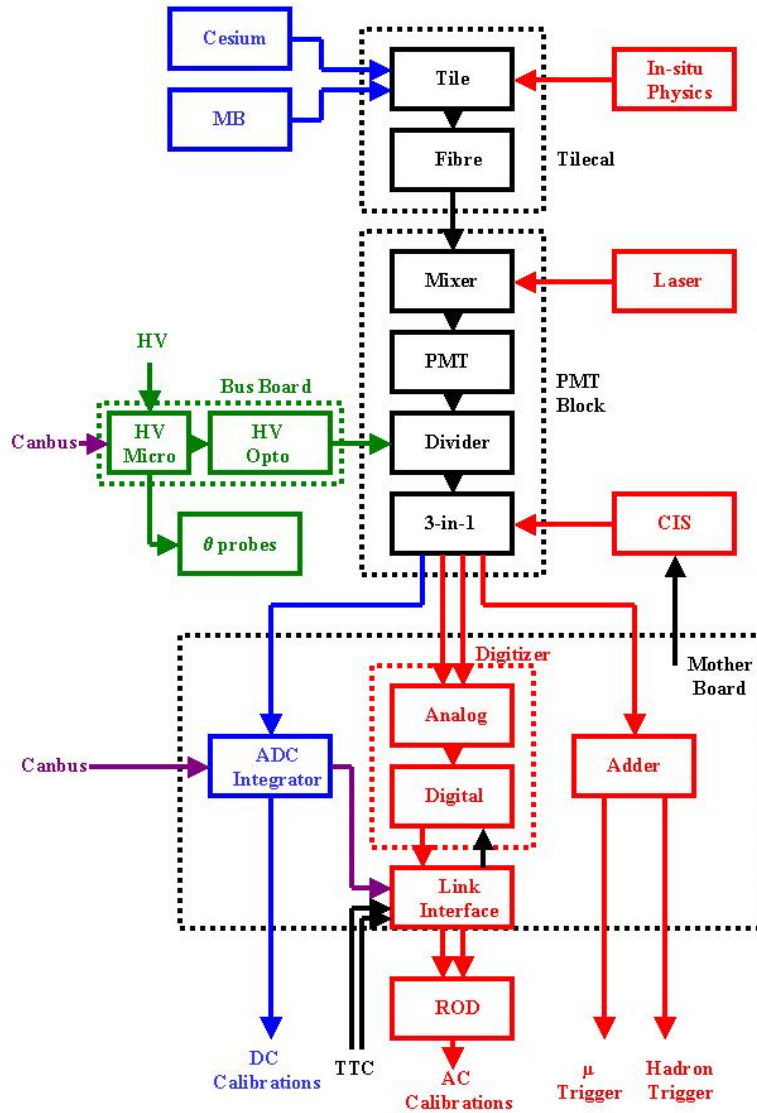


FIGURE 14 – Schéma de principe de l'électronique d'un super-tiroir, où sont également indiquées les différentes sources de calibration : la source de césium ou les évènements de biais minimum au niveau des tuiles, le laser au niveau des mélangeurs de lumière et des PMT, l'injection de charges au niveau des "3 en 1". Figure extraite de [4].

3.4 Les tests de l'électronique frontale du TileCal, de la construction en surface à l'installation dans la caverne expérimentale.

En 2001 et 2002, j'ai mis en place un banc de test pour l'électronique frontale du calorimètre à tuiles scintillantes, et écrit le logiciel pour ces tests. Ce travail est résumé dans une note interne [47] et a été présenté à la conférence CALOR 2002 [48]. La figure 15 montre schématiquement ce banc de test. Deux super-tiroirs peuvent être testés simultanément, après insertion dans des boîtes étanches à la lumière. Toutes ouvertures involontaires de ces boîtes pendant le test provoquent l'arrêt de la distribution des hautes tensions, afin de protéger les photomultiplicateurs. Pour chaque super-tiroir, deux LED⁴² bleues sont connectées sur un toron de fibres qui distribuent la lumière sur les photomultiplicateurs. Deux systèmes d'alimentation basse tension sont utilisés, un pour l'électronique contrôlant la distribution des hautes tensions, et l'autre pour l'électronique de lecture. Une alimentation PPT 1830 [49] programmable par GPIB fournit les tensions (+5 V, ±15 V) nécessaires pour les HV-MICRO et HV-OPTO. Une alimentation fabriquée à Clermont-Ferrand fournit les tensions nécessaires pour l'électronique de lecture (±5 V et +15 V pour la partie analogique, et +5 V, +3,3 V pour la partie numérique). Les hautes tensions sont fournies par une alimentation FUG MCN 140-1250 [50], pour les deux bancs de tests. Un châssis VME [51] héberge l'électronique pour l'acquisition des données : un RIO 8061 [52], avec un processeur sous Lynx OS 3.0.1 [53], deux cartes S-Link (LDC ODIN EP 680-1110-950 du CERN), un TTCvi [54], un TTCvx [55], deux multiplexeurs recevant les sorties des ADDER, et un ADC V792 de CAEN pour numériser le signal des multiplexeurs. Un châssis NIM héberge l'électronique pour le contrôle des LED, pour le système de refroidissement, pour les multiplexeurs recevant le signal des ADDER, pour le lecteur de code-barres et pour le système de sécurité pour les hautes tensions. Le système de refroidissement utilisait une circulation d'eau dépressurisée à 18 °C, avec un flux de 50 litres/heure. Le logiciel est écrit principalement en langage Labview 6.0, sur un PC Windows 98. Les digitiseurs, la carte interface et l'ADC CAEN sont contrôlés à partir du RIO, grâce à un code écrit en langage C.

On a déjà vu que le nombre de photomultiplicateurs n'était pas le même dans les tiroirs du tonneau et dans ceux des bouchons. De plus, le fait qu'il y a plusieurs types de tuiles scintillantes, et que l'exposition aux radiations n'est pas la même pour toutes les cellules, conduit à devoir placer les PMT dans le détecteur en fonction de leur haute tension nominale [56]. Il y a 6 types de modules différents possibles au final. Les blocs PMT sont placés dans les trous pratiqués dans les tiroirs, alternativement orientés vers le haut et le bas. Sur la face opposée au mélangeur de lumière est disposé un code-barres, qui est lu lors de l'insertion du module. Pour chaque bloc-PMT, on interroge alors la base de données répertoriant les informations sur les photomultiplicateurs. Une fois connues les tensions nominales de tous les PMT, on vérifie que la configuration dans le super-tiroir est possible, et qu'elle correspond bien à celle attendue par l'opérateur, chaque super-tiroir étant affecté à un module précis dans le calorimètre. Si cela est le cas, les tests de l'électronique proprement dit peuvent débuter. Il faut noter que chaque partie de l'électronique est testée une première fois sur des bancs de test dédiés, voir par exemple [57] pour les tests des photomultiplicateurs.

42. Pour **L**ight-**E**mitting **D**iode : (diode électroluminescente) diode semiconductrice à jonction qui émet une lumière colorée lorsqu'elle est traversée par un courant électrique.

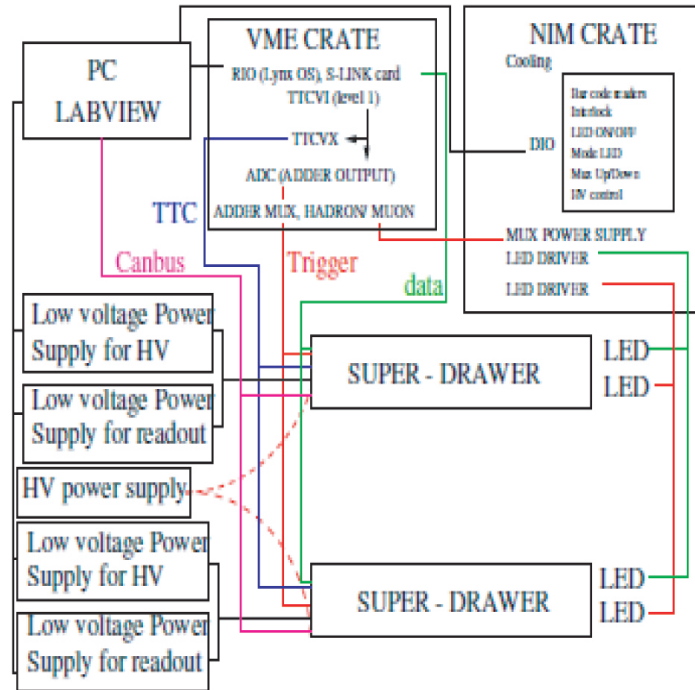


FIGURE 15 – Schéma du banc de test pour l'électronique frontale du calorimètre à tuiles scintillantes.

Les tests sont séparés en trois parties : d'abord les tests de l'électronique de lecture et de commande, ensuite les tests des hautes tensions, et finalement l'ensemble. Après cette étape de validation, un test de stabilité est effectué. Nous décrivons maintenant les différentes étapes de la première partie.

- Après avoir mis sous tension l'électronique d'acquisition des données, les courants et les tensions appliquées seront constamment vérifiés pendant toute la durée du test (toutes les 20 secondes), la stabilité devant être meilleure que 10%. La dernière valeur mesurée est comparée à la moyenne des mesures précédentes. Il y a une exception pour la valeur du courant mesuré pour le +15 V, pour lequel il y a juste une limite supérieure à 170 mA.
- La communication vers les "3 en 1", via la carte ADC-Intégrateur et son interface CANbus est vérifiée. Chaque bit commandant une des fonctionnalités des "3 en 1" est testé. Le registre correspondant à la configuration est relu aussi via le CANbus, ainsi que le numéro de série de l'ADC. On tente aussi de configurer une carte d'adresse nulle, dans le but de vérifier qu'aucune carte ne répond à un ordre envoyé avec une mauvaise adresse. Après cette étape, la distribution des basses tensions, la connexion du câble TTC et la transmission de l'horloge, la connexion des "3 en 1" à la carte mère, la transmission du signal au travers des cartes mères et la possibilité de configurer les "3 en 1" via le CANbus sont testés.
- Le test suivant est exécuté à partir du RIO. Une configuration différente des "3 en 1"

est envoyée, cette fois-ci via le TTC, et relue par le même canal (on teste notamment à ce stade la carte TTC mezzanine sur la première carte mère, et on vérifie son adresse). Ensuite, une charge de 10 pC est injectée sur chaque canal. Chaque canal est testé individuellement, afin de vérifier la connexion aux cartes “digitiseurs”, qui sont configurées pour ce test (leurs adresses sont donc vérifiées). Ensuite, 50 mesures du bruit électronique sont faites, sur le gain haut, et ce pour toutes les voies des digitiseurs, même celles sans carte “3 en 1” connectée. Cette mesure doit être plus basse que 2 coups d'ADC.

Ensuite, une charge de 600 pC est injectée pour tester le gain bas. La hauteur de l'impulsion de sortie est vérifiée pour chaque canal, et doit se situer dans un intervalle de 3 écarts standard autour de la valeur attendue, 858 ± 28 coups d'ADC. Entre 3 et 4 écarts standard, le test se poursuit après que l'opérateur a validé un message d'avertissement. Au-delà le test stoppe automatiquement sur un message d'erreur. La même procédure est appliquée pour le gain haut, avec une charge de 10 pC et une réponse attendue de 885 ± 29 coups d'ADC. Dans les deux cas, la valeur échantillonnée minimum doit être supérieure à 90% du piédestal, calculé comme la moyenne des deux derniers échantillons. Les piédestaux doivent être en dessous de 143 coups d'ADC, sachant que la moyenne est de $122,9 \pm 6,5$ coups d'ADC, et l'amplitude du signal, après soustraction du piédestal, doit excéder 650 coups d'ADC. Les impulsions sont ajustées par une gaussienne auquel on ajoute un terme constant. Ce n'est pas le meilleur choix, mais cela permettrait un codage simple dans l'interface mathématique de Labview. La largeur de la gaussienne doit être comprise entre 1 et 1,2, et le terme constant entre 63 et 147 (le terme constant moyen étant de 105 ± 14). À ce stade, le TTC est complètement testé, puisqu'en plus de la transmission de l'horloge, on a vérifié la possibilité d'envoyer des commandes et le signal de déclenchement. L'ensemble du parcours des données, des “3 en 1” à la fibre optique a été testé. La connexion des “3 en 1” aux digitiseurs, la fonctionnalité des circuits d'injection de charges, la carte interface, les “digitiseurs” et leurs connexions successives au moyen de connecteurs souples sont également vérifiés.

- Pour chaque canal, on vérifie ensuite la sortie de la “3 en 1” vers les ADDER. Pour cela, cette sortie est d'abord autorisée pour toutes les “3 en 1”, et on pratique en permanence une injection de charges sur toutes les voies. Ensuite, on supprime chaque voie individuellement, avant de la remettre en activité. La somme mesurée par un des ADDER diminue donc, avant de revenir à sa valeur d'origine. On vérifie que la différence observée est bien sur le ADDER attendu. On injecte 50 pC pour vérifier la sortie “hadron” et 10 pC pour vérifier la sortie “muon”. La réponse doit se situer dans un intervalle de trois écarts standard autour de la moyenne. Ce test, en plus de vérifier la bonne connexion des “3 en 1” aux ADDER, permet de tester les câbles délais (intercalés entre la sortie des “3 en 1” et le ADDER, afin que tous les signaux arrivent de façon synchrone sur le ADDER) et les câbles “trigger” (câbles par lesquels transitent les signaux issus des ADDER jusqu'au panneau de connexions avant).
- La linéarité de l'ADC Intégrateur est vérifiée. En utilisant le circuit d'injection de charge dédié sur les “3 en 1”, on vérifie cette linéarité pour les 6 gains de deux “3 en 1” différentes. Pour les autres, seules deux injections de charge sont pratiquées pour tester la connexion des “3 en 1” avec l'ADC-Intégrateur.

Dans un deuxième temps, on teste l'électronique pour la régulation des hautes tensions.

- L'électronique est mise sous tension. Les tensions ne doivent pas excéder leur valeur nominale par plus de 0,5 volt. Les courants doivent rester dans les intervalles $[0,25-0,35]$ A, $[1,5-1,7]$ A et $[0,11-0,31]$ A, pour le +15 V, -15 V et +5 V respectivement, et ce pour les modules du tonneau (on prendra 70% de ces valeurs pour les super-tiroirs des bouchons).
- La communication avec la carte HV-MICRO, via le CANbus, est vérifiée. Une nouvelle adresse est affectée au super-tiroir. Le statut global de la carte est vérifié (pas d'anomalie sur les basses tensions, sur les EEPROM, sur le processeur...). La version du logiciel de la HV-MICRO est aussi vérifiée (version 6.8 à l'époque des premiers tests).
- Les basses tensions sont vérifiées, au niveau de la tension d'entrée sur les cartes. Toutes déviations de plus de 1 volt des tensions nominales provoquent l'arrêt du test, avec un message d'erreur. Toutes déviations de plus de 0,5 V entraînent un message d'avertissement.
- Les sondes de température sont lues⁴³. Elles ne sont pas calibrées, il s'agit donc d'un test de connexion uniquement.
- Les boucles de régulation sont testées. La haute tension d'entrée doit être dans la gamme -830 ± 5 volts. On demande d'abord 530 ± 5 volts sur chaque canal, la haute tension étant appliquée par quart de super-tiroir. Le test est stoppé si une boucle de régulation ne fonctionne pas, ou si le piédestal mesuré par l'ADC Intégrateur, sur une ou plusieurs voies, augmente de plus de cinq écarts standard (le piédestal moyen sur le gain choisi étant de $512,70\pm 1,36$). Pour toutes variations supérieures à trois écarts standard, soit 0,8%, un message d'avertissement est produit. Cette étape est essentiellement dédiée à la détection des fuites de lumière et des courants de fuite quand les hautes tensions sont allumées.
- La haute tension est augmentée à 600 V. La régulation doit être à ± 2 V pour toutes les voies.
- Les valeurs nominales des hautes tensions, telles qu'elles sont enregistrées dans la base de données des photomultiplicateurs, sont appliquées. La tolérance est de $\pm 0,7$ V avant un message d'avertissement, pour une différence moyenne de $0,18\pm 0,16$ V. Toutes différences de plus de 1 V stoppe le test et provoque un message d'erreur.
- Les courants sont enregistrés et contrôlés à chaque étape. Ils sont typiquement de 200 à 300 μ A par boucle de régulation, et on demande une stabilité à ± 200 μ A autour de la valeur moyenne du courant pour le super-tiroir.
- Finalement, les valeurs des hautes tensions nominales et des consignes de température sont écrites dans l'EEPROM de la HV-MICRO. Les consignes de température sont de 30 °C pour la HV-MICRO, et de 20 °C ailleurs.

À ce stade, les boucles de régulation sont testées. On aura aussi vérifié l'absence d'optocoupleur sur les voies où il n'y a pas de photomultiplicateur connecté. Dans une troisième partie, on vérifie le bon fonctionnement des photomultiplicateurs, et aussi que les hautes tensions n'induisent pas de bruit supplémentaire sur l'électronique de lecture. Les tests pratiqués sont les suivants :

- Les LED bleues sont allumées en mode continu, et on vérifie que les photomultiplicateurs

43. Elles sont au nombre de 7, situées sur les cartes HV-OPTO (2), HV-MICRO (1), interface (1), dans un bloc-photomultiplicateur (1) et au contact des structures en aluminium des tiroirs (2).

fonctionnent en lisant le courant intégré, via l'ADC-I. Ceci vérifie aussi la connexion du câble haute tension à la carte bus, ainsi que la connexion de la "3 en 1" sur le pont diviseur haute tension.

- Cinquante mesures du bruit électronique sont faites sur chaque voie, en gain haut, et on demande que la dispersion soit plus petite que 2 coups d'ADC pour chaque canal. À cette occasion, il est apparu que le bruit électronique était plus important sur les voies les plus proches du panneau de connexion, ce qui a conduit à ajouter un filtre.
- L'adresse du super-tiroir est remise à zéro (l'adresse définitive sera fixée lors de l'installation dans le calorimètre).

L'ensemble de ces tests dure environ 45 minutes. La calibration des sondes de température peut ensuite prendre place. Idéalement, il faut attendre que le super-tiroir soit de nouveau à température ambiante. Il est refroidi par de l'eau dépressurisée à 18 °C, la température de la pièce étant réglée à 23 °C. Toutes les alimentations basse tension sont alors allumées, et après 15 minutes, les sondes de température sont lues, et de nouvelles constantes de calibration sont écrites dans l'EEPROM de façon à égaliser les mesures et les consignes. Deux tests longs d'une douzaine d'heures ont ensuite lieu. Dans le premier, on vérifie la stabilité de la régulation des hautes tensions, de la température, et optionnellement de la réponse de l'ADC Intégrateur. La haute tension appliquée doit être égale à la tension nominale à $\pm 0,7$ V près et la stabilité de la régulation meilleure que 0,11 V (pour une dispersion moyenne observée de $0,05 \pm 0,02$ V). La stabilité de la régulation des températures doit être meilleure que 1,1°C (pour une dispersion moyenne mesurée de $0,32 \pm 0,25$ °C). Si on désire contrôler la stabilité de la réponse de l'ADC-Intégrateur, on illumine continuellement les PMT, et on enregistre la réponse de l'ADC-I toutes les 10 minutes. Dans le second test, on pratique une injection de charge sur les deux gains, et on enregistre la valeur du maximum de l'impulsion et le temps d'arrivée de ce maximum (l'échantillon où ce maximum est enregistré) tous les 50 évènements (environ 1 million d'évènements sont collectés en 12 heures). La stabilité de la réponse pour le maximum de l'impulsion doit être meilleure que 3,9 coups d'ADC pour le gain haut (la dispersion variant de 1,9 à $2,3 \pm 0,5$ coups d'ADC, selon le canal), et meilleure que 4,7 coups pour le gain bas (la dispersion variant de 1,6 à $2,2 \pm 0,5$ coups d'ADC, selon le canal). La dispersion du temps d'arrivée du maximum doit être inférieure à 0,16 (pour une dispersion moyenne de $0,06 \pm 0,05$). Le taux d'acquisition est aussi contrôlé, il est d'environ 24 Hz.

Il est à noter que les circuits commandant la mise sous haute tension de chaque quart de tiroir sont laissés ouverts avant livraison au CERN. Les super-tiroirs parviennent au CERN avec une feuille certifiant que le contrôle qualité a été effectué avec succès.

L'installation et les tests de l'électronique frontale dans le détecteur pendant la construction au CERN

Après ces deux années passées à Clermont-Ferrand, j'ai rejoint le CERN en tant que Fellow où j'ai continué à travailler pour le calorimètre hadronique à tuiles d'ATLAS. Ma tâche principale consistait à prendre en charge l'ensemble des activités nécessaires à l'insertion des super-tiroirs dans le calorimètre (la figure 16-[a] montre un super-tiroir dans son panier rotatif avant l'insertion dans un module), et à diriger les campagnes de tests jusqu'à l'installation finale dans la caverne expérimentale (voir la figure 16-[b]). Cette activité devait se faire en synchro-

nisation avec les tests optiques, la construction du détecteur en surface, la métrologie et les tests en faisceau. Je devais m'assurer que les outils et les modules du calorimètre étaient disponibles pour l'insertion, en coordination avec l'équipe de Clermont-Ferrand, chargée de fabriquer, tester et livrer les super-tiroirs. L'insertion dans les modules pouvait avoir lieu soit dans leur zone de stockage, soit directement dans le calorimètre en phase de pré-assemblage en surface. Je m'occupais de l'aspect logistique (transport et manutention des modules), des problèmes liés à la sécurité (travail en hauteur, montage des échafaudages) et je rédigeais les demandes d'interventions (responsable du "workpackage" pour le travail ayant trait à l'installation et aux tests dans le puits expérimental, j'étais le contact auprès de la coordination générale pour la construction d'ATLAS).

Un deuxième banc de test, basé sur un code écrit en langage C et une analyse utilisant PAW a été développé en attendant que le banc de test portable final (nommé MOBIDick, [58]) soit disponible.

J'ai pris part à la plus grande partie des tests, et utilisé les deux bancs de tests disponibles. Les résultats concernant les performances de l'électronique au moment de l'insertion sont résumés dans [59] et [60].



FIGURE 16 – Photographies prises lors de la construction du TileCal. (a) : Vue d'un super-tiroir dans son panier rotatif, au moment de l'insertion dans le calorimètre. (b) : Vue prise lors des tests en caverne. Au fur et à mesure que les modules du TileCal étaient descendus et assemblés, les tests sur l'électronique se poursuivaient avec MOBIDick.

Quelques problèmes rencontrés pendant l'installation de l'électronique

Je mentionnerai tout d'abord les retards importants dus à la production des différents composants des super-tiroirs. Du fait de ces délais, seuls les super-tiroirs nécessaires pour les tests en faisceau ont pu être produits pendant deux ans (soit une vingtaine de super-tiroirs en tout). Quelques super-tiroirs comportaient même encore des cartes prototypes. De plus, les composants arrivant peu de temps avant les périodes de faisceau test, les super-tiroirs ne restaient à

notre disposition que quelques jours. Ce développement parallèle de l'électronique et du banc de test a rendu la validation de celui-ci délicate.

Parmi les problèmes détectés pendant les tests, on citera :

- Sur les premières cartes S-Link, le connecteur basse tension mâle était décalé de 180° par rapport au connecteur femelle du digitiseur (la carte S-Link étant alimentée depuis le digitiseur sur lequel elle est fixée).
- Il a été décidé au cours de la production de passer d'un connecteur Harting 48 contacts à un connecteur 72 contacts (il s'agit du connecteur pour les entrées-sorties des alimentations basse tension du super-tiroir). Le changement impliquait de re-tester le super-tiroir.
- Les câbles choisis pour la sortie des "3 en 1" vers les digitiseurs ou vers les ADDER étaient fortement contraints en terme de rayon de courbure. Le câble retenu était trop fragile et de nombreuses voies ne recevaient pas, ou seulement en partie, le signal.
- De nombreux courts-circuits sont apparus sur les ponts diviseurs des hautes tensions. Ceci était dû à un mauvais lavage des circuits imprimés, et l'ensemble des blocs-PMT a été démonté, afin de permettre leur nettoyage. Un banc de test dédié a ensuite été mis en place pour ces ponts diviseurs.
- Un bruit important était observé près du panneau de connexion comme nous l'avons déjà vu. Une résistance a été introduite sur la ligne d'entrée de la haute tension pour filtrer ce bruit.
- Les câbles par lesquels transitent le signal des ADDER présentaient des malfaçons (courts-circuits ou mauvais câblage), nécessitant leur remplacement. Il fallait malheureusement démonter la quasi totalité de l'électronique dans ce cas.
- La tolérance sur l'alimentation en $+3,3\text{ V}$ n'était que de $\pm 0,13\text{ V}$. À cause de la longueur du super-tiroir, certains digitiseurs étaient alimentés en deçà de cette limite et présentaient des signaux défectueux, par groupe de 3 voies successives. Des lignes de contrôle ont été ajoutées pour avoir un retour sur les tensions effectivement appliquées, et pouvoir les ajuster au niveau de l'alimentation en basse tension.
- La vitesse de communication a été changée sur le bus CAN (du fait de la distance jusqu'à USA15). Plusieurs versions du logiciel de l'ADC-I ont dû être installées.
- Le logiciel de la HV-MICRO a aussi connu plusieurs évolutions.
- Les cartes interfaces parvenaient à Clermont avec des versions différentes de leur logiciel. Ces cartes étaient systématiquement reprogrammées.
- Les connecteurs souples entre digitiseurs ne sont garantis que pour un nombre très limité de connexions. Un grand nombre ont dû être remplacés.
- Quelques PMT, après le démontage/remontage du pont diviseur, ne fonctionnaient plus.
- De nombreux optocoupleurs ne fonctionnaient pas.
- Des fuites dans le système de refroidissement étaient parfois détectées⁴⁴ au début du test. Encore une fois, il fallait démonter au moins la carte interface pour accéder facilement à la connexion entre les tiroirs, où la fuite était le plus souvent localisée.
- Enfin, une grande partie des digitiseurs ne fonctionnait pas correctement, soit à cause d'un contact laissé flottant (ce contact, utilisé dans le circuit de programmation de ces

44. Les tubes du circuit de refroidissement étaient d'abord dépressurisés. Puis on contrôlait la stabilité de la pression obtenue pendant environ 10 minutes. Toutes augmentations de la pression indiquaient une fuite.

cartes, devait être relié à la masse pour un bon fonctionnement), soit à cause d'un délai trop faible entre le front de montée de l'horloge, le signal de déclenchement, et l'ordre de lecture du numéro de croisement.

- Au CERN, lors des faisceaux tests, il est apparu que le gain des ADDER sur la sortie muon devait être augmenté, conduisant à une nouvelle version de cette carte.

Conclusions

Malgré le soin apporté aux tests, il est rapidement apparu que l'électronique du TileCal ne pourrait pas fonctionner de façon satisfaisante en l'état. Même si 100% des canaux étaient fonctionnels après les tests, la stabilité dans le temps posait problème. Deux problèmes majeurs ont dû être résolus avant le démarrage. La connectique entre les cartes mères et celle entre les "digitiseurs" a été entièrement refaite *in situ*, et les alimentations basse-tension ont été remplacées par une nouvelle version plus performante. Le délai introduit sur le planning du LHC par la panne de 2008 a permis de mener à bien une campagne d'extraction et de réparation des super-tiroirs, et le TileCal est désormais l'un des meilleurs détecteurs d'ATLAS en termes de nombres de canaux disponibles, mais aussi en termes de capacité à enregistrer des données pendant les périodes de physique (environ 99% d'efficacité dans la prise de données). Quelques problèmes subsistent, mais ils pourront être corrigés pour une partie (ceux liés à une alimentation basse tension défectueuse) pendant la prochaine coupure hivernale.

3.5 Autres activités sur le détecteur ATLAS pendant la période 2001-2004.

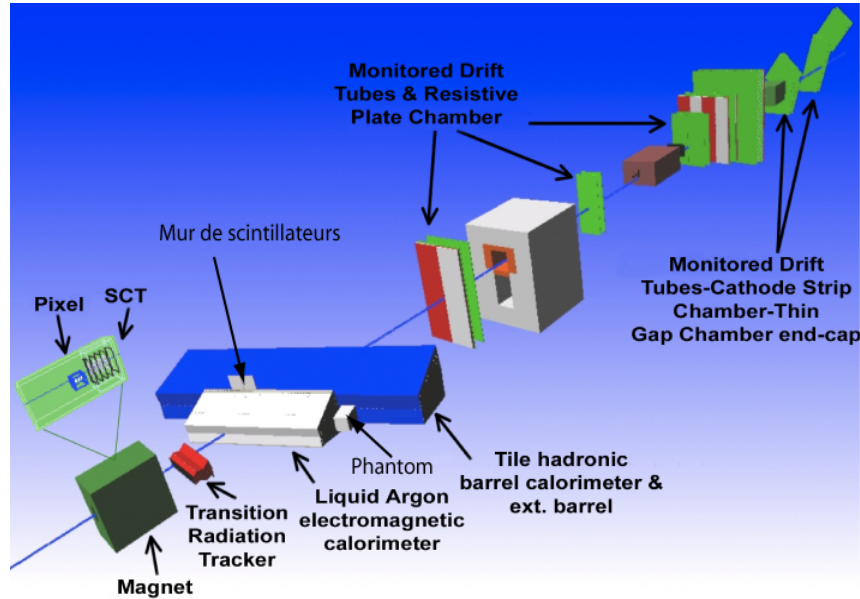


FIGURE 17 – Vue schématique des détecteurs présents durant les tests en faisceaux de 2004. J’ai ajouté la simulation du détecteur “Phantom” et des murs de scintillateurs dans le code existant.

Dans ce paragraphe, je résume brièvement les autres activités effectuées alors que je travaillais auprès du TileCal au CERN.

Je me suis occupé de la simulation avec Geant4 [61] des détecteurs annexes utilisés lors du test en faisceaux de 2004. Ce test a été organisé pour que chaque sous-détecteur soit présent, de façon à reconstituer un secteur complet d’ATLAS, et ce dans une configuration aussi proche que possible de la réalité. Ces détecteurs annexes comportaient deux murs de scintillateurs, et un petit calorimètre électromagnétique placé devant la partie bouchon du TileCal. Ce calorimètre est visible sur la figure 17, sous le nom de “Phantom”. Ce n’est pas un détecteur d’ATLAS, mais il permettait d’avoir une quantité de matière équivalente à $20 X_0$ ou à $0.65 \lambda_I$ (voir la note de bas de page [23] pour la définition) devant le bouchon du TileCal. Il était constitué de 54 couches de 1 cm d’épaisseur totale (2 mm de plomb, 0,8 mm d’acier, 0,2 mm de colle et 6 mm de scintillateur), regroupées par 4, 6 ou 8, pour former huit cellules de lecture, lues chacune par un photomultiplicateur. La photo de la figure 18 montre ce calorimètre, et les figures 19(a) et (b) montrent le résultat de la simulation, en terme d’énergie déposée pour un électron de 100 GeV, et l’énergie déposée dans ce calorimètre en fonction de l’énergie déposée dans le TileCal pour un faisceau de pions de 100 GeV, respectivement. Le premier mur était situé entre le calorimètre à argon liquide et le TileCal, et le second juste après le TileCal. J’ai d’abord développé

cette simulation dans un cadre indépendant (FADS/Goofy) avant de l'inclure dans ATHENA, le logiciel général d'ATLAS.

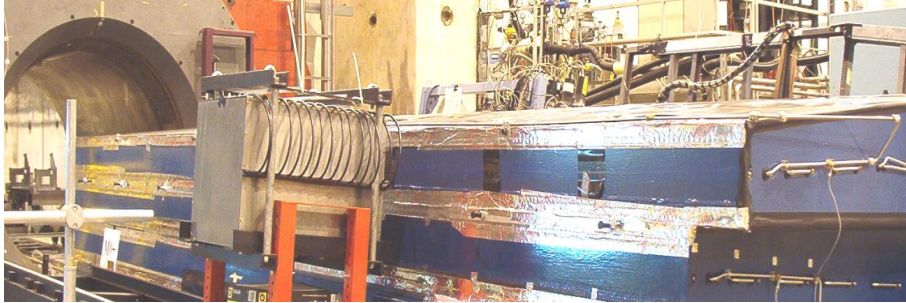


FIGURE 18 – Photographie du petit calorimètre électromagnétique “Phantom” devant les modules du bouchon du TileCal au test en faisceaux de 2004.

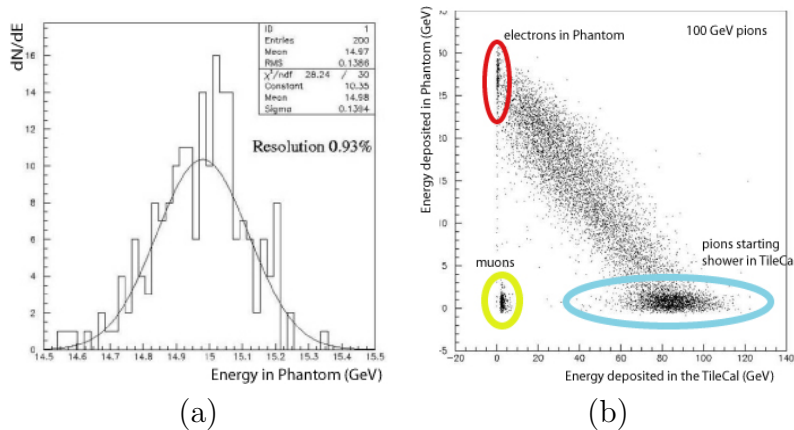


FIGURE 19 – Résultats obtenus avec le calorimètre “Phantom”. (a) Simulation : énergie déposée par un électron de 100 GeV. (b) Données : énergie déposée dans ce calorimètre en fonction de l'énergie déposée dans le TileCal pour un faisceau de pions de 100 GeV.

J'étais aussi en charge du suivi et du fonctionnement des stations de refroidissement (une station pour les tests en faisceaux, une station mobile pour les tests de l'électronique ou pour les tests optiques avec la source de césium, et enfin une station pour le test à échelle un du refroidissement du TileCal, voir la figure 20). Je me suis également occupé de finaliser le refroidissement au niveau des basses tensions, et de leur connexion avec l'électronique frontale [46]. Ce projet a eu un coût d'environ 36000 francs suisses sur deux ans.

Concernant les faisceaux tests, j'ai contribué à la mise en place générale pour le TileCal (notamment pour l'ajout de modules des bouchons dans le test combiné de 2004), particulièrement pour le suivi de l'électronique, des basses tensions associées, du contrôle des hautes tensions et du refroidissement. J'ai participé à l'analyse des données, soit directement (mesure de la résolution combinée des calorimètres, en collaboration avec V. Giangiobbe), soit via l'encadrement

de stages (mesure du niveau de bruit de l'électronique frontale, via l'analyse des pedestaux). Durant les faisceaux tests de 2000 à 2003, environ 12% des modules du calorimètre ont été calibrés (à l'échelle électromagnétique, avec des faisceaux d'électrons) [62]. En 2004, une étude particulière a été consacrée à la mesure de la résolution combinée des calorimètres pour des faisceaux de pions de basses énergies (de 3 à 9 GeV) [63].

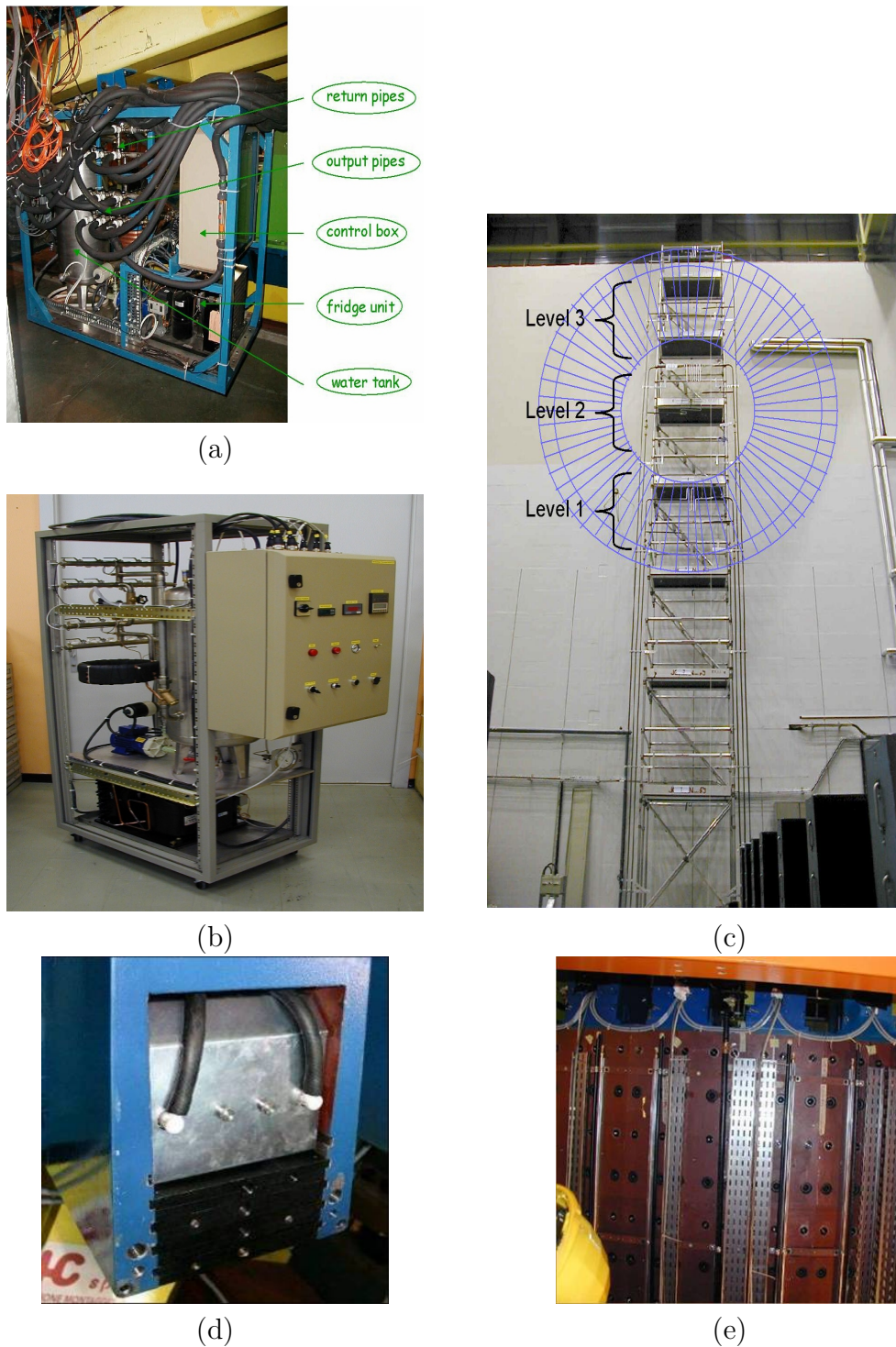


FIGURE 20 – (a) : Photographie de l'unité de refroidissement utilisée en faisceau test. (b) : Photographie de l'unité de refroidissement utilisée soit pour les tests avec la source de césium, soit pour les tests de l'électronique frontale. (c) : Vue de la maquette à échelle un du système de refroidissement de l'électronique du TileCal, utilisée pour la validation finale. (d) : Vue sur une alimentation basse tension, avec les deux connecteurs et les tubes, l'un venant du super-tiroir, l'autre allant se connecter sur la distribution externe, sur le coté du calorimètre, visible sur la photographie (e).

3.6 L'électronique du TRT

Après ces quatre années consacrées à la préparation du TileCal, j'ai rejoint le groupe ATLAS de l'Université de Pennsylvanie travaillant sur le TRT, plus particulièrement sur la conception et les tests de son électronique frontale. Je me suis particulièrement investi dans les tests pour les bouchons de ce détecteur, et je ne développerais pas la présentation du tonneau du TRT dans la suite.

L'électronique frontale du TRT est décrite dans la référence [64]. Nous ne donnerons ici que les grandes lignes concernant les bouchons.

L'ensemble de l'électronique doit posséder les caractéristiques suivantes :

- Disposer d'une sensibilité à des signaux d'entrée allant de 2 à 100 fC⁴⁵.
- Proposer un seuil haut pour la détection du rayonnement de transition pour l'identification des particules ; et un seuil bas pour détecter le signal de minimum d'ionisation dû au passage des traces chargées, pour permettre leur reconstruction.
- Supporter un taux d'entrée de 20 MHz maximum par canal.
- Permettre une mesure en temps avec une précision de 1 ns.
- Etre capable de gérer plus de 350000 canaux de lecture.
- Disposer d'une mémoire tampon d'au moins 4 μ s afin de stocker les données, en attente de la décision de niveau 1.
- Supporter un taux de déclenchement de niveau 1 jusqu'à 100 KHz.
- Etre résistant aux radiations, jusqu'à un niveau de 10 Mrad et de 10^{14} n/cm²⁴⁶.
- Respecter les contraintes d'espace imposées par la mécanique.
- Minimiser la quantité totale de matière.
- Avoir un refroidissement "à la source", sans dégagement de chaleur dans la caverne expérimentale.
- Être extrêmement robuste, notamment pour l'électronique frontale qui ne sera plus accessible une fois l'expérience installée.
- Permettre la transmission des signaux sur plus de 80 m (distance du détecteur à la caverne USA15, où se situent les châssis pour l'acquisition).
- Supporter un flot de données au-delà de 100 GB/s pour le taux de déclenchement de niveau 1 maximum.
- Etre compatible avec les systèmes de déclenchement et d'acquisition standard d'ATLAS.

Pour respecter toutes ces conditions, le système est séparé en trois parties distinctes. D'abord l'électronique frontale, puis une série de cartes intermédiaires placées au niveau des chambres à muons (les **P**atchs **P**anels), et enfin les cartes d'acquisition finale situées dans la caverne USA15.

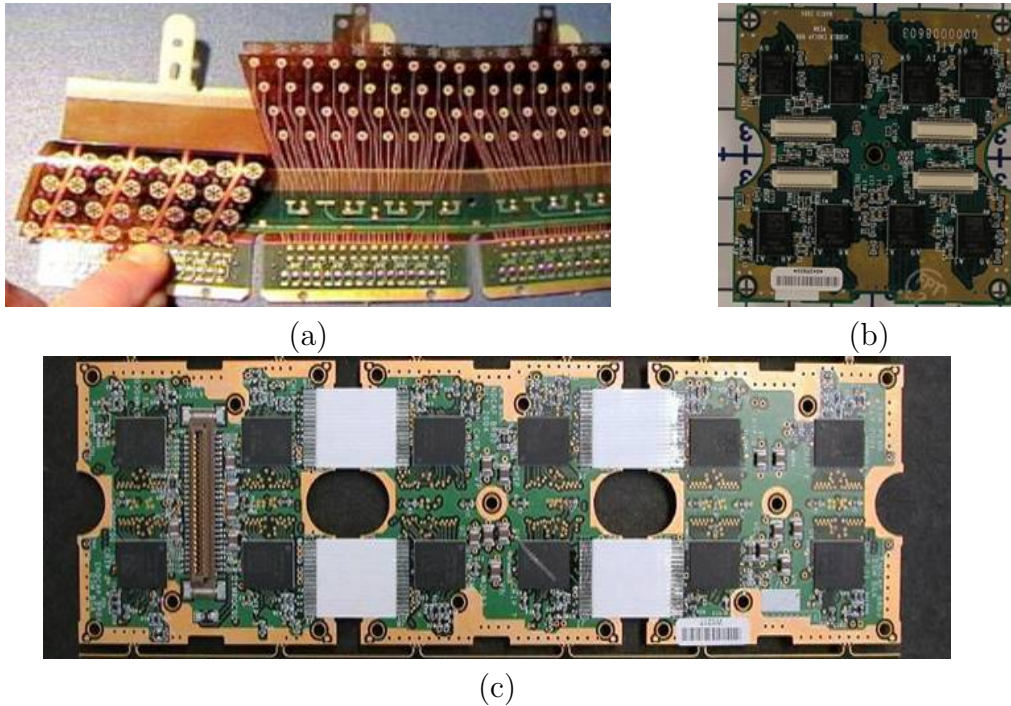


FIGURE 21 – Photographies des différentes parties de l'électronique frontale du TRT. (a) : WEB (Wheel Endcap Board) pour une roue de type A. On voit ici la partie souple en Kapton®, avec les connecteurs en forme de pétales, et la partie rigide, support des connecteurs Fujitsu, sur lesquels sera installée l'électronique. (b) : Carte ASDBLR. Cette carte comprend 8 circuits intégrés ASDBLR, chacun traitant les signaux de 8 pailles. (c) : Triplet DTMROC. Ce triplet est constitué de trois parties identiques, reliées par des connecteurs souples afin d'épouser la courbure de la roue. Chaque partie, qui vient se positionner sur une carte ASDBLR, comporte quatre circuits intégrés, chacun traitant 16 canaux.

L'électronique frontale des bouchons du TRT

Les pailles sont connectées à l'électronique frontale sur la circonférence des roues, par l'intermédiaire de deux connecteurs souples en Kapton®⁴⁷, un pour la distribution de la haute tension, un pour la collection du signal. Ces connecteurs souples font la liaison entre les pailles et l'électronique proprement dite via une partie rigide et mobile, support des connecteurs Fujitsu sur lesquels est posée l'électronique. L'ensemble des parties souple et rigide forme la WEB, pour **W**heel **E**nd-**c**ap **B**oard (voir la figure 21-(a)), qui est donc solidaire de la roue elle-même. Deux couches de cartes viennent alors se superposer au-dessus de ces WEB. La première traite le signal d'avalanche dû à l'ionisation du gaz par les particules chargées incidentes. Ceci est effectué par un composant appelé ASDBLR, pour **A**mplifier, **S**haper, **D**iscriminator and **B**ase

45. De une à vingt-cinq paires ion-électron primaires créées.

46. L'unité exacte est ici l'équivalent neutron de 1 MeV/cm^2 . Sur le rayon externe du TRT, les simulations prévoient un niveau de radiations de $5 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2$ pour un an de prise de données à luminosité nominale.

47. Le Kapton est un film de polyimide utilisé pour la réalisation de circuits imprimés souples.

Line Restoration integrated circuit [65]. Le signal est mis en forme ; la queue du signal, due à l'arrivée plus tardive des ions xénon, est supprimée ; et l'amplitude du signal est comparée à deux seuils programmables. Le premier (le seuil bas, de 250 eV typiquement) donne l'information pour la reconstruction des traces, le second (le seuil haut, aux alentours de 6 keV) permet l'identification des électrons. Chaque circuit intégré ASDBLR peut traiter les signaux de huit pailles. Dans les bouchons du TRT, les ASDBLR sont regroupés par huit sur une carte électronique éponyme (voir la photographie 21-(b)). Chaque paire d'ASDBLR est ensuite connectée à un circuit DTMROC, pour **D**igital **T**ime **M**easurement **R**ead **O**ut **C**ontroller. L'information correspondant au seuil bas est échantillonnée toutes les 3.125 ns, alors que celle correspondant au seuil haut ne l'est qu'une fois par croisement des faisceaux, toutes les 25 ns. Quand un événement est accepté par le déclenchement de premier niveau, le DTMROC envoie les données correspondantes (en fait les données correspondant à la durée de trois croisements, soit 75 ns, car les électrons peuvent dériver au maximum 60 ns dans le champ magnétique), soit 27 bits par canal de lecture. Il y a donc aussi une mémoire tampon sur ce circuit intégré, afin de stocker les données en attente de cette décision. Les données peuvent être conservées au maximum pendant 6 μ s. Enfin, il est possible de disposer d'un "ou" logique en sortie des DTMROC afin de disposer d'un système de déclenchement autonome et rapide pour le TRT. Les DTMROC sont regroupés par quatre sur une seule carte DTMROC. On nommera par la suite triplet l'ensemble de trois cartes DTMROC reliées par des connecteurs souples (voir la photographie 21-(c)). L'ensemble de la chaîne décrite est illustrée sur la figure 22. Chaque roue comporte 32 triplets sur sa circonférence. Il y a donc 640 triplets et 1920 cartes ASDBLR par bouchon. La distribution des hautes tensions nécessite 240 connecteurs (12 par roue, chaque connecteur alimentant 2 ou 3 séries de 192 pailles, soit 640 lignes haute tension dans les harnais de câbles). Une ligne haute tension n'alimente pas directement un triplet, mais 6 WEB successives situées dans la même demi-roue. Chaque groupe de 8 pailles est connecté à un fusible, qui peut être détruit en cas de court-circuit, afin de préserver les autres canaux.

Une vue schématique de la connexion d'une paille à l'électronique est montrée sur la figure 23. Sur cette figure, on notera la résistance de protection de 24 ohms, qui est éventuellement dessoudée durant les tests d'acceptance des roues, afin de supprimer les pailles défectueuses. De telles déconnexions sont enregistrées dans une base de données ORACLE [66], ce qui permettait de vérifier que ces canaux désormais inactifs étaient bien identifiés aussi lors des tests de l'électronique (via une interface web écrite en PHP).

Cette électronique est refroidie par un circuit où circule du perfluorohexane liquide (C_6F_{14} , vendu sous la marque FluorinertTM, qui s'évapore à 56 °C à la pression atmosphérique). Ce refroidissement est nécessaire pour évacuer la chaleur produite par l'électronique, le système ayant été conçu pour une puissance dissipée de 100 mW par canal, pour avoir une marge de sécurité raisonnable (le cahier des charges pour l'électronique étant de 40 mW par canal pour l'ASDBLR et de 20 mW par canal pour le DTMROC). Durant les tests en surface, le liquide circulait depuis une unité centrale pilotée par un PLC (**P**rogrammable **L**ogic **C**ontroller, un automate programmable industriel) jusqu'à un châssis de distribution équipé de niveaux à bulle, puis jusqu'au détecteur. En l'absence de logiciel permettant le contrôle des températures sur le détecteur à ce moment de la construction, le circuit de distribution du C_6F_{14} était équipé de détecteurs de débit, susceptibles de couper immédiatement les alimentations basse tension en

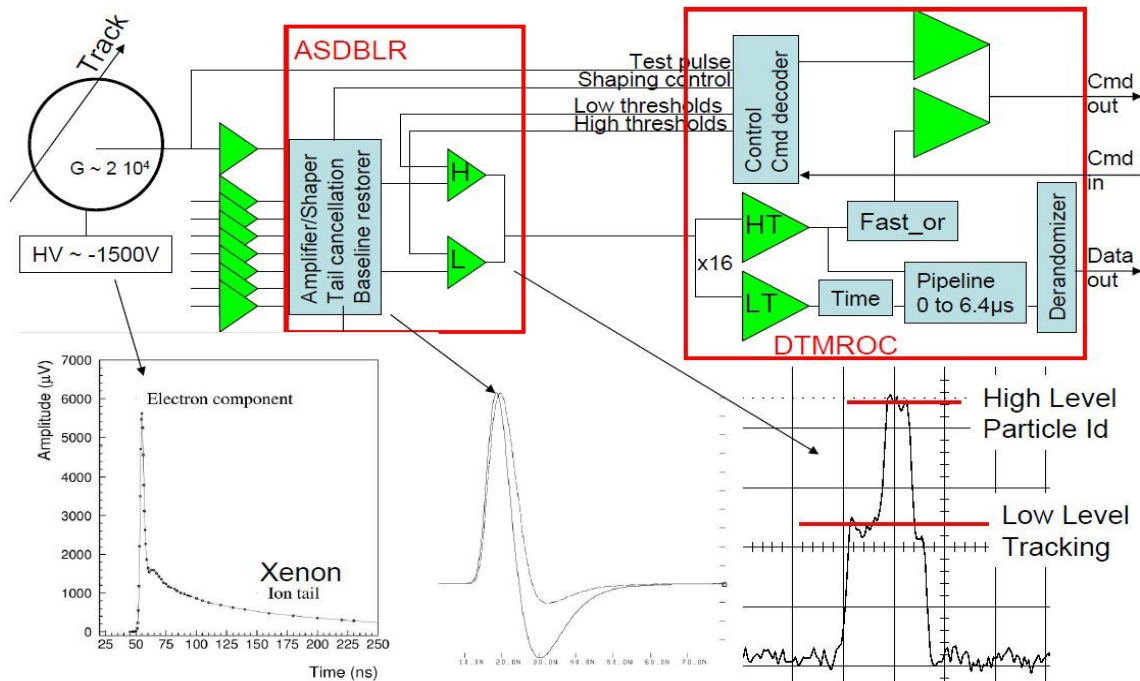


FIGURE 22 – Schéma de l'électronique frontale du TRT. Le signal d'avalanche créé par une particule chargée traversant une paille (histogramme de gauche) est mis en forme par l'ASDBLR (histogramme du milieu), comparé aux seuils haut et bas, et la sortie ternaire (histogramme de droite) est numérisée par les DTMROC. Quelques fonctions importantes des DTMROC sont également indiquées : injection d'une charge définie, contrôle de la mise en forme (en fonction du gaz : xénon ou argon), contrôle des niveaux pour les seuils bas et haut, envoi des commandes, transmission des données...

cas d'avarie sur l'unité de refroidissement, afin d'éviter tout échauffement excessif. Un contrôle visuel devait de plus être effectué sur des débitmètres. Enfin, un logiciel vérifiait automatiquement le niveau de liquide dans l'unité de refroidissement, et coupait les alimentations en cas d'anomalie.

La chaleur est récupérée par conduction thermique, les cartes ASDBLR étant en contact avec une plaque d'aluminium via une mousse thermo-conductrice. La plaque est elle-même fixée directement sur les tubes où circule le liquide refroidissant. Je renvoie à la référence [23] pour les spécifications complètes du-dit système pour les bouchons du TRT.

L'électronique externe au détecteur

Le contrôle des DTMROC est effectué via les cartes TRT-TTC (voir la note de bas de page [40]), gérant au maximum 480 DTMROC chacune. Ces modules TRT-TTC permettent de

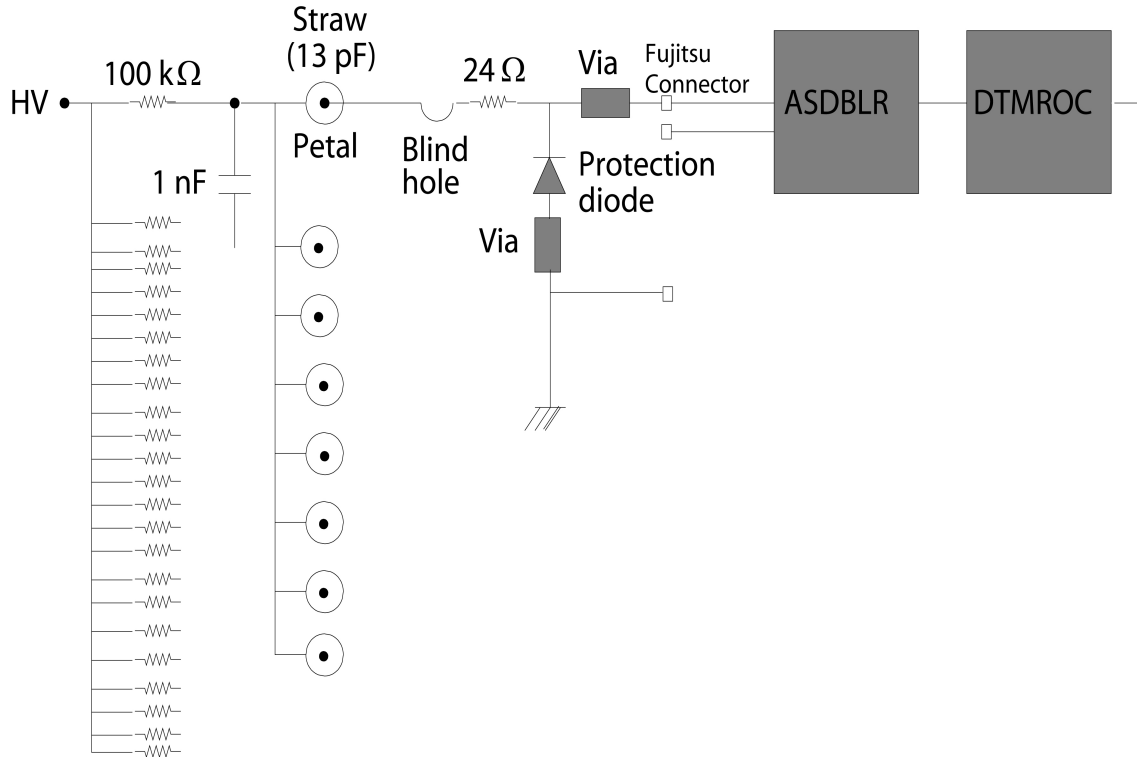


FIGURE 23 – Schéma de la connexion d'une paille sur l'électronique frontale. Figure extraite de [67].

transmettre l'horloge du LHC (Timing), d'envoyer le signal de déclenchement (Trigger) et de configurer l'électronique frontale (Command). La lecture des données s'effectue au travers des TRT-ROD (**R**ead **O**ut **D**river). 96 TRT-ROD et 48 TRT-TTC sont nécessaires pour le fonctionnement du TRT complet, dont 64 TRT-ROD et 32 TRT-TTC pour les bouchons. Ces cartes sont des modules 9U-VME64x, insérées dans 10 chassis VME. Chaque chassis est contrôlé par une carte comportant un processeur fonctionnant sous Linux, la SBC (**S**ingle **B**oard **C**omputer). Les cartes TRT-TTC et TRT-ROD ne sont pas connectées directement à l'électronique frontale, mais à des cartes intermédiaires, permettant la réplication et la distribution du signal sur cette électronique, que l'on nomme Patch-Panels⁴⁸. On utilisera par la suite les notations PP-TTC, PP-ROD et PP-LV, respectivement pour les Patch-Panels TTC, ROD et basse tension (nous verrons plus loin la distribution des basses tensions). Ces Patch-Panels sont situés dans des chassis métalliques placés sur les plateformes installées au niveau des chambres à muons. Pour un secteur des bouchons du TRT, soit 20 triplets, il est nécessaire d'avoir deux PP-ROD (traitant donc 120 DTMROC chacun), un PP-TTC, et deux PP-LV (fournissant 10 triplets chacun). Les PP-ROD reçoivent les données des DTMROC, les regroupent, transforment le signal électrique en signal optique, et transmettent les données via quatre fibres optiques connectées aux GOL (**G**igabit **O**ptical **L**ink). Il y a donc 30 DTMROC par sortie, soit 2,5 triplets. Il y a

48. Je conserve cet anglicisme dans la suite.

deux PP-ROD connectés par TRT-ROD.

Une fois stockées au niveau des TRT-ROD, les données sont accessibles pour n'importe quel processus. Typiquement, lors de l'acquisition, celles-ci sont envoyées au ROS (**R**ead **O**ut **S**ystem) via une interface S-Link. On peut aussi faire une lecture des données via le bus VME, cette possibilité étant exploitée par le TRT pour échantillonner les données, afin d'en contrôler la qualité.

Pour le signal de commande un seul PP-TTC est suffisant pour un secteur des bouchons, et il y a deux PP-TTC connectés sur chaque TRT-TTC.

Concernant les basses tensions, l'alimentation principale est assurée par des châssis Marathon fabriqués par Wiener, situés sur les passerelles couvrant l'expérience ATLAS. Ces alimentations fournissent le courant et les tensions nécessaires aux Patch-Panels pour leur fonctionnement, ainsi que pour l'électronique frontale, via les PP-LV où sont placés des régulateurs. Les valeurs des courants et des tensions appliqués, ainsi que le statut global du PP-LV (état des régulateurs, alarmes éventuelles en cas de courants excessifs, température) peuvent être lus grâce à une carte ELMB [68] mezzanine fixée sur chaque PP-LV. De même, l'ELMB permet de commander la mise en route ou l'arrêt des régulateurs.

La figure 24 reprend cette description, en la complétant. Il est aussi possible de se référer à la note [69] pour obtenir plus d'informations sur la structure et la granularité de l'électronique de lecture du TRT.

Durant trois ans, j'ai travaillé sur les problématiques suivantes, par ordre d'importance :

- L'installation de cette électronique et la réalisation des tests nécessaires aux différentes étapes de l'intégration, en interaction avec les autres activités (mécanique, installation des services, installation dans la caverne).
- La mise en place et la coordination pour le TRT des tests combinés avec le SCT, effectués en surface dans la zone de montage.
- La validation des prototypes de Patch-Panels, et des premiers modules TRT-TTC. Les modules TRT-ROD finaux sont arrivés après l'installation dans la caverne expérimentale.
- Le suivi de la production, de la réception au CERN jusqu'aux tests de l'électronique frontale avant l'installation sur le détecteur.
- La validation du système de refroidissement.

L'ensemble de cette activité, à l'exception de la validation du système de refroidissement, fait l'objet du chapitre suivant.

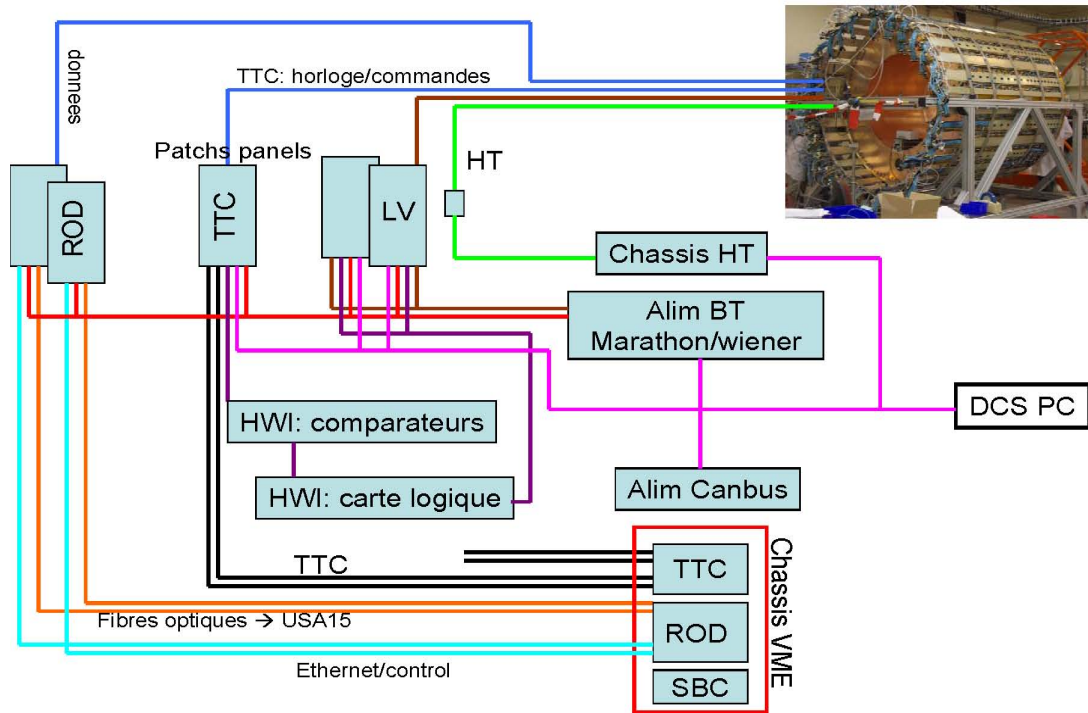


FIGURE 24 – Schéma de la connexion d’un secteur du bouchon du TRT. Les chassis de distribution de la haute tension, les alimentations pour le CANbus et les chassis VME sont situés dans la caverne annexe USA15. Les alimentations basse tension sont situées sur les passerelles couvrant ATLAS. Les TRT-TTC, TRT-ROD sont placés dans les chassis VME, chaque chassis comportant une SBC, avec un processeur fonctionnant sous Linux. Chaque TRT-TTC comporte 4 connecteurs, 2 étant utilisés pour un secteur des bouchons, connecté via un PP-TTC (lignes noires). Les TRT-ROD comportent 8 entrées optiques. Chaque série de 4 entrées correspond à une unité TRT-ROD “logique” pour l’acquisition des données. Chaque TRT-ROD logique est connectée à un PP-ROD, traitant la moitié d’un secteur des bouchons (chaque ligne orange symbolise 4 fibres optiques). Le signal de contrôle des PP-ROD est acheminé via un câble ethernet (lignes bleu clair). La haute tension est acheminée directement, sans passer par un Patch-Panel, même s’il y a plusieurs connecteurs intermédiaires (ligne verte). Le PP-TTC comporte une carte ELMB, permettant notamment de lire les températures sur l’électronique frontale, soit par CANbus pour le DCS, soit directement par des cartes électroniques formant un système de sécurité indépendant. Ce système permet de couper immédiatement l’alimentation basse tension correspondante en cas d’échauffement anormal. Ce système comporte deux niveaux, les cartes comparatrices, où les valeurs des températures sont comparées à un seuil prédéfini, et la carte logique décidant ou non de couper la basse tension en fonction du nombre de sondes donnant une valeur anormale (j’ai d’ailleurs participé à l’installation et au test de ce système dans le puits ATLAS). Les PP-LV sont aussi équipés d’ELMB, permettant la relecture des valeurs des courants et des tensions appliqués, ainsi que leur commande, via le CANbus (lignes roses). Les alimentations Marathon fournissent la puissance utile au fonctionnement des PP (lignes rouges), mais aussi celle pour l’électronique frontale via les PP-LV (lignes marrons).

3.7 L'installation et les tests de validation de l'électronique du TRT : de la construction en surface à l'installation dans la caverne expérimentale

Introduction

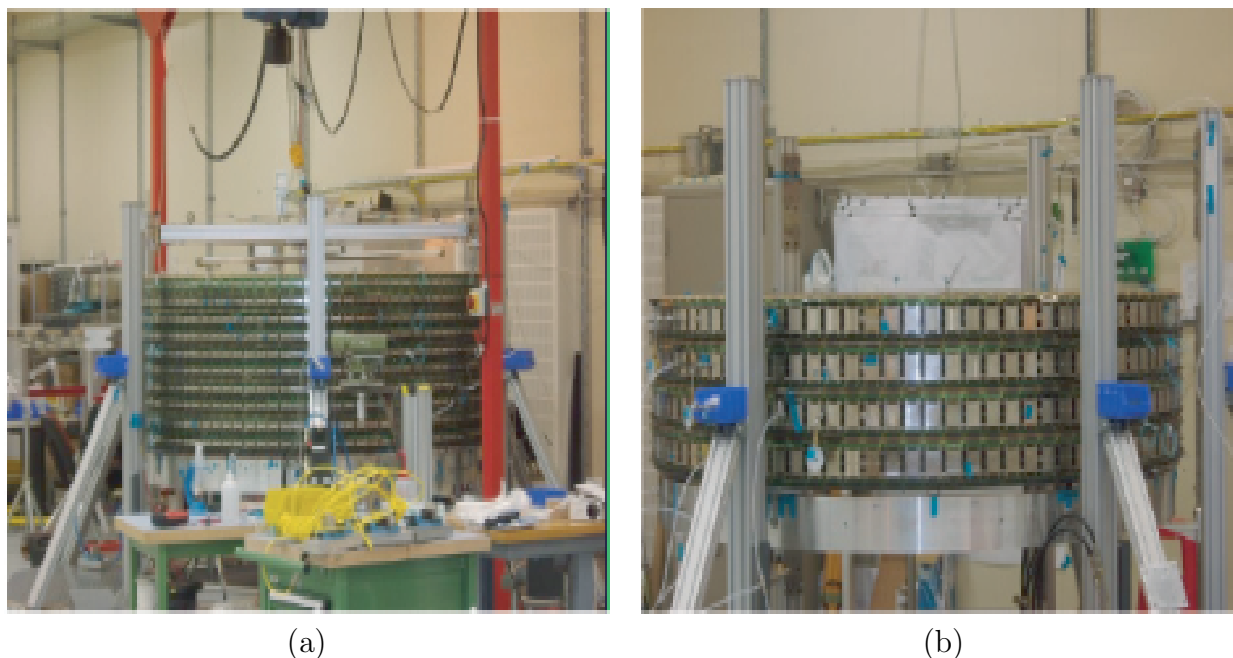
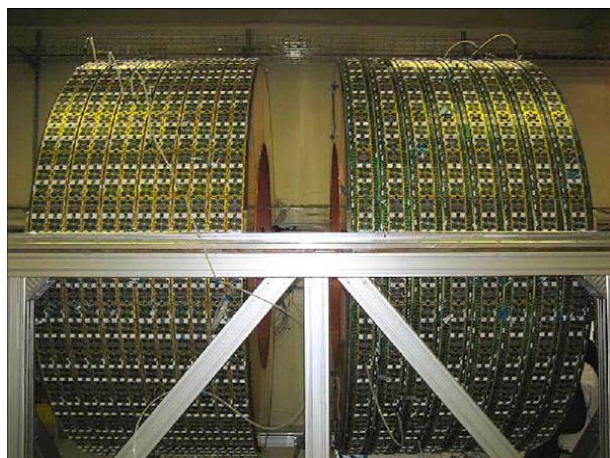


FIGURE 25 – Photographies prises lors du montage d'un bouchon du TRT. (a) : Les roues de type A sont empilées une par une sur un châssis dédié. Des tests d'étanchéité sont alors effectués sur la distribution de gaz actif, sur le circuit de refroidissement de l'électronique et des échangeurs de chaleur, et sur l'intérieur des roues où doit circuler du CO_2 . (b) : Même vue, mais pour le châssis dédié aux roues de type B. Quand l'empilage est terminé, que la métrologie est effectuée et que les tests d'étanchéité sont satisfaisants, les roues A et B sont pivotées et transférées sur un autre châssis, pour former un bouchon complet (voir la figure 26-(a)).

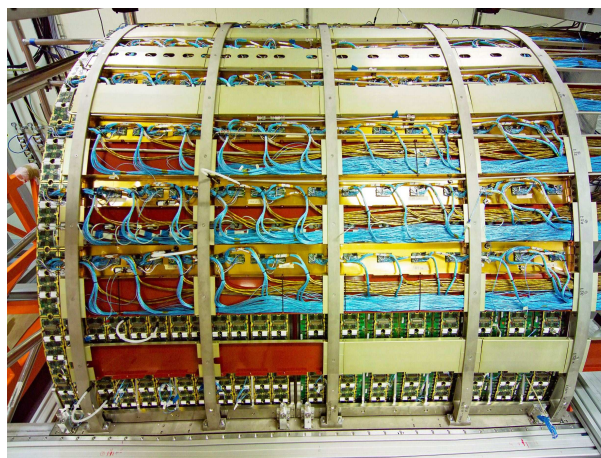
Durant trois ans, j'ai eu la charge des tests de l'électronique des bouchons du TRT, de leur construction jusqu'à leur installation dans la caverne expérimentale. Une description complète des bouchons du TRT peut être trouvée dans la référence [23], auquel j'ai contribué. J'ai également présenté l'état de la construction du TRT et les résultats du test combiné impliquant le TRT et le SCT à la conférence VIC2007 (Conférence de Vienne en Instrumentation, [70]), ainsi que les premiers résultats concernant la mise en service de l'ensemble du détecteur interne d'ATLAS à la conférence ICHEP08 [71].

À mon arrivée, l'état des lieux était le suivant : le premier bouchon était terminé du point de vue de la mécanique et des premiers tests de l'électronique. Les deux parties de ce bouchon étaient encore séparées (voir la figure 25, qui présente les bouchons du TRT en phase de montage et d'instrumentation avec l'électronique), et devaient être réunies sur un autre châssis pour

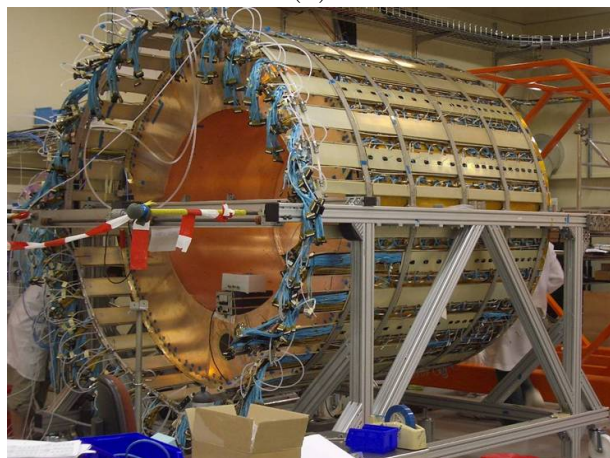
l'installation des harnais de câbles (voir la figure 26). Le deuxième bouchon devait encore être construit, les roues commençant à arriver de leur zone de tests. De fait, le travail sera plus important que prévu, puisque l'électronique de la moitié du premier bouchon sera démontée suite à la découverte d'un problème sur la distribution de la haute tension, décrit dans la dernière partie de ce chapitre.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 26 – (a) : Vue d'un des bouchons du TRT après rotation des roues, et installation sur le châssis dédié au montage des "harnais" de câbles. On voit distinctement les 12 roues A et les 8 roues B. (b) : Vue partielle d'un des bouchons, pendant l'installation des harnais de câbles. (c) : Vue d'un bouchon complet du TRT, avant insertion dans le châssis final (visible en arrière plan), utilisé pour l'insertion du SCT et le transport jusqu'au puits expérimental.

Les tests effectués sur l'électronique.

Dans une première étape, l'électronique fabriquée aux Etats-Unis est envoyée au Danemark, au Niels Bohr Institute. Une série de tests est alors effectuée sur chaque ensemble comportant

un triplet (DTMROC) et 3 cartes ASDBLR : tous les registres des DTMROC sont vérifiés en mode écriture/lecture ; la qualité de la transmission des données et du signal de commande est vérifié pour chaque délai autorisé (l'horloge, le signal de commande TTC et le retour des données pouvant être retardés séparément par pas de 1 ns jusqu'à un maximum de 25 ns) ; et enfin on parcourt toutes les valeurs du DAC⁴⁹ contrôlant le seuil bas en pratiquant simultanément une injection de charges, afin de détecter les canaux défectueux. Les résultats de ces tests ont été enregistrés dans une base de données MySQL [72] dédiée, permettant un suivi de ces cartes. En ce qui concerne les bouchons du TRT, les critères retenus pour valider une carte étaient les suivants : pas d'erreur au niveau des registres, pas d'anomalie dans la transmission des commandes et des données, et aucun canal défectueux sur l'ensemble des circuits intégrés (les critères étaient un peu plus souples pour le tonneau, chaque carte traitant un nombre bien plus grand de canaux). Toutes les cartes passant avec succès ce premier test étaient ensuite soumises à une température de 80 °C pendant une semaine, leur consommation électrique étant continûment contrôlée. Après cette étape, les tests précédents étaient répétés, et la carte envoyée au CERN s'ils étaient concluants. L'ensemble des tests étaient refaits une troisième fois au CERN à l'arrivée des cartes. J'ai supervisé une partie de ces tests, tout en y participant. En cas d'échec à un des tests, la carte était examinée et réparée sur place si possible, ou retournée aux Etats-Unis sinon.

Les cartes retenues pouvaient alors être installées sur le détecteur. Le banc de test était aussi proche que possible de la configuration finale d'ATLAS. Pour l'installation proprement dite, les cartes étaient testées quatre par quatre, la limitation provenant des patch-panels utilisés (le banc de test disposait d'un patch-panel basse tension et d'un patch-panel unique TTC et ROD, permettant de traiter quatre triplets). Les basses tensions appliquées étaient vérifiées *in situ* avec un voltmètre. Ceci est particulièrement important pour la partie analogique (alimentée en ± 3 volts), pour laquelle la tolérance est de $\pm 0,02$ volt, le niveau de bruit étant très sensible à la valeur de la tension appliquée. Dans cette configuration, les tensions nécessaires pour les patch-panels et l'électronique étaient fournies par plusieurs petites alimentations basse tension commerciales. Les tensions étaient ajustées directement avec des potentiomètres, il n'y avait pas de logiciel de contrôle.

Cette configuration a évolué dans le temps : après l'installation des harnais de câbles, les prototypes des patch-panels finaux ont été utilisés, pour le TTC comme pour les données, permettant de tester 20 cartes à la fois. De même, les prototypes de patch-panels pour les basses tensions ont été testés et finalement inclus dans le banc de test. Leur refroidissement était assuré par un ventilateur, ce qui était parfois insuffisant pour les PP-LV, dont certains régulateurs pouvaient atteindre une température excessive, entraînant l'interruption de l'alimentation. Au final, il était possible de tester deux secteurs complets (40 triplets), et de mettre sous tension un troisième secteur (par exemple pour étudier la variation du bruit sur un secteur quand les deux secteurs adjacents étaient alimentés, variation *de facto* non significative).

En ce qui concerne l'électronique externe au détecteur, une quantité suffisante de TRT-ROD et TRT-TTC était disponible, mais il s'agissait d'anciens prototypes (plusieurs versions du TRT-TTC se sont d'ailleurs succédées). L'alimentation en basse tension, dans la configuration finale,

49. Pour **D**igital **A**nalogic **C**onverter : (convertisseur analogique-numérique), composant électronique générant une valeur analogique (une tension électrique le plus souvent) proportionnelle à une valeur numérique donnée.

était assurée par trois PL500 (le fabricant est Wiener Plein & Baus GmbH) comportant chacun 8 canaux. Chaque PL500 permettait d'alimenter un secteur du bouchon. Le contrôle était fait au travers d'un CANbus et d'un serveur OPC [73], la partie logiciel de contrôle étant écrite en PVSS [74]. Ces alimentations fournissaient la puissance nécessaire pour l'électronique frontale et pour les patch-panels. Un programme mis au point pour ces tests permettait de contrôler les PP-LV via une autre branche CANbus et le protocole CANOpen OPC. Il s'appuyait sur une base de données MySQL et une interface écrite en LISP, et non pas le DCS prévu pour ATLAS. Les PP-LV comportent une carte ELMB qui permet la mesure des courants et des tensions appliqués, mais aussi la communication de commandes, notamment le choix des valeurs des DAC ou le contrôle des régulateurs. Pour les hautes tensions, un module CAEN 1527 a été utilisé pour fournir la tension (de -1350 à -1500 volts, selon les tests) pour les pailles. Le contrôle était assuré par un programme écrit en PVSS, relativement similaire à la version finale pour ATLAS.

Le programme de tests, nommé **XTRT**, a été écrit principalement par B. Le Geyt, N. Ghodbane et O. Rhøne [67]. Ce programme était installé dans les SBC (**S**ingle **B**oard **C**omputers) des différents chassis VME utilisés pour les tests (un seul chassis et une seule SBC au départ, puis deux à la fin quand deux bancs de test séparés ont été opérationnels). Ce programme utilisait une base de données MySQL, aussi bien pour récupérer la configuration du test (permettant de savoir quel type de cartes allait être testé, et comment se faisaient les connexions au TRT-TTC et au TRT-ROD), que pour l'enregistrement des résultats des tests. Il permettait de visualiser immédiatement le résultat des tests sous forme d'histogrammes. Un autre programme, écrit en PHP, permettait d'accéder à la même base de données afin d'effectuer des analyses ou des histogrammes (via Root) *a posteriori*, via une interface web. J'ai travaillé sur ce code en PHP/Root pour la partie concernant les bouchons.

XTRT permettait les tests principaux suivants, utilisés pour valider l'électronique :

- Un balayage fin de la ligne de commande : celle-ci, de même que la ligne d'horloge, peut être retardée jusqu'à 25 ns, par pas de 1 ns. La bonne transmission des données est vérifiée pour chaque point possible en variant indépendamment le délai sur la commande et celui sur l'horloge. Sur la figure 27-(a), on peut voir le résultat d'un tel balayage. Les zones bleutées correspondent aux zones où l'électronique n'interprète pas bien le signal de commande, soit parce que les fronts d'arrivée de la commande et de l'horloge sur l'électronique frontale sont simultanés (bande diagonale), soit parce que les fronts d'arrivée des données et de l'horloge sur le TRT-TTC sont simultanés (bande verticale).
- Un balayage fin des valeurs du DAC pour les lignes de données : celles-ci, de même que la ligne d'horloge, peuvent être retardées jusqu'à 25 ns, par pas de 1 ns. La bonne transmission des données est vérifiée pour chaque point possible en variant indépendamment le délai sur les lignes de retour des données et celui sur l'horloge, et ceci pour chacune des 12 lignes (une par DTMROC).
- Un balayage du DAC 8 bits contrôlant le seuil bas. On enregistre 250 événement pour chaque valeur du DAC, changée par pas d'une unité pour parcourir la gamme complète. Plusieurs histogrammes permettent d'évaluer le résultat de ce balayage. Pour quantifier le bruit électronique, on s'intéresse au taux d'occupation ainsi qu'au taux de transition 0→1 dans les mots codants pour le franchissement du seuil bas en sortie des DTMROC

(je rappelle que l'on a 3×8 bits en sortie pour le seuil bas). Quand la valeur du DAC est petite, le seuil est toujours franchi, il n'y a pas de transitions dans les données enregistrées et le taux d'occupation est maximum. Quand cette valeur augmente, le seuil est de moins en moins souvent franchi, et on a de plus en plus de transitions avec un taux d'occupation diminuant, pour finalement arriver à un état où le seuil est trop haut pour être franchi par le bruit électronique, les 24 bits étant toujours à 0, le taux d'occupation étant alors nul. On obtient alors typiquement la courbe en S de la figure 27-(b) pour le taux d'occupation, et la figure 27-(c) pour la distribution du taux de transition. L'intégrale de ce taux sera aussi utilisée pour détecter les canaux défectueux.

- Un deuxième balayage du DAC du seuil bas, mais cette fois en pratiquant une injection de charges (2 fC). Une nouvelle fois, la gamme complète du DAC 8 bits est parcourue par pas de un, avec 250 événements enregistrés à chaque fois.
- Un balayage du DAC du seuil haut, en pratiquant une injection de charges de 30 fC. Comme précédemment, ce seuil est contrôlé par un DAC 8 bits.

Cette série de tests était pratiquée une première fois sur l'électronique avant montage sur le détecteur, afin de disposer des distributions de référence pour éventuellement détecter des canaux défectueux au niveau du détecteur (paille déconnectée ou piste endommagée sur la WEB). Après le montage sur le détecteur, outre les tests précédents, on pratiquait également :

- Une vérification des basses tensions et de la température à l'aide d'un balayage des DAC correspondant sur les DTMROC.
- Une vérification de la bonne connexion de la haute tension. Pour cela, on utilise les DTMROC en mode "accumulé" : les valeurs des DAC sont fixées à 120 pour le seuil bas (environ 300 eV) et 45 pour le seuil haut (environ 1,2 keV). Dans ce mode accumulé, le DTMROC conserve l'information sur le franchissement du seuil haut jusqu'à ce que le bit correspondant soit explicitement réinitialisé. Ce test a lieu quand les pailles sont remplies de gaz (un mélange argon (70%)-CO₂ (30%) pour des raisons de coûts), avec une tension réduite de 1350 V (le gain est alors d'environ 10^4). Sous ces conditions, des micro-décharges dues aux passages des muons cosmiques se produisent près des fils des pailles, ce qui permet de mesurer un courant d'obscurité (en termes de taux de franchissement du seuil haut), comme sur la figure 27-(d).

Les tests les plus utilisés en termes de validation de la connexion de l'électronique au détecteur sont la mesure du bruit électronique en fonction de la valeur du seuil bas, et le test en mode "accumulé". Dans le premier cas, on fait la différence entre le test hors détecteur et le test sur le détecteur. On utilise soit l'intégrale du taux de transition (l'intégrale de la courbe de la figure 27(c)), soit la valeur du DAC pour laquelle le taux de transition est de 300 kHz (correspondant à un taux d'occupation de $300 \times 10^3 \times 75 \times 10^{-9}$, soit 2,25%). La figure 28-(a) montre les valeurs de DAC pour lesquelles on obtient ce taux d'occupation, pour un secteur complet de 20 triplets, avant et après l'installation des câbles.

La figure 29 montre le résultat de plusieurs tests : la première figure en partant du haut présente l'intégrale du bruit hors détecteur (courbe noire), sur le détecteur (courbe rouge), sur le détecteur après installation des harnais de câbles (courbe verte), en fonction du numéro du canal (192 canaux connectés sur un triplet DTMROC). La deuxième figure montre la différence de niveau de bruit entre le test sur détecteur et celui hors détecteur. Cette distribution est

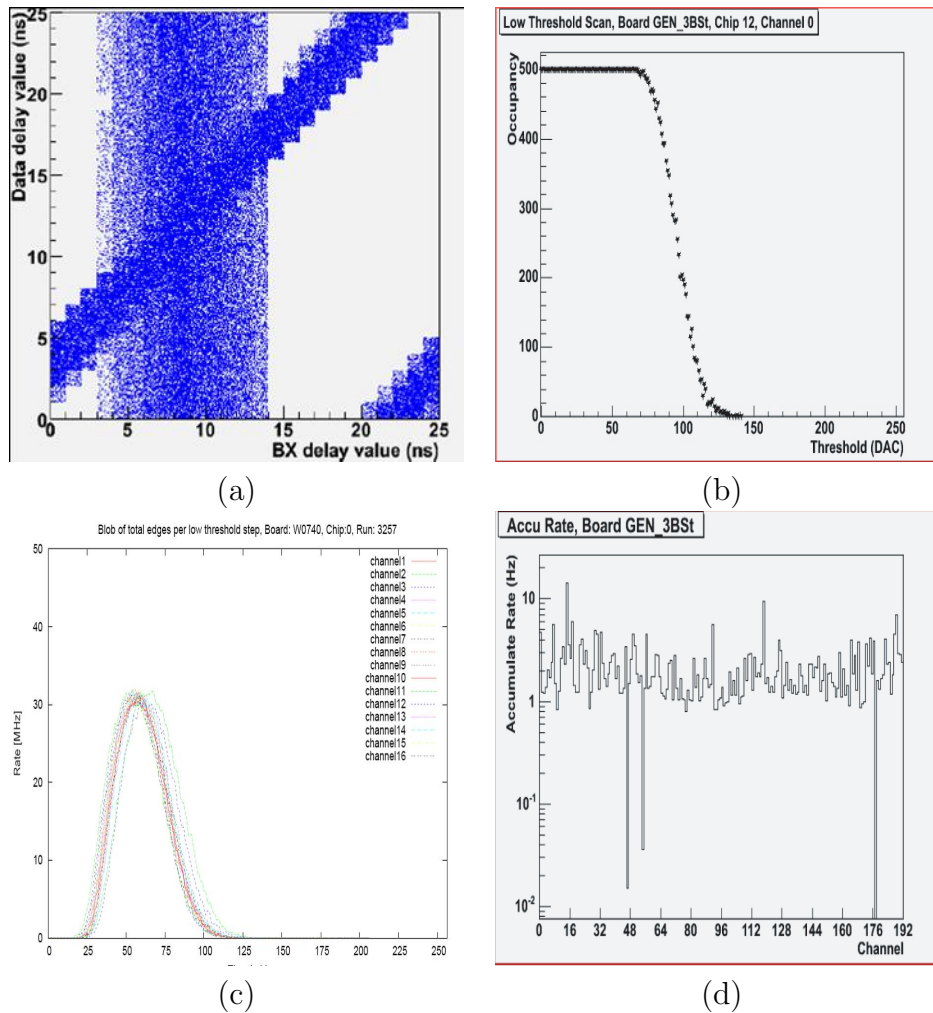
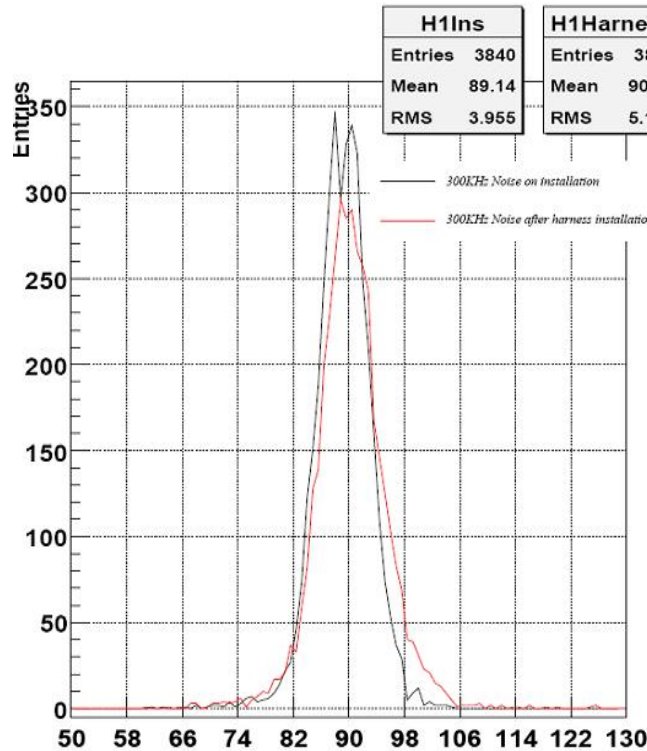
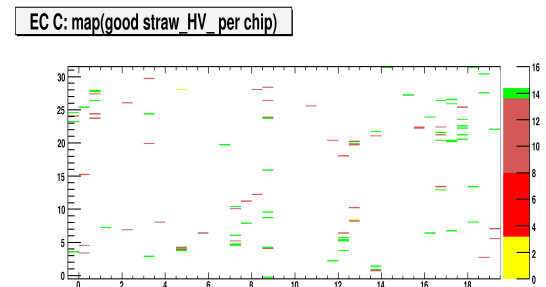
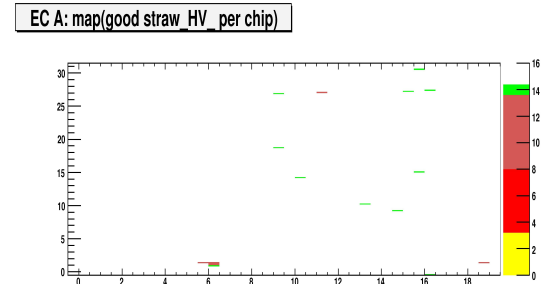


FIGURE 27 – Différents histogrammes utilisés pour valider le bon fonctionnement de l’électronique. (a) : Résultat d’un balayage des délais de la ligne de commande et de l’horloge pour un triplet. Un balayage des délais sur les lignes de données et de l’horloge donne un résultat similaire. (b) : Résultat du balayage des valeurs du DAC du seuil bas : taux d’occupation en fonction de la valeur du DAC contrôlant ce seuil, pour un canal. (c) : Une autre manière de visualiser le résultat du balayage des valeurs du DAC du seuil bas : taux de transition en fonction de la valeur du DAC contrôlant ce seuil (histogramme issu de l’interface web écrite en PHP/Root, et non pas de **XTRT**, pour les 16 canaux connectés à un même DTMROC). (d) : Résultat d’un balayage en mode “accumulé” sur les 192 canaux d’un triplet, avec une paille clairement déconnectée et deux autres canaux suspects.

projetée et ajustée avec une fonction gaussienne (distribution en bas à gauche). Tout canal différant de plus de 3 écarts standard de la moyenne est examiné en détail. La troisième figure présente la même différence, cette fois-ci avant et après l’installation des harnais de câbles. La quatrième figure montre la valeur du DAC pour laquelle le taux de bruit est de 300 kHz.



(a)



(b)

FIGURE 28 – (a) : Valeur du DAC pour laquelle le taux de transition est de 300 kHz, pour un secteur complet d'un bouchon du TRT (3840 entrées, pour 20 cartes de 192 canaux chacune). On compare ici le niveau de bruit avant et après l'installation des harnais de câbles. (b) : Résultat des tests en mode accumulé, montrant la connexion des pailles à la haute tension, en termes du nombre de pailles correctement connectées sur chaque circuit intégré DTMROC.

La cinquième figure, et la projection en bas à droite, montrent le résultat du test en mode accumulé, en noir pour le test sur le détecteur "nu", en vert après câblage, et en bleu en mode de faible multiplicité (on supprime les événements pour lesquels un nombre de pailles supérieur à une valeur fixée ont vu leur seuil haut franchi, la valeur choisie était typiquement de 14).

Si un canal semble défectueux, et n'est pas déjà connu dans la base de données d'acceptance des roues, plusieurs vérifications sont alors effectuées :

- Les connecteurs Fujitsu femelles (sur les DTMROC) sont vérifiés. Une impédance de 28 k Ω est attendue entre le contact correspondant au canal testé et la masse. Les cartes ayant déjà été intensivement vérifiées, ce test est presque toujours satisfaisant.
- Les connecteurs Fujitsu mâles (sur le détecteur) sont vérifiés. On peut mesurer la capacité de la voie concernée : les voies problématiques ayant en général une capacité plus faible d'au moins 5 pF de la moyenne des voies connectées sur la même WEB. On peut aussi injecter un faible courant continu entre la masse et le contact de sortie, et mesurer la tension de la diode. Toutes valeurs anormales pointent vers un problème lié aux pistes sur

la WEB.

L'ensemble des canaux suspects ou anormaux est enregistré dans la base de donnée MySQL, avec si possible une explication concernant l'anomalie constatée.

Les résultats des tests en surface.

Tous les canaux présentant un niveau de bruit anormalement bas ont été enregistrés dans la base de données, même si la connexion semblait fonctionnelle à l'issue du test en mode accumulé. Le nombre total de canaux suspects est donc probablement une limite supérieure pour le nombre de canaux réellement defectueux. On compte ainsi, après l'installation en surface, 522 (954) canaux defectueux sur le bouchon A (C) du TRT, correspondant à 0.6% des 245760 canaux [75].

Après la campagne de test en surface, une analyse générale des résultats a été effectuée. Plusieurs vérifications ont été effectuées :

- les variations des valeurs du DAC pour lesquelles un taux d'occupation de 2,25% est obtenu ont été analysées. On a d'abord contrôlé que ces valeurs étaient les mêmes pour les deux bouchons (figure 30-(a)). La valeur moyenne est strictement identique (112 coups de DAC), la dispersion des valeurs étant légèrement plus importante pour le bouchon "C" que pour le bouchon "A" (écart type de 5,77 contre 5,30). Ceci est vrai quelque-soit le circuit intégré DTMROC considéré sur le triplet (voir la figure 30-(b)).

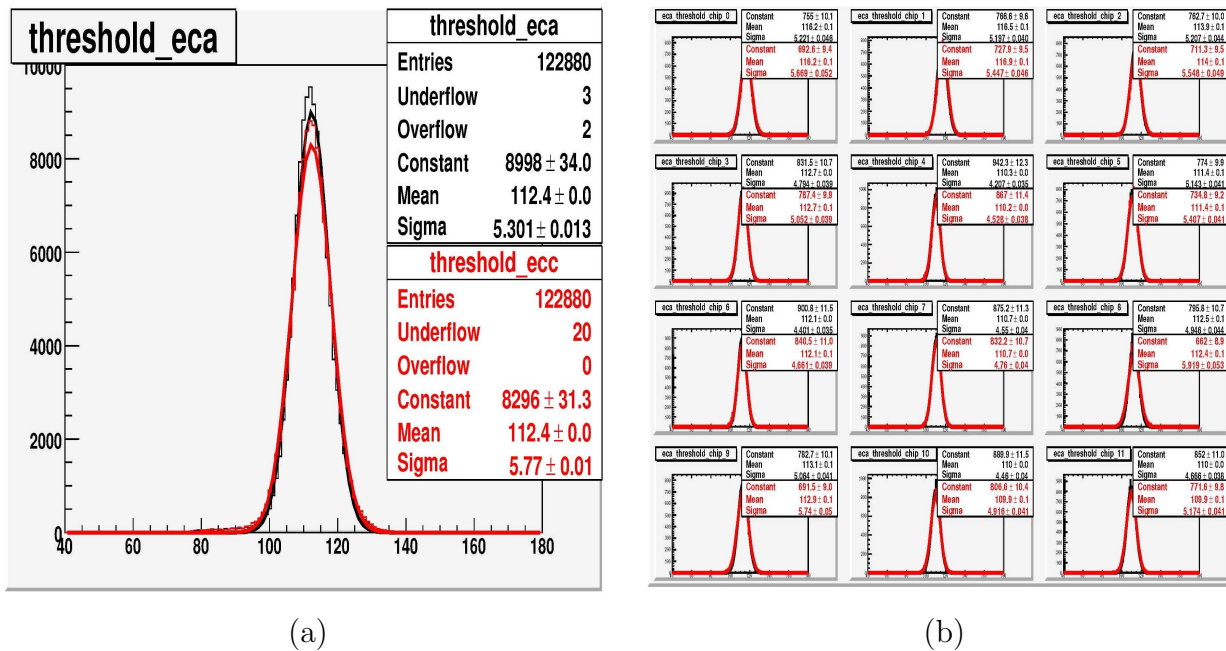


FIGURE 30 – (a) : Valeur du DAC pour laquelle le taux d'occupation est de 2,25%, pour le bouchon "A" en noir, et pour le bouchon "C" en rouge. (b) : Même distribution, pour les 12 circuits intégrés DTMROC de chaque triplet séparément.

- On a alors vérifié si cette différence était due à un endroit particulier sur le détecteur. Les figures 31 montrent la valeur du DAC retenue, et la dispersion, pour les deux bouchons. Les résultats sont d'abord donnés en fonction de la position des triplets (20 roues en ordonnée et 32 triplets en abscisse, en (a)), puis pour chaque carte ASDBLR (3 par triplet en (b)), et enfin pour chaque DTMROC (4 par ASDBLR). Le niveau de bruit est globalement plus bas sur les roues B que sur les roues A, notamment la deuxième roue

B. La dispersion des valeurs de DAC est également moins grande d'un canal à l'autre. Ceci peut s'expliquer par une densité moins importante des pailles et de l'électronique analogique sur les roues B. Les emplacements les plus bruyants apparaissent sur la figure (c), et ne semblent pas être regroupés dans une région particulière du détecteur. Les figures

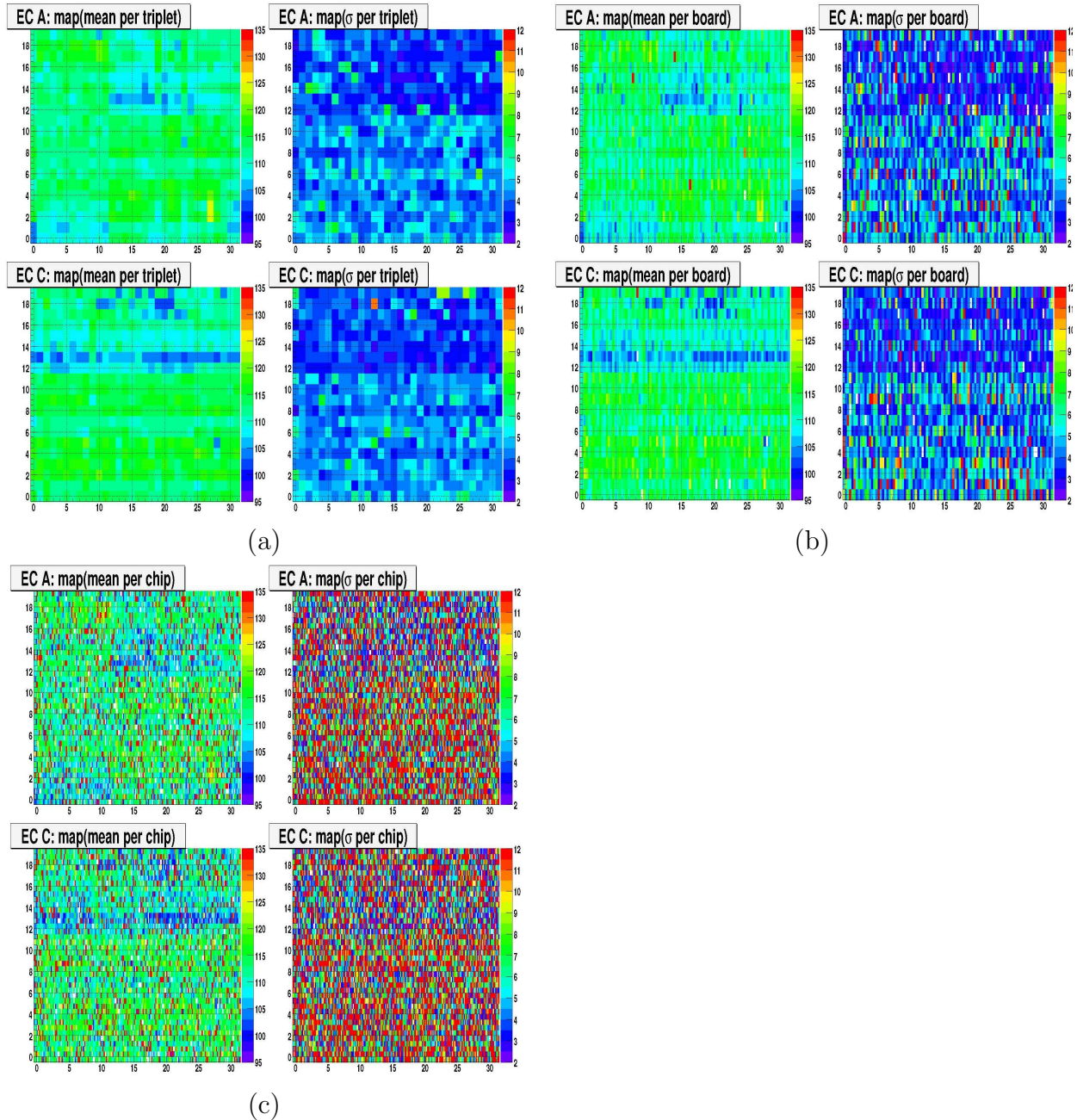


FIGURE 31 – Niveau de bruit, en termes de valeurs du DAC nécessaires pour obtenir un taux d'occupation de 2,25%. D'abord en fonction de la position des triplets (20 roues en ordonnée et 32 triplets en abscisse en (a)), puis pour chaque carte ASDBLR (3 par triplet en (b)), et enfin pour chaque DTMROC (4 par ASDBLR en (c)).

32-(a), (b) et (c) montrent les projections des distributions précédentes. En (a), on donne la valeur obtenue en fonction de la position du triplet, définissant les 32 secteurs en ϕ , en (b) la valeur en fonction de la position de l'ASDBLR et, en (c), en fonction de la position du DTMROC selon ϕ . La figure 33-(a) montre la valeur obtenue en fonction du circuit

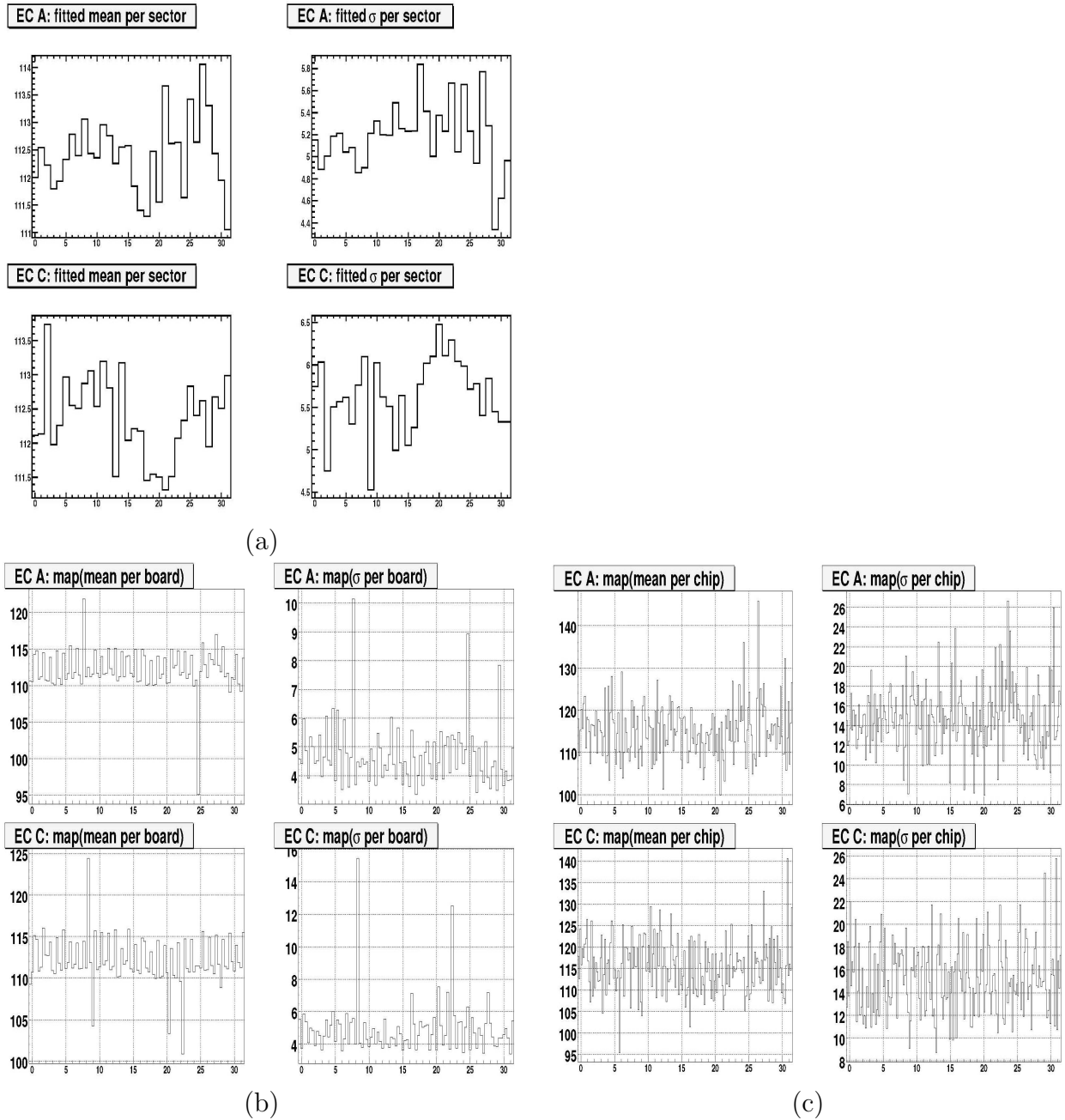


FIGURE 32 – Résultat, en termes de valeurs du DAC nécessaires pour obtenir un taux d'occupation de 2,25%, par triplet (définissant donc 32 secteurs en ϕ) en (a), puis par carte ASDBLR en (b), puis par groupe de deux DTMROC en (c), regroupés selon ϕ .

intégré DTMROC sur le triplet (12 DTMROC). On retrouve ce que l'on a déjà vu sur la figure 30-(b), à savoir que le niveau de bruit est plus élevé près des premiers DTMROC. C'est à cet endroit que la connexion avec les harnais de câbles est effectuée. En (b) et (c), on a le résultat en fonction du numéro de la roue, puis par plan de 4 pailles (on rappelle qu'une roue est faite de l'assemblage de deux plans).

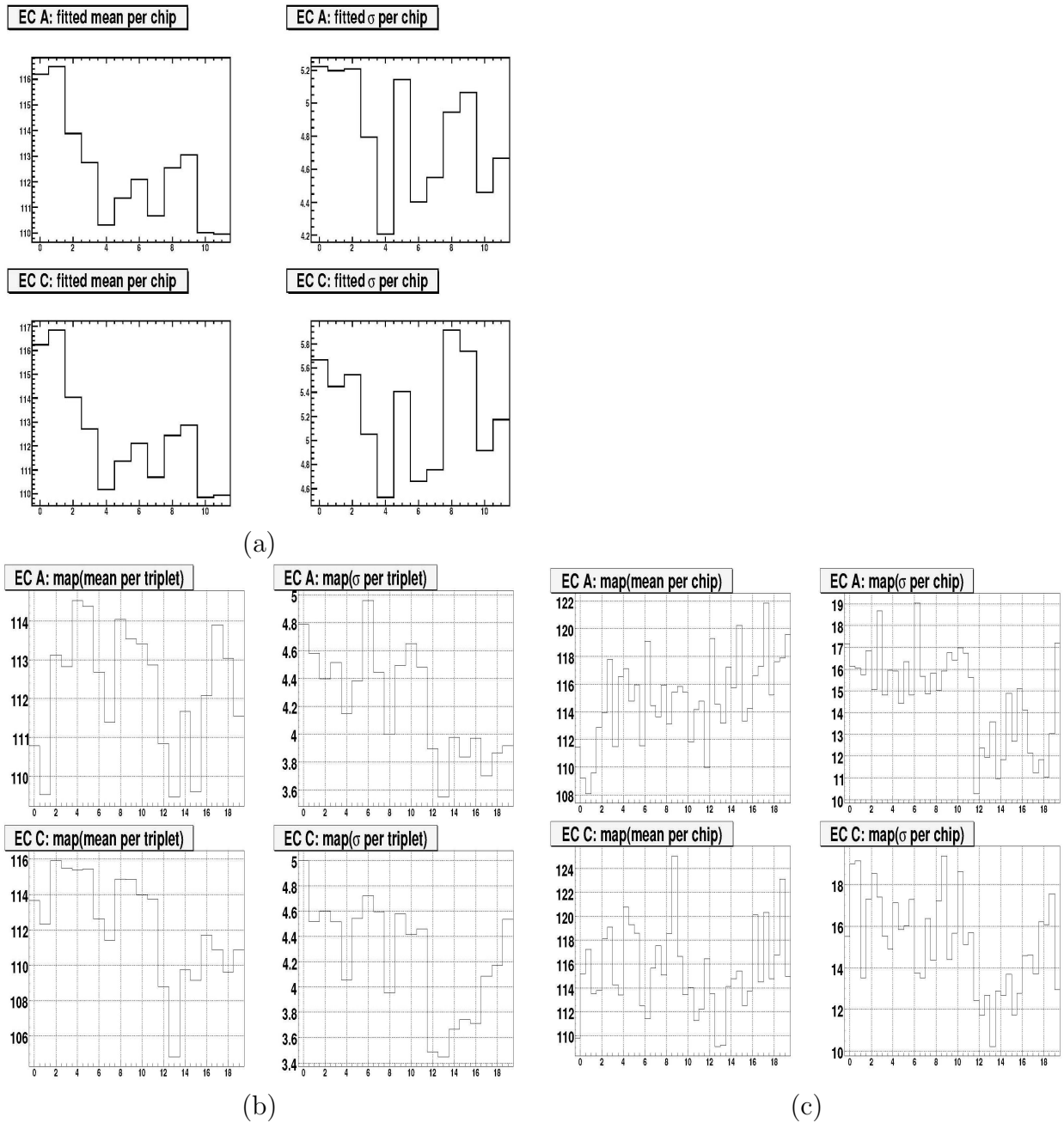


FIGURE 33 – Résultat, en termes de valeurs du DAC nécessaires pour obtenir un taux d'occupation de 2,25%, pour chaque circuit intégré DTMROC en (a), pour chaque roue en (b), et pour chaque plan de 4 pailles en (c).

- Sur les secteurs disponibles pendant le test combiné, on a mesuré la tension réelle en fonction de la valeur donnée par le DTMROC (VTDAC), et ce pour une plage de tension raisonnable (l'électronique doit être fonctionnelle, et il ne faut évidemment pas la détériorer) autour des valeurs nominales. On a un exemple de telles mesures pour les roues B1 et B2 sur la figure 34-(a). Il est ensuite possible d'extraire la calibration du VTDAC pour la tension +2,5 V (figure 34-(b)), pour le +3 V (figure 34-(c)) et le -3 V (figure 34-(d)). Ces calibrations seront utilisées après l'installation dans le puits pour connaître les tensions réellement appliquées sur l'électronique au sein du détecteur.
- On a aussi vérifié que les problèmes sur la distribution des hautes tensions n'étaient pas localisés en un endroit particulier du détecteur. La figure 28-(b) montre les emplacements des DTMROC pour lesquels au moins une paille ne passe pas le test en mode accumulé, et est donc suspectée d'être déconnectée. Aucun regroupement anormal n'est visible.

Le test combiné avec le SCT.

Le SCT a été inséré dans le TRT en surface (voir la figure 35), les deux détecteurs ayant ensuite été descendus ensemble dans le puits pour l'installation à l'intérieur du cryostat du calorimètre électromagnétique. Avant cette installation, un test combiné impliquant le TRT et le SCT a eu lieu en surface pour un des bouchons (le bouchon "C", installé du côté des z négatif dans ATLAS). J'ai coordonné pour le TRT ce test combiné, notamment en organisant les astreintes, en préparant l'infrastructure et en rédigeant le manuel d'instructions pour les opérateurs.

Pour ce test combiné, un quart du SCT et deux secteurs du TRT (40 triplets, soit 1/16^{ème} du bouchon) pouvaient être incorporés dans l'acquisition des données. Pour le TRT, la limitation provenait du nombre de patch-panels PP-TTC, PP-ROD et PP-LV disponibles. Les deux secteurs utilisés dans le TRT étaient adjacents et situés dans le même quadrant que la partie utilisée du SCT (voir la figure 36-(b)). Le gaz actif, comme pour les tests de l'électronique, était composé d'un mélange Ar(70%)-CO₂(30%).

Le but de ce test était de vérifier les performances en fonctionnement combiné du point de vue du niveau de bruit et de la reconstruction des traces chargées, de vérifier l'absence de diaphonie, et aussi d'utiliser les logiciels les plus proches possibles de la configuration finale d'ATLAS : TDAQ (Trigger and Data Acquisition, voir [76]) pour l'acquisition, DCS (contrôle du détecteur), TRTViewer⁵⁰ et ATLANTIS [77] pour la visualisation des données et le "monitoring online" pour le contrôle de la prise de données en temps réel (figure 37).

Deux systèmes de déclenchement ont été utilisés : d'une part des scintillateurs, et de l'autre le système de "ou logique" des DTMROC du TRT. Le premier système utilisait deux scintillateurs (de dimensions 144 cm × 40 cm × 2,5 cm) au dessus du bouchon, couplés à un troisième scintillateur (de dimensions 50 cm × 60 cm) placé verticalement devant le bouchon. Les scintillateurs étaient lus par des photomultiplicateurs Hamamatsu R2150. Cette configuration permettait d'avoir des traces suffisamment longues dans le bouchon tout en conservant un taux de déclenchement raisonnable. Les figures 36-(c) et (d) montrent la position de ces

⁵⁰. TRTviewer était à l'origine un outil de visualisation des événements du TRT, indépendant du logiciel général d'ATLAS. Il a été conservé comme logiciel de contrôle pour le TRT.

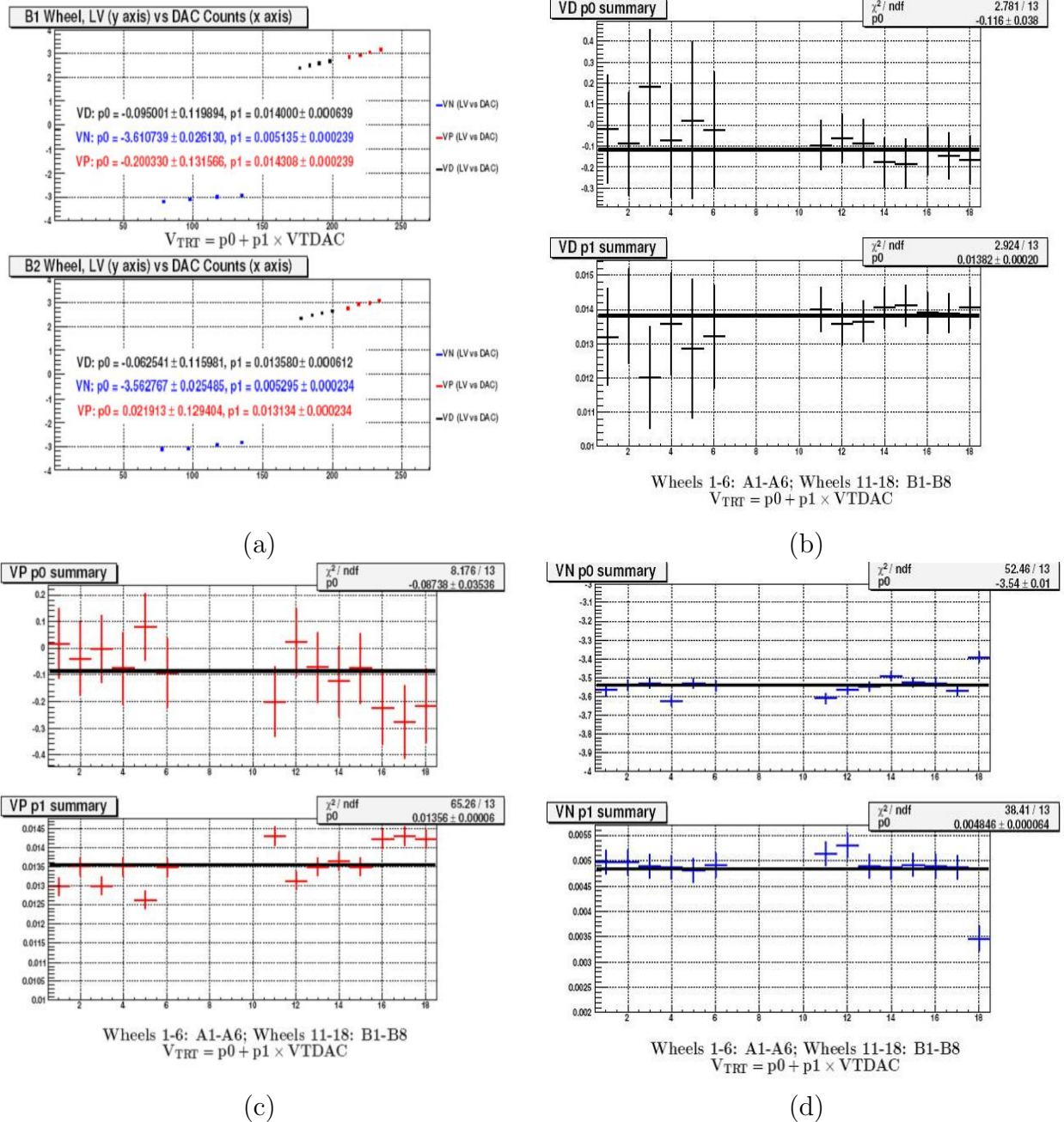


FIGURE 34 – Tension mesurée sur le détecteur en fonction de la valeur obtenue via le DAC du DTMROC (pour les roues B1 et B2) en (a). Cette mesure a été effectuée pour chaque triplet des secteurs impliqués dans le test combiné. On obtient ensuite la calibration du VTDAC des DTMROC à partir des figures (b), (c) et (d), pour le +2,5 V, +3 V et -3 V respectivement.

scintillateurs par rapport au TRT.

Le taux de déclenchement par coïncidence des scintillateurs était de 0,7 Hz, en bon accord avec la prédiction de 0,67 Hz. Un taux de 0,17 trace reconstruite par seconde a été obtenu.

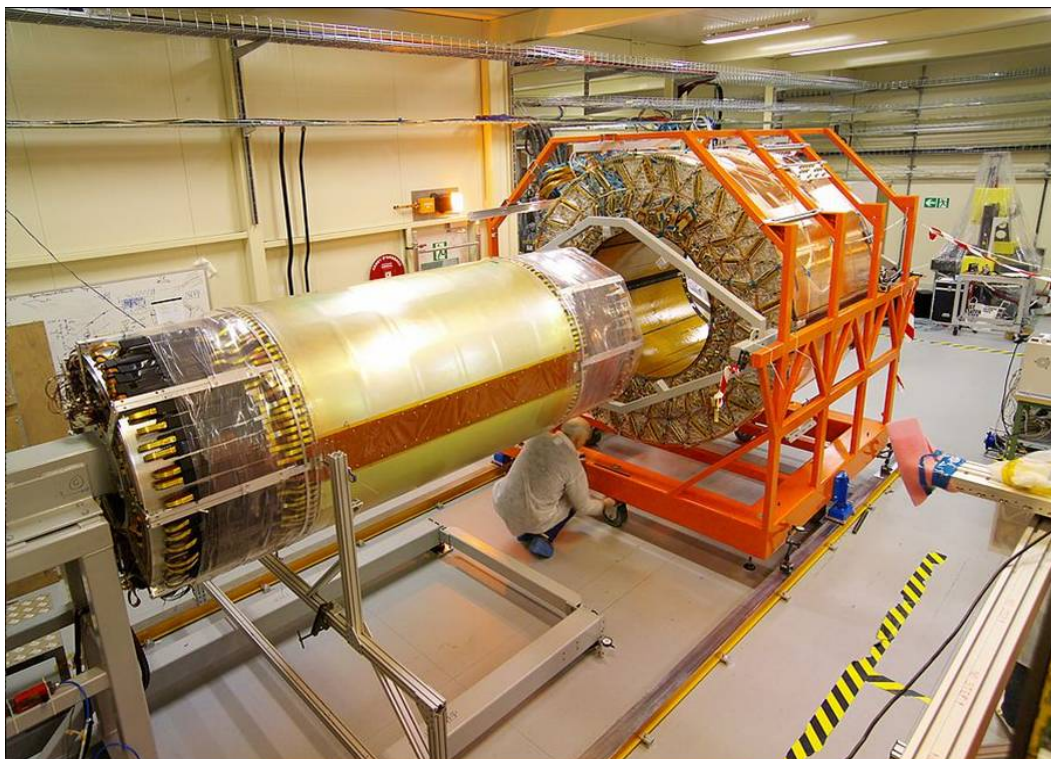


FIGURE 35 – Photographie prise lors de l’insertion du tonneau du SCT dans le tonneau du TRT. La procédure était la même pour les bouchons.

Après 4 jours de prise de données, 160000 évènements étaient enregistrés, avec environ 35000 traces combinées TRT+SCT.

Le deuxième système de déclenchement, basé sur le “ou” logique des DTMROC [78] permettait d’avoir un taux de déclenchement de 25 Hz, résultant en un taux de 1,38 traces reconstruites par seconde. La configuration pour le “ou” utilisait le seuil haut, avec une valeur très basse du DAC (45 coups, soit environ 1 keV). On demandait qu’au moins 3 roues A ou 3 roues B soient touchées. Au niveau du TRT-TTC, la sortie était redirigée vers une unité de coïncidence, réalisant un ou logique entre les roues A et B, puis entre les deux secteurs utilisés par le TRT. La figure 36-(a) présente la logique du déclenchement avec le TRT. On remarquera que le TRT-LTP (**L**ocal **T**rigger **P**rocessor) était le maître du SCT-LTP, puisque le signal de déclenchement était envoyé par le TRT lui-même. Le signal de déclenchement issu du LTP était envoyé sur le TTCvi (TTC VMEbus Interface, [54]), qui est un module permettant de transmettre le signal de déclenchement (ou éventuellement de le générer pour des tests) sur une première sortie, et des signaux de commande sur une deuxième. Le module TTCex [79] effectue la conversion du signal électrique en signal optique, avant transmission au TRT-TTC.

Il n’y avait pas de simulation disponible pour le déclenchement utilisant le ou logique du TRT. Un total de 2,5 millions de traces a été enregistré en 2,5 jours, dont 100000 traces combinées TRT+SCT (voir par exemple la figure 41-(b), montrant une des premières traces observée dans le bouchon).

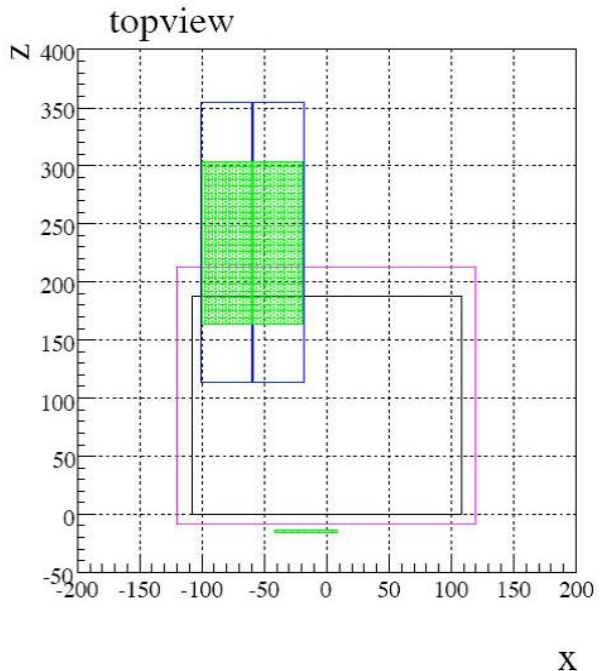
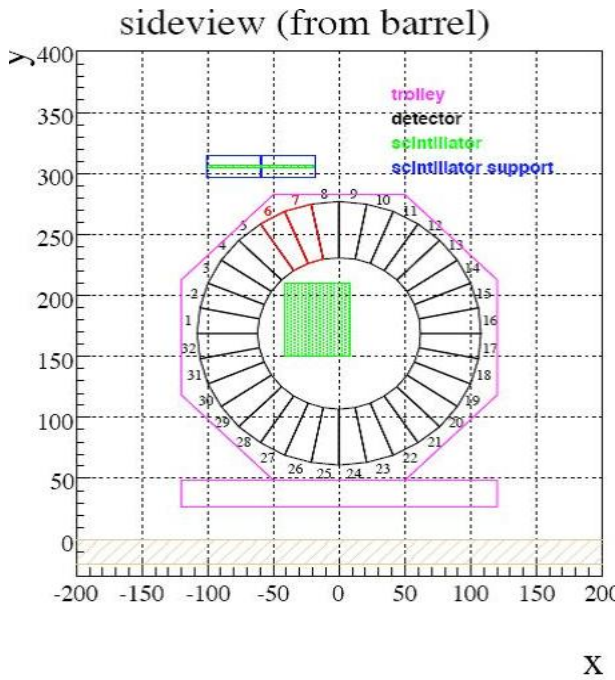
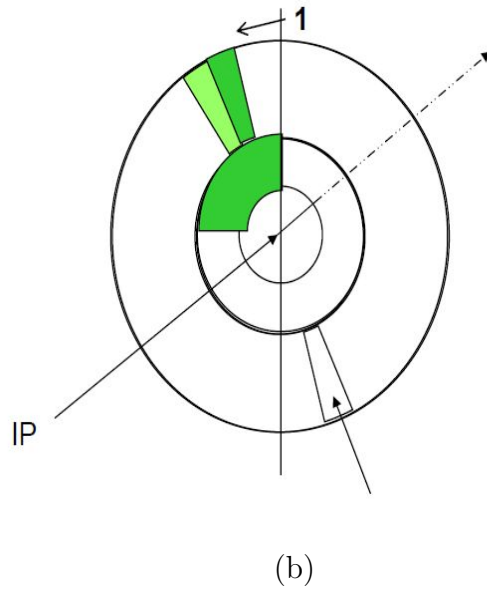
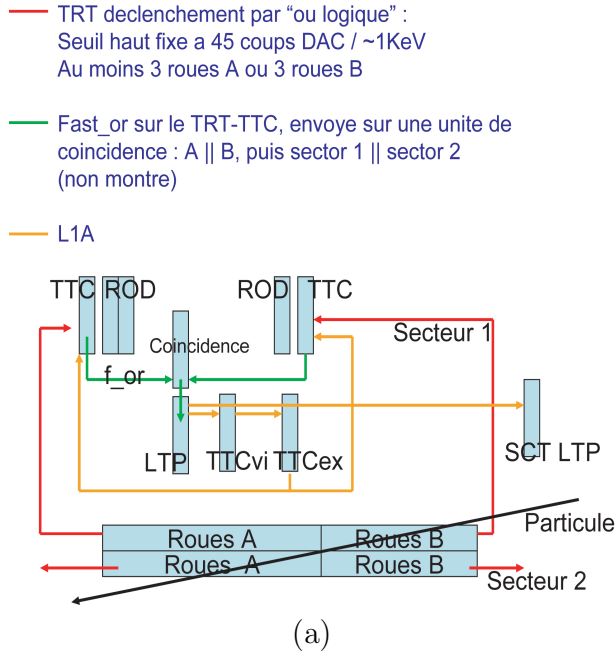


FIGURE 36 – (a) : schéma du déclenchement dans le cas de l'utilisation du "ou" logique des DTMROC. (b) : secteurs utilisés dans les tests du TRT. Les deux secteurs choisis étaient dans un premier temps opposés en ϕ , afin de reconstruire des traces traversant tout le bouchon. Cette configuration a été maintenue pour les tests impliquant le TRT seul. Pour les tests combinés impliquant le TRT et le SCT, on a choisi les deux secteurs adjacents indiqués sur la figure. (c) et (d) : position des scintillateurs utilisés dans le déclenchement, vue de face en (c) et du dessus en (d).

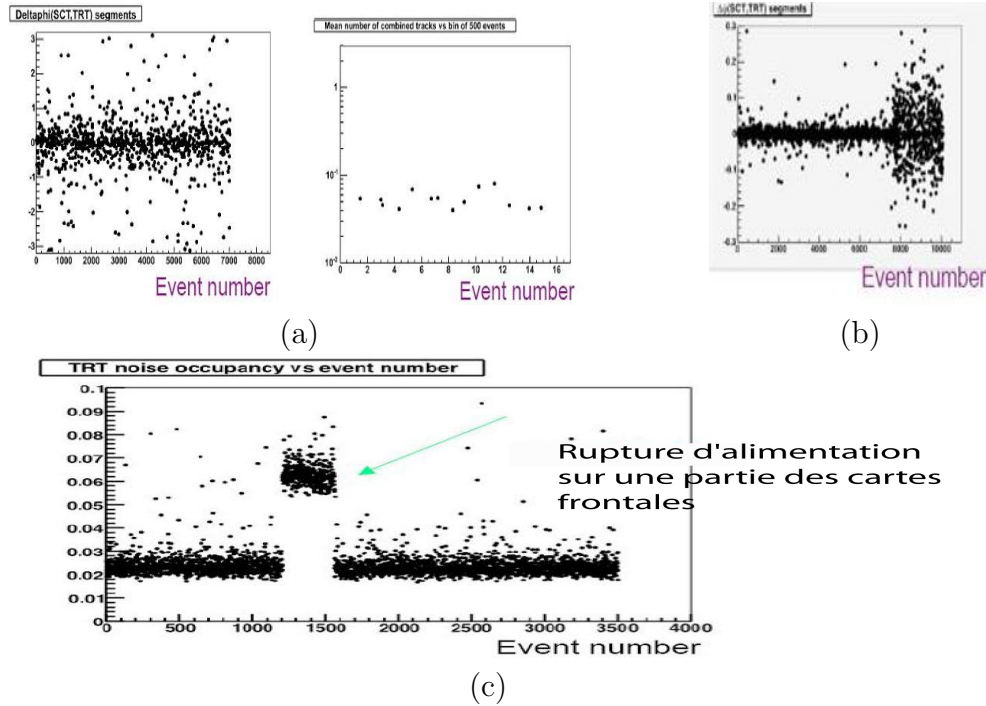


FIGURE 37 – Exemple d’histogrammes utilisés pour le “monitoring online” (a) : La figure de gauche montre la différence en ϕ entre les segments de traces reconstruits dans le SCT, et ceux reconstruits dans le TRT, en fonction du numéro d’évènement (*ie* du temps), pour les bouchons. La figure de gauche montre le nombre de traces combinées (SCT+TRT) reconstruites par intervalle de 500 évènements. (b) : Différence en ϕ entre les segments de traces reconstruits dans le SCT, et ceux reconstruits dans le TRT, lors d’un test impliquant les tonneaux du SCT et du TRT. On voit ici qu’aux alentours de l’évènement 7500, le SCT et le TRT ne sont plus synchronisés. (c) : Taux d’occupation du TRT en fonction du numéro d’évènement. Entre les évènements 1200 et 1600, le taux d’occupation s’est brusquement accru, pour atteindre 7%. Ceci correspond à une rupture d’alimentation sur une ou plusieurs des cartes frontales.

Pour ces tests, les outils suivants étaient disponibles :

- Le contrôle des hautes tensions et des alimentations basse tension PL500 était assuré par un logiciel écrit en PVSS par le groupe de Cracovie, très similaire à celui utilisé pour les tests de l'électronique. Les valeurs des courants mesurés pour un secteur étaient d'environ 25 A, 28 A et 24 A, respectivement pour le 2,5 V, +3 V et -3 V. On retrouve ici la consommation d'environ 60 mW par voies d'électronique.
- Le logiciel **XTRT** pour toutes vérifications sur l'électronique.
- Pour le contrôle des basses tensions au niveau des patch-panels, le code écrit en LISP couplé avec une base de données MySQL, et le protocole CANOpen [45] pour le CANbus.
- Le logiciel d'acquisition standard TDAQ pour l'acquisition des données. Les paramètres, tels que les délais, étaient accessibles et modifiables dans des fichiers XML, éditables par OKS⁵¹.
- Les logiciels TRTViewer et ATLANTIS pour visualiser les événements et contrôler le niveau de bruit.
- Pour l'analyse des données ayant trait à l'électronique, tel le niveau de bruit, on a aussi utilisé le logiciel R [81].
- Enfin, une première version du logiciel permettant le contrôle des températures sur le détecteur, via le PP-TTC, était disponible.

On a déjà dit que l'un des buts de ce test combiné était de voir l'influence, en termes de bruit, d'un détecteur sur l'autre. Dans un premier temps, on fixe les valeurs du DAC contrôlant le seuil bas pour avoir un taux de transition de 300 kHz, le SCT étant éteint. Chaque ASDBLR, soit 8 canaux, est contrôlé par un DAC unique. Le balayage des valeurs possibles de ce DAC nous a donné la valeur correspondant à 300 kHz pour chaque canal. On prendra alors comme valeur commune pour les 8 pailles la moyenne des valeurs obtenues, en supprimant les deux extrêmes. On contrôle alors le niveau de bruit, qui doit maintenant être centré aux alentours de 2,25% (voir la figure 38, et remarquer que $\log_{10}(\text{taux}(\text{kHz})/300) \sim 0,48$ correspond déjà à un taux de 900 kHz, soit une occupation de 6,75%, le taux d'occupation variant de façon exponentielle avec la valeur du seuil). On peut comparer la distribution des valeurs de DAC choisies pour chaque ASDBLR de la figure 39, à la valeur du DAC mesurée lors du balayage individuel de chaque canal pendant les tests de la figure 30-(a). Ces figures sont très semblables, ce qui valide le fonctionnement de l'algorithme. L'algorithme a ensuite été étendu à l'ensemble du TRT pour égaliser le taux d'occupation [82].

Le niveau de bruit a été mesuré dans différentes configurations :

- Le SCT étant éteint, pour un seul secteur du TRT. Puis le niveau de bruit du même secteur a été mesuré quand les secteurs adjacents sont alimentés (aucun effet mesurable), et quand un des secteurs adjacents reçoit les signaux d'horloge et de déclenchement, et envoie des données (aucun effet mesurable).
- Le SCT étant en fonctionnement synchrone avec le TRT.
- Le TRT étant déclenché pendant le cycle de lecture du SCT.
- Le TRT étant déclenché pendant son propre cycle de lecture.

51. Sans être exactement une base de données, OKS permet la création d'objets, et la sauvegarde permanente de leurs propriétés et de leurs relations, via des fichiers XML. Ce logiciel peut typiquement être utilisé pour configurer l'acquisition des données [80].

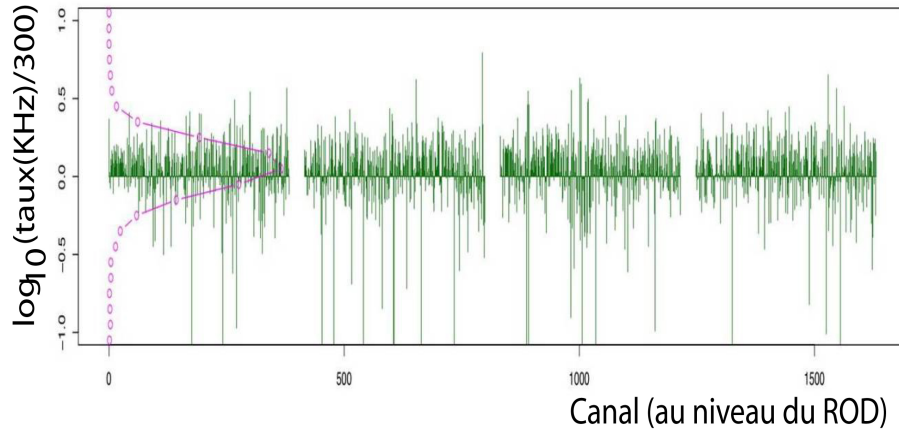


FIGURE 38 – Niveau de bruit dans le TRT après égalisation du taux d’occupation entre les ASDBLR, fixé à 2,25%. Sur cette figure, on voit le résultat pour un seul ROD (4 connecteurs, chacun traitant 2 triplets, soit $8 \text{ cartes} \times 12 \text{ DTMROC} \times 16 \text{ canaux} = 1536$ canaux par histogramme). Des histogrammes similaires étaient obtenus pour les cinq autres ROD (2,5 ROD était nécessaire par secteur, et les deux secteurs étaient lus par des ROD indépendants).

Dans les trois derniers cas, aucun effet notable n’a également été mesuré.

La figure 40 montre la variation de niveau de bruit pendant le cycle de lecture du SCT (première partie), comparée à la variation du bruit observé pour le TRT seul (deuxième partie), ou pour le TRT lorsqu’il est déclenché pendant son cycle de lecture (troisième partie). Chaque acquisition concerne environ 10000 événements⁵². À noter que l’interface écrite à l’aide du logiciel R permettait aussi de mettre en évidence d’éventuels problèmes liés aux basses tensions, puisque le taux d’occupation est de 100% en cas de rupture de l’alimentation électrique (ce qui arrivait car le refroidissement des PP-LV à l’aide d’un ventilateur était insuffisant, et la logique contrôlant le courant était peu fiable sur les prototypes utilisés). Un problème de ce type est clairement mis en évidence sur la figure 41-(a), à la fois sur l’histogramme issu de l’interface en R, montrant le taux de transition dans le TRT (plus exactement le logarithme de ce taux, divisé par le taux de 300 kHz), et sur l’histogramme issu de TRTviewer, montrant le taux d’occupation dans les deux secteurs du TRT. Ici, plusieurs régulateurs ont cessé de fonctionner au cours de l’acquisition. Les résultats de ce test combiné sont publiés dans [83].

⁵². Soit une erreur de $\sim 0,08\%$ sur le taux d’occupation, équivalente à ± 10 kHz à 300 kHz. On s’attend donc à des variations de l’ordre de 3,5% d’une acquisition à l’autre.

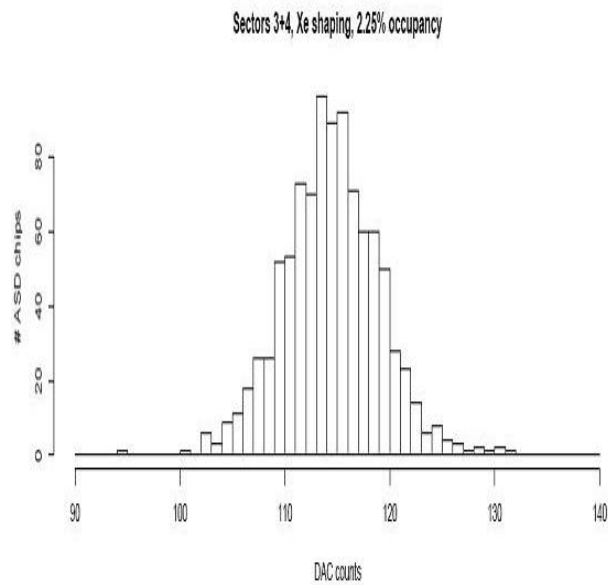


FIGURE 39 – Valeurs du DAC pour un taux d’occupation du TRT de 2,25%, pendant le test combiné. On peut comparer cette distribution (valeur du DAC moyenne permettant un taux d’occupation de 2,25% pour 8 pailles) à celle de la figure 30-(a), obtenue à la suite du balayage des valeurs du DAC pour chaque canal. Les deux distributions sont très similaires, montrant que l’algorithme d’égalisation du taux d’occupation fonctionne.

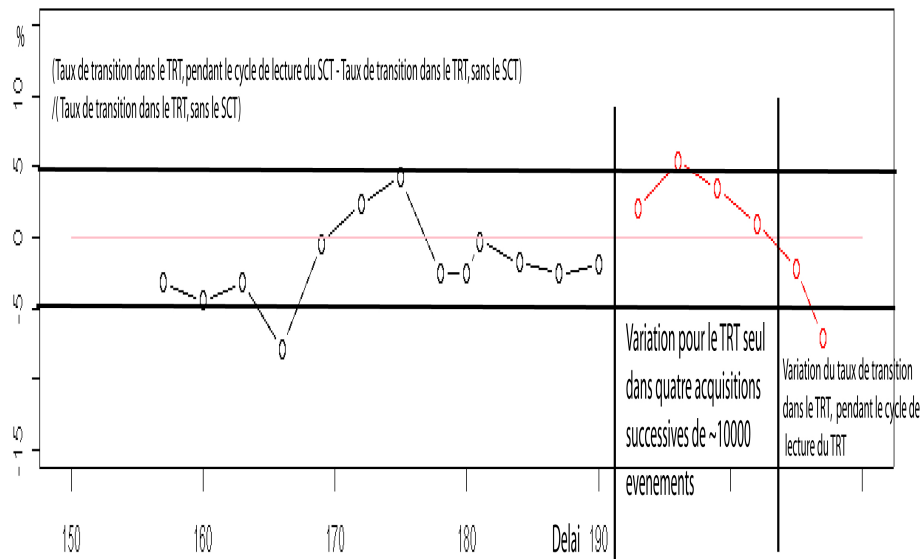
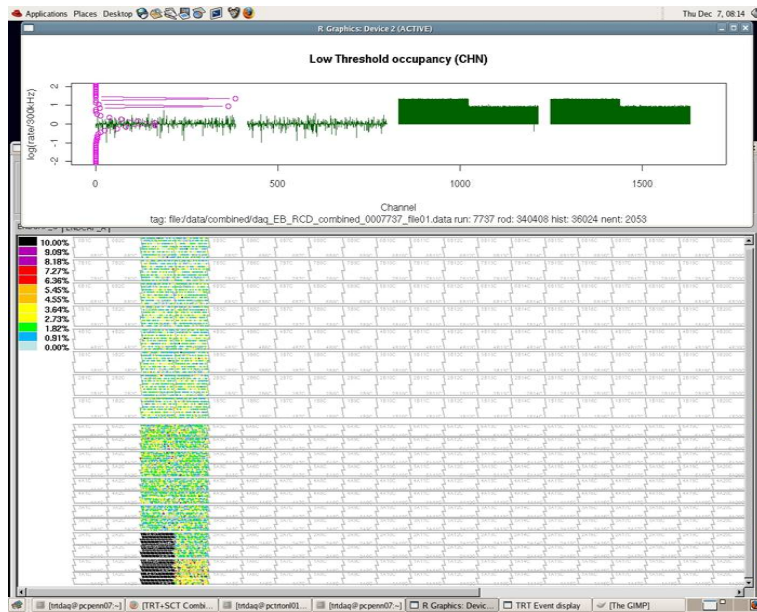
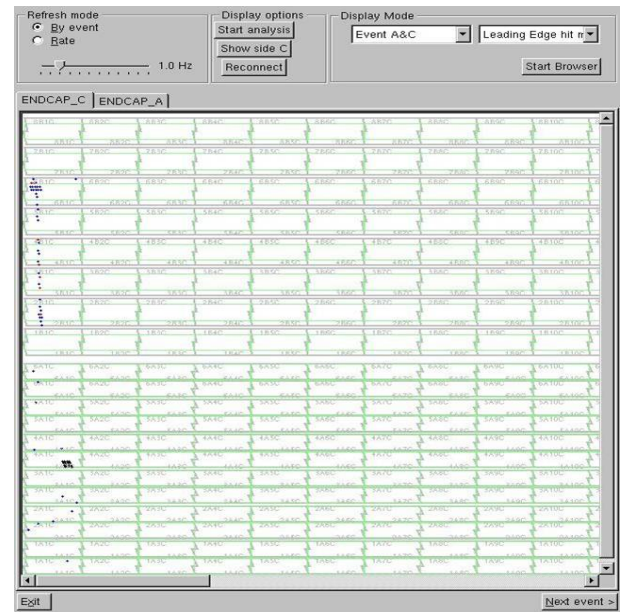


FIGURE 40 – Figure montrant les différences de taux de transition, divisées par le taux de transition TRT_{base} , pour différentes configurations. TRT_{base} est le taux observé pour le TRT seul. Dans la première partie, la différence est donnée entre le taux observé pendant le cycle de lecture du SCT et le taux TRT_{base} , en fonction du délai (on a couvert une zone en temps raisonnable autour du début attendu du cycle de lecture du SCT). Dans la seconde partie, on fait la différence entre 4 taux d'acquisitions avec le TRT seul et le taux TRT_{base} . Dans la troisième partie, la différence est donnée entre deux taux d'acquisition où le signal de déclenchement est envoyé pendant le cycle de lecture du TRT, et le taux TRT_{base} .



(a)



(b)

FIGURE 41 – Exemples d’outils de contrôle utilisés par le TRT dans le test combiné. (a) : En haut, histogramme issu de l’interface écrite à l’aide du logiciel R, montrant le taux d’occupation rapporté au taux de 300 kHz ; en bas, histogramme issu de TRTViewer montrant le même taux d’occupation. Ici, un problème est apparu sur plusieurs régulateurs sur les PP-LV en cours de test. (b) : Vue obtenue avec TRTviewer d’une des premières traces de rayon cosmique enregistrée dans le TRT.

L'installation dans la caverne expérimentale.

Pour l'installation et le câblage dans la caverne, j'ai dirigé une équipe de 8 personnes au maximum. Pour les tests du premier bouchon, une carte TRT-TTC finale et un prototype de carte TRT-ROD étaient disponibles dans les chassis VME pour l'acquisition. Il était donc nécessaire de déplacer ces cartes (et donc de créer la configuration correspondante dans la base de données) dans les chassis pour pouvoir connecter les fibres optiques et les câbles TTC. Il faut noter aussi que le routage des fibres et des câbles n'était malheureusement pas fini au niveau des chassis. Par contre, l'installation des patch-panels sur les plateformes dans les chambres à muons était terminée. Pour le second bouchon, la situation était plus confortable, puisqu'une carte TRT-TTC et un prototype de TRT-ROD étaient disponibles dans chacun des trois chassis VME dédiés à ce bouchon. De plus, les câbles et les fibres étaient déjà triés au niveau des chassis, permettant un gain de temps considérable (voir la figure 42). Quelques patch-panels manquaient, ce qui a conduit à déplacer certains d'entre eux pour tester tous les secteurs. Pour

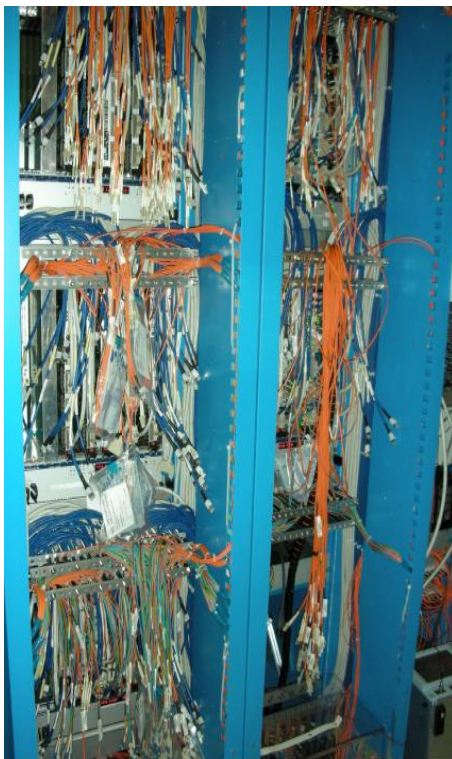


FIGURE 42 – Vue des chassis VME utilisés pour l'acquisition des données, avec les fibres optiques et les câbles TTC.

le premier bouchon, la connexion au niveau du détecteur (sur des patch-panels nommés PPF1) a pris environ 3 jours, suivie de trois semaines de tests. Ces tests servaient à vérifier la bonne connexion des câbles à PPF1, mais aussi le bon fonctionnement des patch-panels TTC, ROD et basse tension, ainsi que les câblages associés. Les tests étaient limités aux balayages en temps du TTC et des ROD, et au balayage des valeurs du DAC du seuil bas si possible (le temps

disponible, et l'absence fréquente de refroidissement, n'autorisant pas plus de tests).

Pour le deuxième bouchon, les délais ont été les mêmes, avec une interruption de deux semaines due à un test général (prise de données en mode combinées, période dite "M4" dans la nomenclature d'ATLAS), ainsi qu'à une mise à jour du DCS. Aucun balayage des valeurs du DAC du seuil bas n'a pu être effectué car il n'y avait aucun refroidissement disponible. Les problèmes rencontrés sont rapportés en [84].

Le principal problème pendant l'installation dans la caverne expérimentale a été l'apparition de courts-circuits sur les basses tensions, principalement sur la partie analogique. Une inspection à l'aide d'un endoscope a permis d'en découvrir la cause, et de la corriger, dans deux cas (voir les figures 43 : dans un cas, un tube de refroidissement métallique était venu en contact avec le connecteur basse tension ; dans l'autre, le blindage d'un câble était venu en contact avec le connecteur basse tension, après que la protection en Kapton® a été endommagée). Il n'a malheureusement pas été possible d'intervenir sur les autres courts-circuits. Après quelques mois de fonctionnement, 5 nouveaux triplets ont également cessé de fonctionner, suite à des courts-circuits sur les basses tensions, ou à cause de lignes TTC défectueuses. Au total, 98.3% des canaux des deux bouchons du TRT sont parfaitement opérationnels, les sources de canaux défectueux étant :

- pour 64.2%, les courts-circuits sur les basses ou les hautes tensions après l'installation dans la caverne expérimentale ;
- pour 21.8%, le détecteur lui-même (mauvaises pistes sur les WEB, déconnexion de la paille du système de haute tension, fusibles défectueux sur les hautes tensions) ;
- pour 7.2%, le détecteur toujours, à savoir les pailles déconnectées durant l'assemblage des roues, déjà connues avant les tests de l'électronique ;
- pour 6.8%, l'électronique frontale elle-même.

Quelques problèmes rencontrés

Plusieurs problèmes ont considérablement ralenti l'intégration et les tests de l'électronique sur le détecteur. Il serait utile, si des expériences de taille et de complexité similaire venaient à être envisagées dans le futur, de prévoir systématiquement les plages de temps et le personnel nécessaires pour faire face aux aléas.

Il y a d'abord les problèmes liés à un défaut de conception sur le détecteur, qui ont entraîné un démontage partiel ou total de l'électronique. Par exemple, le filetage des tiges métalliques utilisées pour assembler et maintenir les roues d'un bouchon avait été sous-dimensionné. Toute l'électronique couvrant les passages de ces tiges a dû être retirée. Le système de distribution des hautes tensions s'est aussi avéré être un point faible : les câbles utilisés pour transmettre la haute tension d'une WEB à l'autre pouvaient être endommagés lors de l'insertion des tiges mentionnées précédemment (voir les deux photographies de gauche de la figure 45). Autre point faible, certains des contacts haute tension femelles ont été endommagés lors de leur insertion (photographie en bas à droite de la figure 45). Le seul poids du câble suffisait alors à le faire tomber. Toute l'électronique déjà installée sur un des bouchons, et la moitié⁵³ de

⁵³. L'autre moitié du détecteur était déjà recouverte par les harnais de câbles, rendant le démontage impossible.

celle du deuxième bouchon ont dû être démontées pour permettre une inspection, remplacer les connecteurs défectueux, et coller l'ensemble des contacts par mesure de précaution. Par la même occasion, certains connecteurs LEMO (photographie en haut à droite de la figure 45) ont été changés, soit parce que l'isolation du câble avait été endommagée par la gaine en plastique rigide couvrant le début du câble, soit à cause de soudures défectueuses. Vingt neuf éléments, parmi les quelques 1400 ponts et 120 connecteurs LEMO vérifiés, ont été remplacés.

D'autres anomalies sont apparues au niveau du refroidissement ou du câblage. Les tubes de refroidissement sont métalliques dans le détecteur, mais en PEEK [85] à l'extérieur, afin de minimiser la quantité de matière. Une partie des tubes en PEEK a été endommagée lors de la connexion (utilisant normalement une ferrule métallique), et certaines brasures (environ 20%) fuyaient (voir la figure 44).

Ceci a conduit à un autre démontage d'une partie de l'électronique afin d'effectuer les réparations. Il a été décidé d'enduire systématiquement les connexions de colle. Après cela, la mesure de la température de l'électronique a été utilisée afin de vérifier la bonne circulation du liquide de refroidissement (j'ai personnellement effectué ces tests). Il est alors apparu que certains tubes étaient totalement obstrués par la colle, nécessitant une nouvelle intervention. Au niveau du câblage, environ 10% des lignes de haute tension se sont avérées défectueuses : isolation endommagée par la gaine en plastique, filtres endommagés ou courts-circuits dans les connecteurs LEMO. J'ai mis en place une campagne de tests des lignes de haute tension. Celles-ci étaient déconnectées du détecteur et mises en circuit fermé, puis soumises à une tension de 2000 volts. Les points connus comme fragiles étaient soumis à un stress supplémentaire (courbure anormale du câble, chocs et vibrations sur les connecteurs LEMO), afin de détecter les défauts potentiels. La ligne était ensuite reconnectée au détecteur et mise sous tension pendant 12h à 1450 volts.

Durant ces tests, quelques courts-circuits sont apparus sur la distribution de la haute tension au sein du détecteur, conduisant au démontage de l'électronique, pour atteindre les fusibles et supprimer la ou les cellules défectueuses (un fusible correspondant à 8 pailles). Concernant la distribution des basses tensions, il est apparu que les contacts pouvaient toucher les plaques métalliques fermant le TRT, et parfois endommager le revêtement en Kapton®, créant ainsi un court-circuit. Toutes les cartes assurant la connexion des câbles sur l'électronique frontale ("roof board") ont été démontées pour insérer une feuille de Mylar⁵⁴ protectrice. L'erreur a été de ne pas penser à une protection similaire sur la face externe de ces connecteurs, ce qui est probablement la cause des courts-circuits observés après installation dans le puits.

54. Le Mylar est une marque déposée. Il s'agit d'un film de polyester [86].

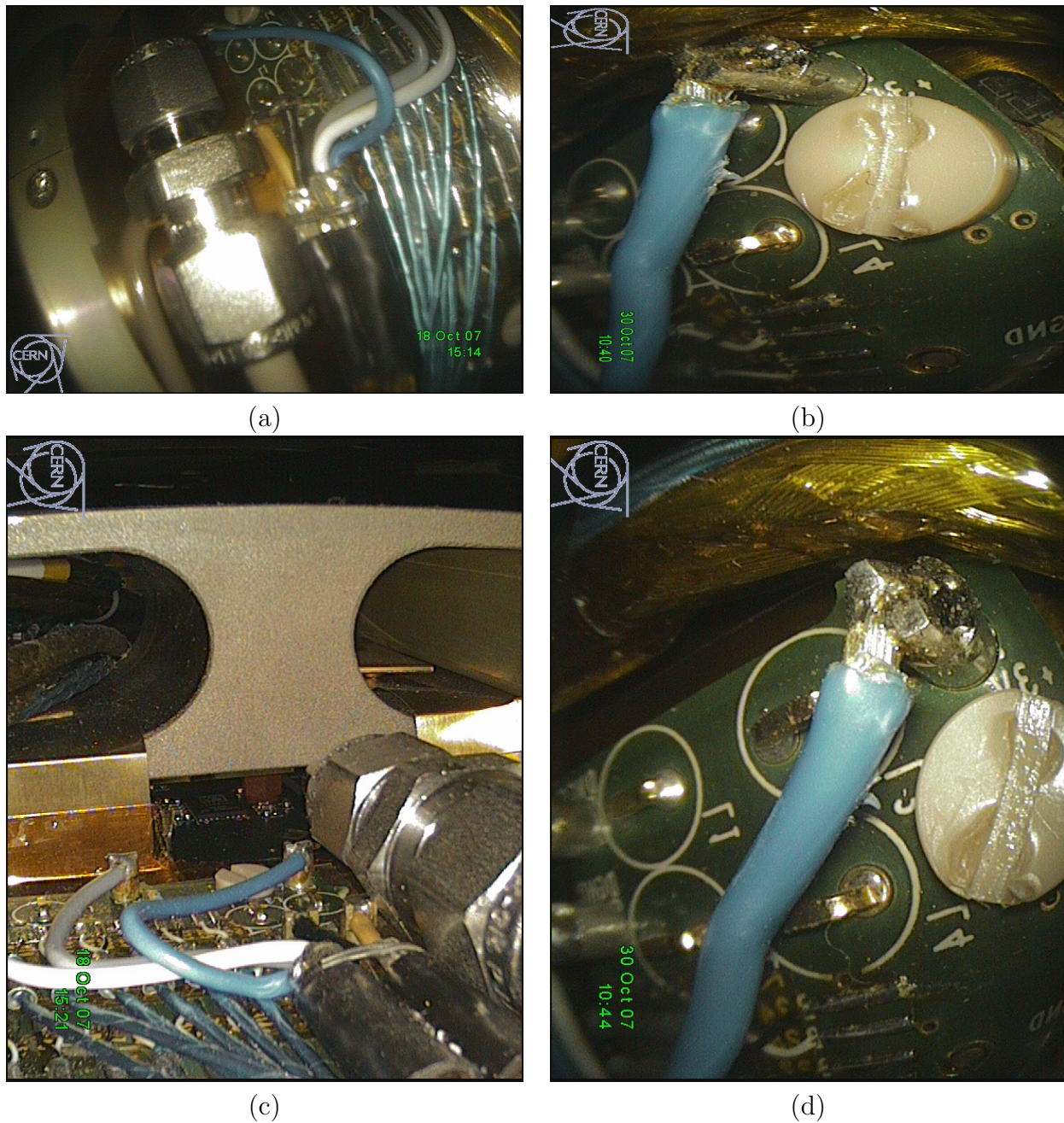


FIGURE 43 – Photographies prises avec un endoscope après insertion des bouchons du TRT dans le calorimètre, au niveau de cartes présentant un court-circuit. (a) : le court-circuit est situé entre le contact du +2.5 V et un tube de refroidissement. (b) : le court-circuit est situé entre le contact du +3 V et le blindage d'un câble, le revêtement en Kapton® étant endommagé. (c) et (d) présentent les mêmes vues après correction du problème. Il n'a pas été possible d'obtenir de tels clichés de toutes les zones présentant un court-circuit, ou d'observer un problème évident.

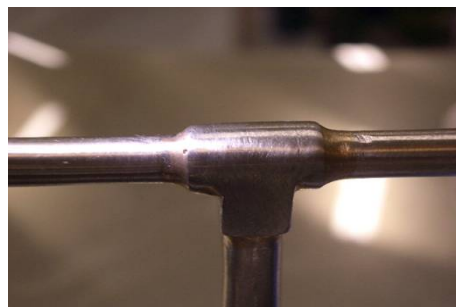


FIGURE 44 – Photographie d'une brasure défectueuse dans le système de refroidissement d'un des bouchons du TRT.

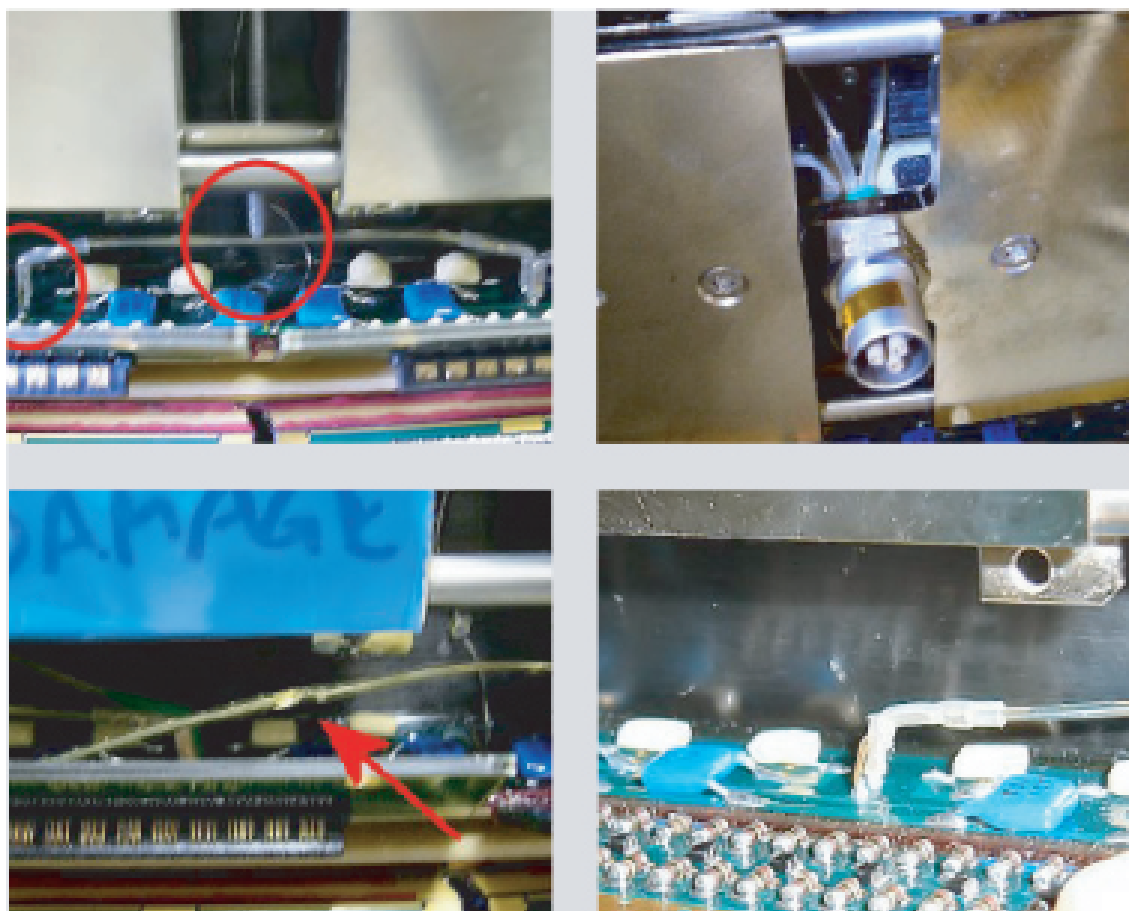


FIGURE 45 – Photographies de différents éléments de la distribution de la haute tension au sein des bouchons du TRT. Elles montrent de haut en bas et de gauche à droite : un pont haute tension sur la trajectoire d'une tige d'assemblage, un connecteur LEMO, un pont haute tension endommagé, et une vue de détail sur les contacts des ponts haute tension.

3.8 Contribution à la reconstruction des photons convertis

Une fois les bouchons du TRT installés, je me suis intéressé à la reconstruction des photons convertis dans le cadre du logiciel dédié d'ATLAS : ATHENA. J'ai d'abord contribué à la validation et à la correction du code reconstruisant les vertex des conversions, puis j'ai écrit l'outil associant ces conversions aux dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Suite à une modification de la logique dans la reconstruction, conduisant à privilégier les électrons, j'ai également développé un outil afin de "récupérer" les photons identifiés comme électrons. À ce titre, je suis signataire de l'article [87] et de la note interne [88]. Ce travail a été effectué en collaboration avec T. Koffas et K. Tackmann (CERN).

Eléments de théorie

La figure 46-(c) montre les sections efficaces d'interaction d'un photon avec la matière (ici dans le cas du carbone et du plomb). On voit sur cette figure qu'aux énergies qui nous intéressent, à savoir des photons d'un GeV et plus, le seul effet notable est celui de la production de paires électron-positron, que l'on appellera conversions de photon par la suite. Pour des photons dans cette gamme d'énergie, la section efficace d'interaction est presque indépendante de l'énergie du photon incident, et peut s'écrire :

$$\sigma = \frac{7A}{9X_0N_A},$$

où A est la masse atomique du matériau considéré (en g/mol), $N_A = 6,022 \times 10^{23}$ est le nombre d'Avogadro, et X_0 la longueur de radiation du matériau. Ce nombre est défini comme les $7/9^{\text{ème}}$ de la distance moyenne parcourue par un photon avant sa conversion. Pour les éléments plus lourds que l'hélium, la formule

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

donne une bonne approximation de la longueur de radiation. Dans cette expression, A et Z sont respectivement la masse atomique et le numéro atomique du matériau considéré. La section efficace différentielle de conversion de photon, exprimée en termes d'énergie emportée par l'électron $x = (E_{\text{électron}}/E_{\text{photon}})$ s'écrit

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{A}{X_0N_A} \left(1 - \frac{4}{3}x(1-x)\right).$$

On voit que cette expression est symétrique vis à vis de la transformation $x \rightarrow (1-x)$, où on permuterait l'énergie de l'électron et celle du positron. On voit aussi que l'énergie du photon n'est pas également répartie entre les deux particules émises, mais qu'elle peut très bien être distribuée de façon très asymétrique, l'une des deux particules pouvant être produite à très basse énergie. C'est pourquoi on s'intéressera aussi par la suite à la recherche de conversions n'ayant qu'une seule trace chargée reconstruite.

Les figures 46-(a) et (b) montrent la distribution des matériaux dans ATLAS, en termes de longueur de radiation et de longueur d'interaction. On s'intéresse ici tout particulièrement à la région couverte par le TRT, pour les valeurs de $|\eta| < 2,1$. On voit que la quantité de matière traversée par un photon augmente avec η , et donc la probabilité de conversion augmentera aussi en fonction de η et de la distance parcourue. Cette probabilité de conversion, en fonction de la distance X parcourue, varie comme $\epsilon = 1 - e^{-\frac{7}{9} \frac{X}{X_0}}$. Pour une valeur moyenne, en sortie du détecteur interne, de $X/X_0 \sim 0,7$, cela donne une probabilité de conversion de 42% environ. On comprend alors l'importance d'une reconstruction efficace des conversions, pour des canaux de recherche tels que $H \rightarrow \gamma\gamma$ ou $G \rightarrow \gamma\gamma$, ou pour la mesure des sections efficaces de production de photon isolé, de photon et d'un jet, ou celle de di-photon [89], [90], [91], [92].

La reconstruction des conversions dans ATLAS

La reconstruction des conversions dans ATLAS se déroule en plusieurs étapes. On reconstruit d'abord les traces chargées, puis les vertex des conversions en se basant sur une partie de ces traces. On enregistre l'ensemble des vertex dans une collection dédiée. Parallèlement, les dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique sont reconstruits, en recherchant des maxima locaux. Ceux-ci sont obtenus en deux étapes. On reconstruit d'abord des "tours d'énergie", en divisant le calorimètre en une grille de $N_\eta \times N_\phi = 200 \times 256$ éléments de taille $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,025 \times 0,025$ (pour $|\eta| < 2,5$). On somme l'énergie de toutes les cellules comprises dans chaque tour ainsi définie. On obtient ensuite les amas calorimétrique en faisant "glisser" une fenêtre de taille $\Delta\eta \times \Delta\Phi = (5 \times 0,025) \times (5 \times 0,025)$ sur ces tours d'énergie, en recherchant les maxima, avec un minimum de 3 GeV sur l'énergie transverse. La position de cet amas est alors calculée, en ne prenant en compte que les cellules dans une fenêtre restreinte de taille $\Delta\eta \times \Delta\Phi = (3 \times 0,025) \times (3 \times 0,025)$, et un algorithme permet de supprimer les doublons. L'algorithme complet est décrit dans la note [93]. Enfin on essaie d'associer les vertex de conversion à un de ces dépôts d'énergie.

Nous ne mentionnerons ici que les points principaux de [87] et les modifications apportées depuis la publication de cet article. Nous décrirons aussi l'algorithme associant les dépôts d'énergie électromagnétiques aux vertex des conversions. Les codes principaux peuvent être obtenus en [94].

La reconstruction des traces. Trois algorithmes différents sont utilisés pour obtenir la collection des traces chargées. Le premier utilise l'information du détecteur à pixels et du SCT pour reconstruire des segments de trace qui sont extrapolés dans le TRT. On cherche alors d'éventuels impacts dans le TRT pouvant correspondre à la même trace. L'ajustement des paramètres de la trace est effectué avant et après cette extrapolation, afin de savoir si l'information en provenance du TRT améliore le résultat. En sortie de cet algorithme on a donc des traces sans extension dans le TRT, et des traces avec une extension, utilisée ou non dans l'ajustement final des paramètres de la trace. Afin de réduire le nombre de fausses traces reconstruites, on demande un minimum de sept impacts dans les détecteurs au silicium pour cette première collection de traces. Ceci réduit fortement l'efficacité pour les traces dont l'origine est située relativement loin à l'intérieur du détecteur interne, comme les conversions, d'où l'intérêt d'avoir

les deux algorithmes supplémentaires suivants.

Le second algorithme commence avec les segments du TRT non utilisés précédemment, en tentant de les extrapoler vers l'intérieur du détecteur, en demandant un minimum de 4 impacts sur les 6 possibles dans les 3 dernières couches du SCT. Enfin, le troisième algorithme tente de construire des traces en se basant sur les segments du TRT seul, si ceux-ci ne sont associés à aucune trace jusqu'alors. Les collections de traces issues de ces trois algorithmes sont ensuite réunies pour former la collection finale, après que les éventuelles ambiguïtés ont été levées, et les cas de double-comptage supprimés. Toutes les traces retenues ont une impulsion transverse supérieure à 500 MeV. Cette partie de la reconstruction est décrite dans [87].

La reconstruction des vertex des conversions. L'algorithme qui reconstruit les vertex de conversion est basé sur une méthode de filtrage de Kalman. Depuis la publication [87], les coupures de sélection ont été simplifiées, dans l'optique des premières collisions à basse énergie avec une faible luminosité et un faible niveau de bruit de fond attendu. La sélection des traces et la reconstruction des vertex est également décrite dans [87]. On rappelle ici que l'on se limite aux conversions dont le vertex est reconstruit pour un rayon $R < 800$ mm, l'efficacité de reconstruction des traces chutant fortement au-delà. Deux types de conversions peuvent être distingués : les conversions associant deux traces de signes opposés, et les conversions où une seule trace chargée est reconstruite. Pour reconstruire les conversions à deux traces, des coupures sont désormais appliquées uniquement sur la distance d'approche minimum et sur l'angle d'ouverture entre les deux traces, ainsi que sur la différence $D - R_1 - R_2$, où D est la distance entre les centres des deux cercles, projections dans le plan transverse des trajectoires en hélices des deux particules, et R_i leurs rayons respectifs. On demande que la somme des rayons soit proche de la distance entre les deux centres. Enfin, on ne garde que les paires de traces que l'on peut associer correctement à un vertex, avec une qualité d'ajustement raisonnable et la contrainte que les traces sont parallèles au niveau du vertex [95]. Ces coupures dépendent du type de traces impliquées, selon qu'elles sont ou non reconstruites dans le TRT seul. On demande aussi que les traces soient des candidats électrons, mais avec une coupure très lâche sur la probabilité calculée à partir du rapport du nombre d'impacts franchissant le seuil haut sur le nombre d'impacts total dans le TRT. La figure 47 montre un des premiers candidats reconstruit comme photon converti dans les données enregistrées à 900 GeV.

Les traces non affectées à un vertex sont de nouveau examinées, et sont assimilées à une conversion si le premier impact associé à la trace est au-delà de la première couche des pixels⁵⁵, et si la trace peut raisonnablement être identifiée comme un électron. Par défaut, les traces sans extension dans le TRT sont considérées comme des électrons, afin de maximiser l'efficacité. Le vertex est alors reconstruit à la position de la première mesure disponible pour cette trace.

Le nouvel EDM (Event Data Model). Un autre changement par rapport à [87] est la possibilité d'avoir de multiples assignations pour le même objet. Plus précisément, un amas calorimétrique peut maintenant être associé à un électron, et simultanément à une conversion.

⁵⁵. Cette première condition, décrite dans [87], n'est effectivement implémentée que depuis décembre 2009, une erreur dans le code ayant été découverte pendant l'écriture de ce manuscrit.

Même si un tel objet se retrouve à la fin dans la collection des électrons, le récupérer pour en faire un candidat photon converti est désormais trivial.

Quelques outils importants pour l'identification des photons convertis. Je décris ici quatre des outils principaux, à savoir l'algorithme de résolution de l'ambiguïté entre électron et photon converti (**EMAmbiguityTool**), l'outil d'association des vertex de conversion aux amas calorimétriques (**EMConversionBuilder**), l'outil de recalibration de ces amas (**EMClusterTool**), et l'algorithme de récupération des photons dans la collection d'électrons (**ConvAODRecVxCand**).

- **EMAmbiguityTool** : le cas le plus simple est celui où la trace qui correspond à l'électron n'est pas une des traces de la conversion. Dans ce cas, la solution de plus grande impulsion transverse est retenue. Dans l'autre cas, l'hypothèse d'un photon converti sera retenue sauf dans le cas d'une conversion à deux traces, si la trace qui correspond à l'électron a des impacts reconstruits dans la première couche des pixels, alors que la deuxième trace n'en a pas.
- **EMConversionBuilder** : pour chaque dépôt d'énergie, on considère l'ensemble des vertex de conversion. Pour chaque trace en provenance d'un vertex, on vérifie si elle est construite ou non à partir de l'information du TRT seul⁵⁶. Cette information sera utilisée lors de l'extrapolation dans le calorimètre, pour appliquer ou non une coupure sur la différence selon η entre l'extrapolation et l'amas calorimétrique. Pour les conversions à deux traces symétriques (définies par le fait que le rapport entre leurs impulsions transverses est au maximum de 4), chaque trace est extrapolée vers le calorimètre. Pour les deux traces, cette extrapolation doit correspondre au dépôt d'énergie dans le calorimètre. Des coupures sont appliquées sur la différence en η et en ϕ entre l'extrapolation et l'amas calorimétrique, qui dépendent de la position de l'amas dans le détecteur. Pour les conversions dissymétriques, on reconstruit d'abord la direction du photon, et c'est ce photon qui est extrapolé. On compare cette extrapolation au dépôt d'énergie dans la 2^{ème} couche du calorimètre qui fournit la meilleure résolution angulaire. Pour les conversions à une trace, c'est évidemment celle-ci qui est extrapolée. Je suis l'auteur principal de cet algorithme.
- **EMClusterTool** : une fois l'identité de la particule définie, on construit de nouveau l'amas calorimétrique associé. Le nombre de cellules concernées varie en fonction du type de particule et de sa position dans le calorimètre. On aura ainsi les possibilités suivantes :
 - Pour le tonneau : on prendra une taille d'amas de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ pour les électrons et les photons convertis, et de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5$ pour les photons.
 - Pour les bouchons : on prendra une taille d'amas de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 5$ dans tous les cas.
 - Dans les cas à l'interface entre le tonneau et le bouchon, on se servira de l'échantillonnage dans la deuxième couche du calorimètre pour choisir le type de calibration. L'amas sera calibré comme dans le tonneau si le dépôt d'énergie dans le tonneau est supérieur à celui dans le bouchon, et inversement.
- **ConvAODRecVxCand** : l'algorithme pour récupérer les photons, qu'ils soient convertis ou non, dans la collection des électrons, est le suivant (voir aussi la figure 48) :

56. Une trace est considérée comme étant reconstruite à partir du TRT seul si le nombre d'impacts dans les détecteurs au silicium est inférieur à 4.

- Tout électron dont la trace est reconstruite seulement à partir d'impacts dans le TRT est considéré comme un photon non converti, si l'impulsion de la trace est inférieure à 2 GeV.
- Tout autre électron est alors considéré comme un photon converti s'il a également été identifié comme conversion durant la reconstruction, et s'il satisfait les critères résolvant l'ambiguïté entre électron et photon converti décrits plus haut. S'il ne satisfait pas à ces critères, mais qu'il s'agit d'une conversion avec une seule trace, reconstruite à partir d'impact dans le TRT seulement et vérifiant $E/P < 10$ et $P_T > 2$ GeV, cet électron est encore considéré comme un photon converti. Cette dernière option peut éventuellement être désactivée. Dans les expressions précédentes, E est l'énergie déposée dans l'amas calorimétrique considéré, et P est l'impulsion de la trace chargée.
- Tout autre électron n'est donc pas identifié comme conversion pendant la reconstruction. Si la trace est reconstruite à partir d'impact dans le TRT seulement et vérifie $E/P < 10$ et $P_T > 2$ GeV, l'électron est considéré comme un photon converti s'il est possible de reconstruire une conversion à trace unique. Si la trace à une impulsion $P_T < 2$ GeV ou vérifie $E/P > 10$, l'électron est considéré comme un photon non converti.

On notera que par souci de cohérence, les photons convertis qui se trouvent déjà dans la collection de photons, construits à partir de conversions à une seule trace de basse impulsion dans le TRT sont transformés en photons non convertis. Je suis l'auteur principal de cet algorithme.

Evolution de la sélection finale des photons convertis à l'aide du calorimètre. On a donc finalement à disposition une collection de vertex de conversion, construits à partir des traces de l'événement. Cette collection comporte des photons convertis réels mais aussi un nombre important de fausses conversions. Afin de former la collection finale des photons convertis, on va maintenant utiliser les informations en provenance du calorimètre électromagnétique. On va essayer de faire correspondre les dépôts d'énergie dans ce calorimètre avec certaines de ces conversions grâce à l'algorithme **EMConversionBuilder**. Si cette correspondance est satisfaite, alors le candidat sera considéré comme un photon converti possible.

L'identification des conversions a évolué entre la version 12 et la version 15 du logiciel ATHENA. Dans un premier temps, la logique était de donner la priorité à l'identification des photons convertis, par rapport aux électrons. L'algorithme d'identification **EMConversionBuilder** était donc exécuté au sein même de la chaîne de reconstruction, et en cas de résultat positif, la particule était considérée comme un photon converti et enregistrée dans la collection des photons.

Ensuite, il a été décidé de donner la priorité aux électrons : tout amas calorimétrique ayant une trace chargée pointant dans sa direction était considéré comme un électron potentiel. Ceci signifie qu'un grand nombre de conversions étaient désormais identifiées comme électrons, et non plus comme photons. Il a aussi été décidé de ne pas avoir de "double-comptage" entre la collection des électrons et celle des photons. C'est à ce moment que l'algorithme **ConvAO-DRecVxCand** a été développé, la recherche des photons convertis étant alors complètement désactivée pendant la reconstruction.

Dans la version actuelle du logiciel ATHENA, on souhaite toujours obtenir une efficacité maxi-

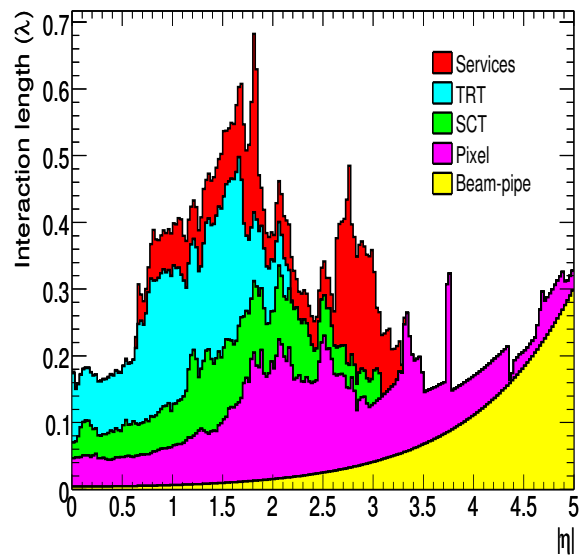
mum pour l'identification des électrons. La coupure sur E/P précédemment établie lors de l'association d'une trace chargée avec un amas électromagnétique a été supprimée. On peut donc avoir des correspondances fortuites entre une trace de basse impulsion, provenant de l'évènement sous-jacent et un amas énergétique provenant d'un photon non converti. L'algorithme **ConvAODRecVxCand** a été modifié pour prendre en compte cette possibilité. L'algorithme **EMConversionBuilder** est de nouveau inclus dans la chaîne de reconstruction, et grâce au nouvel **EDM**, il y a donc des candidats qui peuvent être à la fois considérés comme des électrons et des photons. Par défaut, de tels candidats sont enregistrés dans la collection des électrons. L'algorithme **ConvAODRecVxCand** est alors exécuté, également pendant la reconstruction. Les photons ainsi récupérés dans la collection des électrons sont aussi enregistrés dans la collection finale des photons. Il est laissé à la charge de l'analyse finale de faire la distinction entre les deux possibilités. L'efficacité de la reconstruction des photons est donnée, pour la version 15.3.0.1 du logiciel ATHENA, sur la figure 49, et les performances en termes de résolution sur la masse du boson de Higgs, dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, sont données sur la figure 50. Aucune correction supplémentaire n'est appliquée pour cette distribution, il s'agit de la résolution obtenue si l'on prend les photons directement issus de la collection reconstruite, qui est alors d'environ 1,7 GeV.

Exemples d'applications

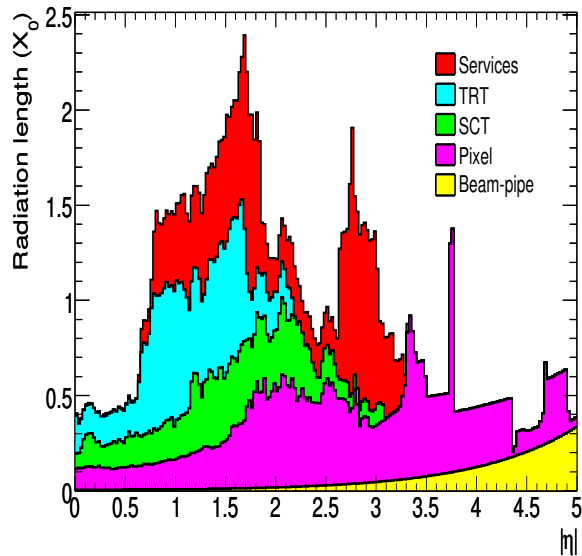
L'ensemble de ces algorithmes a été intégré à un outil plus vaste [96], qui permet en sus et si nécessaire de refaire intégralement la reconstruction des vertex de conversion et celle des objets électromagnétiques. C'est cet outil qui est désormais utilisé par les différents programmes d'analyse.

À partir de la version 14 du logiciel ATHENA, c'est également ces algorithmes qui ont été utilisés dans la mise au point des analyses de recherche d'un signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ [97], ou dans celle préparant la mesure de la section efficace de production de photons isolés.

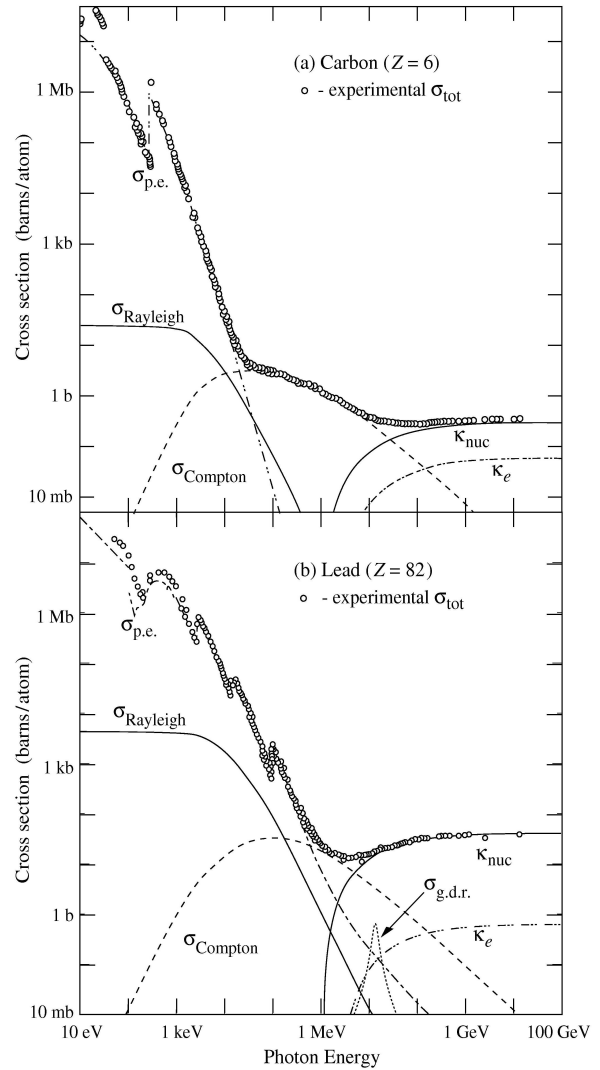
Il a également été vérifié que ces algorithmes sont performants pour des photons de grande impulsion transverse, comme dans le cas des désintégrations $G \rightarrow \gamma\gamma$ [98].



(a)



(b)



(c)

FIGURE 46 – Figures (a) et (b) : distributions du matériel dans ATLAS en sortie du détecteur interne, en termes de longueur d'interaction nucléaire en (a) et de longueur de radiation en (b). Figure (c) : sections efficaces d'interaction d'un photon dans le carbone et le plomb, en fonction de l'énergie du photon. À basse énergie (en dessous de ~ 10 - 100 KeV en fonction du matériau), l'effet photoélectrique domine. Ensuite l'effet compton prend le dessus (jusqu'à ~ 10 MeV), avant d'être lui-même dominé par la production de paires électron-positron. Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse (photon de plus de 1 GeV), c'est ce dernier effet qui domine largement. Les figures (a) et (b) sont extraites de [87], et la figure (c) est extraite de [7].

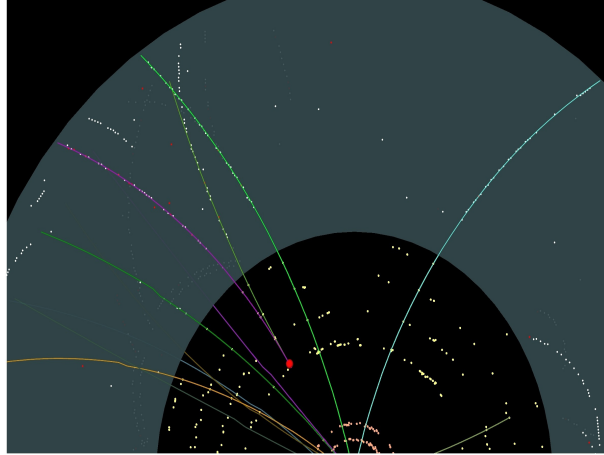


FIGURE 47 – Visualisation dans ATLANTIS d'un des premiers candidats reconstruit comme photon converti dans les données enregistrées à 900 GeV.

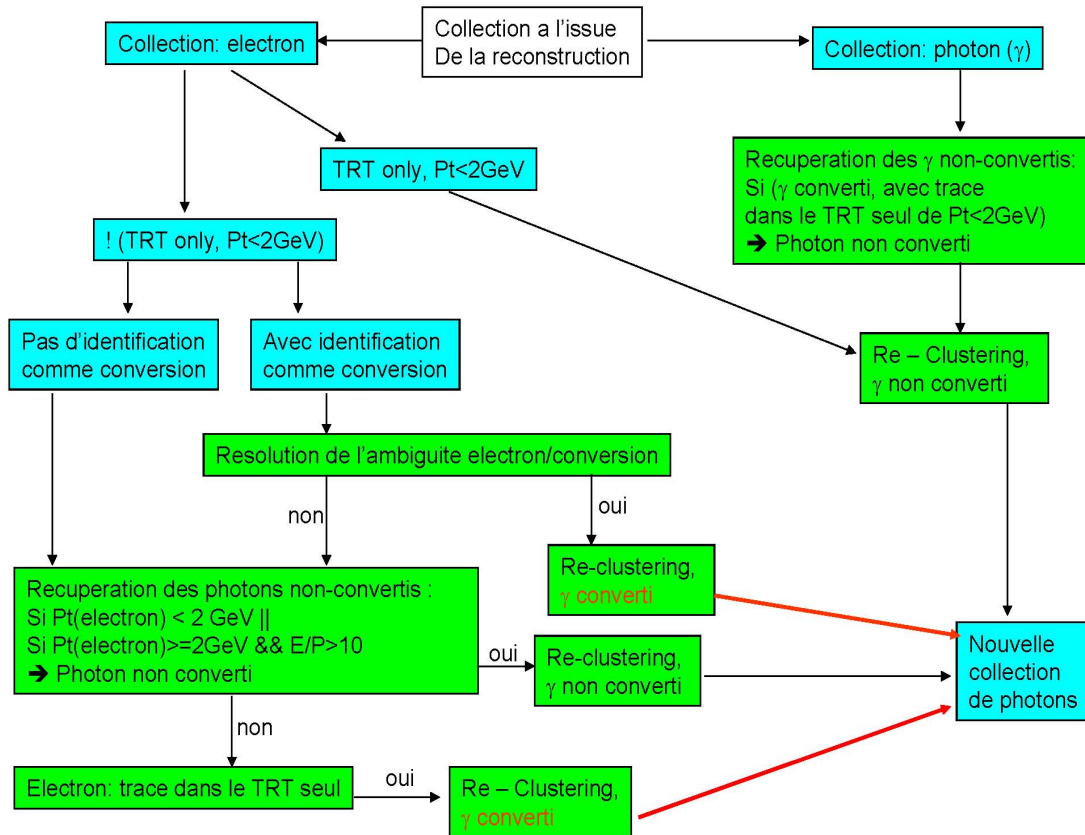


FIGURE 48 – Diagramme résumant les étapes de la reconstruction des photons convertis.

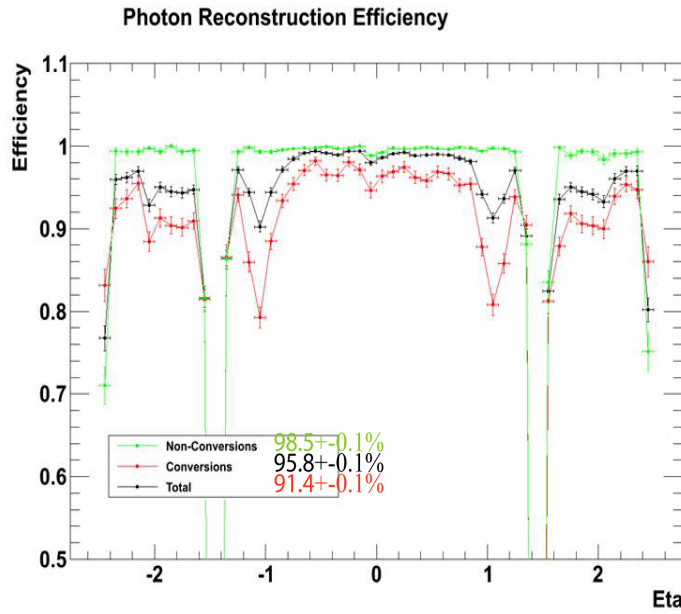


FIGURE 49 – Efficacité de reconstruction des photons en fonction de η , pour les photons convertis en rouge, non convertis en vert, et l'ensemble des photons en noir, avec la version 15.3.0.1 du logiciel ATHENA.

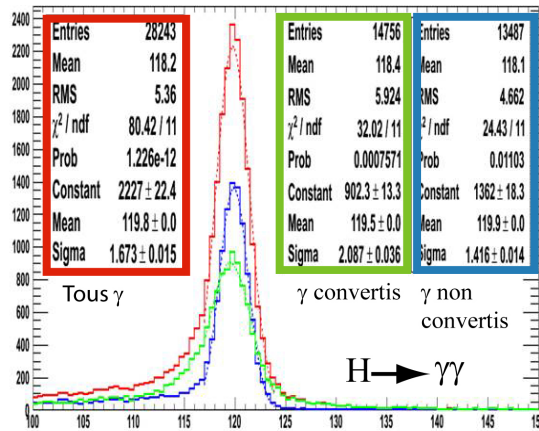


FIGURE 50 – Résolutions obtenues sur la masse du boson de Higgs, dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, en prenant directement les photons dans la collection reconstruite, sans corrections supplémentaires.

4 Activités d'enseignement et de vulgarisation scientifique.

Encadrement de stages de niveau master.

De 2003 à 2006, j'ai encadré cinq stages d'étudiants d'été au CERN, sur une durée de 10 semaines chacun. Les étudiants étaient de niveau équivalent au master II, et de diverses nationalités. La langue de travail était donc l'anglais.

- En 2005 et 2006, trois stages (E. Abat⁵⁷ L. Van Spanndonk, et Z. A. Czynzula) ont porté sur l'installation et les tests de validation de l'électronique frontale du TRT d'ATLAS. Ces stages couvraient également un aspect logiciel, nécessitant la compréhension de la base de données utilisée pour stocker les résultats des tests, et l'apprentissage du langage informatique approprié, afin de développer de nouvelles fonctionnalités (MySQL, PHP). Enfin, les étudiants ont pu prendre part en 2006 aux tests impliquant des parties entières du détecteur, avec les rayons cosmiques.
- En 2003 et 2004, l'un des étudiants (D. Anderson) a travaillé sur la validation du code de simulation pour un détecteur annexe utilisé lors des faisceaux tests et sur l'analyse du niveau de bruit de l'électronique frontale, le second (C. Bernius) sur les tests de l'électronique frontale du TileCal et de nouveau sur l'analyse du bruit électronique.

Deux de ces cinq étudiants ont poursuivi dans le domaine de la physique des particules (Cattrin Bernius à l'University College of London et Zofia Czynzula au Niels Bohr Institute de Copenhague, toutes deux dans ATLAS) et travaillent au CERN actuellement, et une étudiante (Lieke Van Spaandonk) a continué dans le domaine de l'astrophysique à l'université de Warwick (Coventry, Royaume-Uni).

Enseignement.

De septembre 2000 à décembre 2002, j'ai occupé un poste d'ATER (Attaché Temporaire d'Enseignement et de Recherche) à l'université de Clermont-Ferrand.

- En 2001-2002, j'ai encadré des travaux pratiques d'informatique en première année d'IUP GSI (40h d'initiation au langage C) et des travaux dirigés de physique en DEUG (60h). L'Institut Universitaire Professionnalisé Génie des Systèmes Industriels propose un cursus de trois ans, qui conduit au niveau master, la première année correspondant au niveau de la licence. Le DEUG sanctionnait anciennement les deux premières années universitaires françaises.
- En 2000-2001, j'ai mis en place les travaux pratiques d'informatique pour la première année de DEUG SM (Sciences de la Matière). À l'origine, il s'agissait d'un enseignement pour les étudiants découvrant l'informatique. L'hétérogénéité des groupes a conduit à deux enseignements distincts : initiation à Windows, découverte du PC et des outils (Office et outils Internet) pour les premiers groupes, apprentissage de la programmation en HTML pour les seconds. Je me suis chargé plus particulièrement de la mise en place complète

57. C'est avec une grande tristesse que je mentionne ici que Engin Abat est décédé dans un tragique accident d'avion le 30 novembre 2007 en Turquie.

de cette initiation au langage HTML (20h). J'ai aussi enseigné la mécanique du point et l'électrostatique (cours et TD, 70h) en première année de DEUG MIAS (Mathématiques, Informatique et Applications aux Sciences).

- Enfin, j'ai encadré un stagiaire (de niveau DEUG) durant un mois en juillet 2001, sur le thème de la mesure de la masse du quark top dans l'expérience ATLAS (initiation aux outils et à la physique des hautes-énergies). Une courte initiation à Labview (contrôle d'une basse tension GPIB) faisait également partie du stage.

Durant la période 1996-1999, j'ai effectué 122 heures d'enseignement en physique et en mathématiques, sous forme de vacations, à l'Institut Universitaire de Technologie d'Annecy-le-Vieux (formation professionnelle en deux ou trois ans).

- En 1998-1999, j'ai effectué 64 heures de TD de mathématiques en première année d'IUT Génie Mécanique et Productique. La conception des examens du contrôle continu était à ma charge.
- En 1997-1998, j'ai encadré 18 heures de cours et de TD de mathématiques en deuxième année d'IUT GEII (Génie Electrique et Informatique Industrielle) et GMP en section sport-étude.
- En 1996-1997, j'ai assuré 40 heures de TD d'électromagnétisme en troisième année d'IUT GEII, section sport-étude. La conception complète des TD et des examens terminaux était à ma charge.

Chaque année, j'ai pris part à la conception des examens et à leur correction, ainsi qu'au jury d'admission.

Responsabilités dans des commissions.

J'ai été membre élu du conseil scientifique de l'université de Savoie et représentant des doctorants dans la commission des thèses du LAPP de 1997 à 1999.

Communication scientifique vers le grand public.

Désireux de continuer une activité en rapport avec la transmission des connaissances, j'ai décidé de devenir "guide scientifique" pour l'expérience ATLAS. Les visites s'adressent à des

publics de tous âges, de toutes nationalités et de toutes formations⁵⁸. Je consacre environ 5 heures par mois à cette activité. Je noterais aussi ici que j'ai participé chaque année pendant ma thèse au LAPP, puis en tant qu'ATER à Clermont-Ferrand, aux journées du type "fêtes de la sciences" ou "portes ouvertes".

Toujours dans l'optique de toucher le plus grand nombre de personnes et de faire comprendre l'importance de la recherche fondamentale, j'ai participé à l'opération "dessine moi un physicien", en direction d'enfants de 10 ou 11 ans [99]. Ce projet du CERN avait pour objectif d'améliorer sa visibilité dans la région genevoise, de sensibiliser les enfants à la réalité du métier de physicien et d'estomper les fantasmes liés au démarrage du LHC (la possibilité de la création de micro-trous noirs au LHC ayant entraîné un début de polémique). Vingt classes d'élèves de la région (suisse ou française) ont participé. Les élèves (de niveau CM1/CM2) devaient dessiner un physicien, écrire une définition de ce métier à la manière du dictionnaire et préparer une interview dans leur classe. Ils venaient ensuite en visite au CERN pour se confronter à la réalité. Durant cette visite, l'expérience ATLAS leurs était présentée et ils interviewaient un physicien. Après cette visite, ils devaient définir de nouveau le métier de physicien. Une des classes était suivie afin de réaliser un film et un site internet. J'ai participé à cette opération pour deux classes différentes, dont celle suivie pour le film. Une grande partie des dessins, des définitions avant et après la visite et le film ont été montrés en juin 2010 au Globe de la Science et de l'Innovation (site d'exposition en face du site du CERN de Meyrin, Suisse).

58. Une visite a été particulièrement instructive : celle de M. Alexandre Erriquez, qui rédigeait un mémoire pour un Baccalauréat universitaire en gestion à l'université de Genève. Son sujet était "Gestion des risques de projet, application au domaine de la recherche fondamentale : le cas du Large Hadron Collider (LHC) au CERN". Voici ce qu'on peut lire pp 45-46 : "Les cavités radiofréquences permettent d'accélérer les protons tout au long du parcours du LHC. Cela consiste en des plaques de polarités différentes attirant et rejetant les protons qui sont eux chargés positivement. Au fil des tours, les deux faisceaux de particules gagnent en vitesse. Bien entendu, étant donné que le LHC est curviligne, il faut un moyen de maintenir les paquets de protons dans la trajectoire. C'est le rôle des aimants. Il y a différents types d'aimants tout au long de l'accélérateur qui vont exercer un champ magnétique très intense pour faire en sorte que les paquets de protons se rencontrent bien au moment prévu. Sans trop rentrer dans les détails, le principe utilisé est la supraconductivité qui est un phénomène permettant à certains métaux (et donc particules) de ne pas marquer de résistance lors de la présence de champs électriques. Concrètement, les protons sont soumis au champ magnétique des aimants sans y résister, ils ne perdent donc pas d'énergie. La supraconductivité est une propriété qui n'est rendue possible qu'à partir d'une température proche du 0 absolu (soit - 273.15 °C) et c'est pour cela que de l'hélium liquide refroidit l'installation à deux degrés de cette température, plus précisément à 1.9 Kelvin (K). Le LHC peut ainsi être considéré comme l'endroit le plus froid de l'univers et le plus gros frigo du monde. Pour la petite histoire, le LEP n'était pas équipé de cette technologie ; les électrons accélérés perdaient donc de l'énergie à cause de ce qu'on appelle en physique le rayonnement synchrotron qui correspond à l'émission de photons lors de l'accélération des électrons dans une courbe." Il ne s'agit pas ici de dénigrer le travail effectué, mais bien de faire remarquer qu'il y a souvent une grande différence entre le discours proposé par le guide, et ce que comprend et retient le visiteur, comme le montre les nombreuses confusions dans ce passage.

5 Conclusions

Ce manuscrit résume donc une période d'une dizaine d'années, postérieure à ma thèse, dans le domaine de la physique des hautes énergies.

L'essentiel des mes travaux a porté sur la construction de l'expérience ATLAS auprès du LHC. Ce choix n'a certainement pas été le meilleur en ce qui concerne ma carrière professionnelle au sens strict, puisqu'à l'époque où j'ai rejoint ATLAS, il était clair que les premières données de physique n'apparaîtraient pas dans un futur proche (encore qu'en 2000, certains physiciens pensaient que le LHC démarrerait en 2005), alors que dans le même temps des expériences comme CDF, D0, BABAR, etc. enregistraient des données, donnant lieu à de nombreuses analyses. En contrepartie, j'ai pu vivre presque toutes les étapes de l'édification de cette gigantesque expérience, depuis les faisceaux tests à la construction dans la caverne expérimentale. Le démarrage réussi du LHC fin mars 2010, après l'échec de 2008, a cloturé cette période. ATLAS est désormais rentré dans la phase d'enregistrement et d'exploitation des données, et les premiers résultats démontrent son bon fonctionnement.

Cette période a été fascinante à plus d'un titre car j'ai pu participer à un projet, qui de par sa taille et sa complexité, est sans doute un des plus sophistiqués jamais entrepris par l'humanité. Je suis fier d'avoir pu apporter de multiples contributions dans deux de ses principaux sous-détecteurs : le TileCal et le TRT. En plus des activités purement instrumentales (tests de l'électronique frontale, tests des systèmes de refroidissement), j'ai eu la chance d'exercer un certains nombres de responsabilités (responsable auprès de la coordination technique pour l'installation de l'électronique du TileCal, coordinateur lors du test combiné du SCT et du TRT) et ainsi de parfaire ma formation.

J'ai également pu découvrir un autre aspect du métier de physicien, qui est la mise au point des programmes de reconstruction de données, au travers de mon travail sur la reconstruction des photons convertis.

La récente conférence ICHEP 2010, où de nombreux résultats ont été présentés par ATLAS, prouve certainement que ce travail n'a pas été inutile !

En parallèle de ces activités instrumentales, j'ai toujours eu une activité d'enseignement ou de communication vers le grand public, en fonction des années et des possibilités. Cet autre aspect du métier de chercheur, à savoir la transmission du savoir et des connaissances, est sans doute une des facettes que j'ai trouvée la plus gratifiante.

Références

- [1] F. Martin. *Mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les désintégrations de paires de bosons W avec le détecteur ALEPH au LEP*. LAPP-Université de Savoie, Annecy, 1999. Disponible sur <http://hal.in2p3.fr/>.
- [2] Voir la page publique du CERN. <http://public.web.cern.ch/public/fr/Research/LEP-fr.html>.
- [3] ALEPH Collaboration. *Bose-Einstein correlations in W -pair decays*. Physics Letters B 478 (2000).
- [4] The ATLAS Collaboration. *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. JINST 3 S08003 (2008).
- [5] G. Goldhaber *et al.* Phys. Rev. 120 (1960), p 300.
- [6] M. Besnier. *Reconstruction et analyse d'interaction de neutrinos dans les blocs cibles émulsions d'OPERA et discrimination du fond charmé dans le canal $\tau \rightarrow 3h$* . LAPP-Université de Savoie, Annecy, 2008. LAPP-T-2008-02, Disponible sur <http://hal.in2p3.fr/>.
- [7] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group). Physics Letters B 667, 1 (2008).
- [8] F. Martin. *Measurement of Bose-Einstein correlations between W decay products using an analysis à la DELPHI*. ALEPH 99-109, Disponible sur <http://cern.ch/martinfr>.
- [9] ALEPH Collaboration. *Bose-Einstein correlations in W -pair decays with an event mixing technique*. Physics Letters B 606 (2005).
- [10] F. Martin. *Bose-Einstein correlations at LEP*. Proceedings of the 7th International Workshop on Production, Properties and Interaction of Mesons, Cracovie, Pologne, World Scientific, 2002. Disponible sur <http://cern.ch/martinfr>.
- [11] ZEUS Collaboration. *Bose-Einstein correlations of charged and neutral kaons in deep inelastic scattering at HERA*. Physics Letters B 379 (1996), pp 330-340.
- [12] DELPHI Collaboration. *Kaon interference in the hadronic decays of the Z^0* . Physics Letters B 652 (2007), pp 1-12.
- [13] L. Lönnblad et T. Sjöstrand. Eur. Phys. J C2 (1998), p 165.
- [14] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands. *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*. hep-ph/0603175.
- [15] The LEP Electroweak Working Group. *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*. arXiv :hep-ex/0612034, 2007.
- [16] The LHC Collaboration, Editeurs : L. Evans, P. Bryant. *LHC Machine*. JINST 3 S08001 (2008).
- [17] Pour le PS, voir la page <http://public.web.cern.ch/public/en/Research/PS-en.html>.
Pour le SPS, voir la page <http://public.web.cern.ch/public/en/Research/SPS-en.html>.
Plus généralement, beaucoup d'informations peuvent être trouvées sur les pages :
<http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/LHC-en.html>,
<http://www.lhc-france.fr/>,
<http://lhc.web.cern.ch/lhc/>,
<http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/lhc-machine-outreach/>.

- [18] The CMS Collaboration. *The CMS experiment at the CERN LHC*. JINST 3 S08004 (2008).
- [19] The ALICE Collaboration. *The ALICE experiment at the CERN LHC*. JINST 3 S08002 (2008).
- [20] The LHCb Collaboration. *The LHCb Detector at the LHC*. JINST 3 S08005 (2008).
- [21] The ATLAS Collaboration. *Expected Performance of the ATLAS Experiment : Detector, Trigger and Physics*. CERN-OPEN-2008-020 (Vol I), arXiv :0901.0512v3.
- [22] The ATLAS TRT Collaboration. *The ATLAS TRT barrel detector*. JINST 3 P02014 (2008).
- [23] The ATLAS TRT Collaboration. *The ATLAS TRT end-caps detector*. JINST 3 P10003 (2008).
- [24] P. Cwetanski. *Straw performances studies and quality assurance for the ATLAS transition radiation tracker*. University of Helsinki, Helsinki, 2006. Report Series in Physics HU-P-D133, ou CERN-THESIS-2006-025.
- [25] The ATLAS TRT Collaboration. *The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube : design and performance*. JINST 3 P02013 (2008).
- [26] T. Akesson *et al.* *Aging studies for the ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT)*. Proceedings of the International Workshop on Aging Phenomena in Gaseous Detectors. NIM in Physics Research A 515 (2003), pp 166-179.
- [27] G.Unal. *Cours à l'école de Gif 2004*. Accessible à :
http://gif2004.web.cern.ch/gif2004/Transparents/Optimised/Unal_1.pdf,
http://gif2004.web.cern.ch/gif2004/Transparents/Optimised/Unal_2.pdf,
http://gif2004.web.cern.ch/gif2004/Transparents/Optimised/Unal_3.pdf,
http://gif2004.web.cern.ch/gif2004/Transparents/Optimised/Unal_4.pdf.
- [28] The ATLAS Collaboration. In *Expected Performance of the ATLAS Experiment : Detector, Trigger and Physics*. CERN-OPEN-2008-020 (Vol II et Vol III), arXiv :0901.0512v3.
- [29] F. Martin. *Probing R parity violating supersymmetric top decays in ATLAS*. ATL-PHYS-2003-017, ATL-COM-PHYS-2002-008.
- [30] A. Besson. *Etude des évènements di-leptons + 4 jets dans le Run II de l'expérience D0 à Fermilab*. Université Joseph Fourier, Grenoble, 2002. Pour une introduction à la supersymétrie, voir le chapitre III. Disponible sur <http://hal.in2p3.fr/>.
- [31] N. Ghodbane. *Recherche de sélectrons et de smuons dans l'expérience DELPHI au LEP*. Université Claude Bernard, Lyon, 2000. Pour une introduction à la supersymétrie, voir le chapitre II. Disponible sur <http://hal.in2p3.fr/>.
- [32] M. Kuroda. *Complete Lagrangian of MSSM*. hep-ph/9902340 (version 3 en 2005).
- [33] R. Barbier *et al.* *R-parity-violating supersymmetry*. hep-ph/0406039 (2005).
- [34] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group). *Supersymmetric Particle Searches, Part I, Theory*. pages 1211 à 1227, Physics Letters B 667, 1 (2008).
- [35] A. S. Belyaev, J. Ellis, S. Lola. *Three body supersymmetric top decays*. Physics Letters B 484 (2000).

- [36] E. E. Boos, M. N. Dubinin, V. A. Ilyin, A. E. Pukhov, V. I. Savrin. *CompHEP-A package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User's manual for version 33*. hep-ph/9908288.
- [37] G. Marchesini, B. R. Webber, G. Abbiendi, I. G. Knowles, M. H. Seymour, L. Stanco. *HERWIG 6.3*. Computer Phys. Comm. (1992) 465 et HERWIG 6.3 Release Note, hep-ph/0107071.
- [38] F. E. Paige, S. D. Protopopescu, H. Baer, X. Tata. *A Monte-Carlo Event Generator for pp, p̄p and e⁺e⁻ Reactions*. ISAJET 7.48, hep-ph/0001086. Pour ISAWIG, voir : <http://www-thphys.physics.ox.ac.uk/users/PeterRichardson/HERWIG/isawig.html>.
- [39] T. Sjöstrand. *PYTHIA Manual*. Computer Phys. Comm. 82 (1994) 74.
- [40] B. P. Kersevan et E. Richter-Was. *The Monte-Carlo Event Generator AcerMC version 1.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.3*. Hep-ph/0201302.
- [41] E. Richter-Was, D. Froidevaux et L. Poggioli. *ATLFAST 2.0, a fast simulation package for ATLAS*. ATL-PHYS 98-134.
- [42] D. Prieur. *Étalonnage du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Reconstruction des évènements avec des photons non pointants dans le cadre d'un modèle supersymétrique GMSB*. LAPP-Université Claude Bernard - Lyon I, Annecy, 2002. Pour les modèles supersymétriques avec brisure type GMSB, voir le chapitre IV. Disponible sur <http://hal.in2p3.fr/>.
- [43] Une non linéarité de 2% peut simuler, pour des P_T de 4 TeV, un "faux signal" de composivité à l'échelle $\Lambda=20$ TeV.
- [44] K. Anderson *et al.* *Design of the front-end analog electronics for the ATLAS tile calorimeter*. Nucl. Inst. and Meth A 551 (2005), p 469.
- [45] A2V mécatronique. <http://www.a2v.fr/program/canopen.htm#II>.
- [46] La documentation concernant le refroidissement de l'électronique du TileCal peut être trouvée sur cette page : http://atlas.web.cern.ch/Atlas/SUB_DETECTORS/TILE/cooling.html. Cette page étant relativement ancienne, et appelée à disparaître, je redonne ici les documents principaux. Les caractéristiques et les performances des stations de refroidissement peuvent être obtenues dans ATL-TILECAL-2001-006 et ATL-TILECAL-2002-014. Pour le test à l'échelle un, on se référera à ATC-TL-ES-001. Pour de plus amples informations sur le système de refroidissement dans son ensemble, voir le rapport de G.Schlager "Development and Test of the Cooling System for the ATLAS Hadron Tile Calorimeter", à l'Université Technique de Vienne. Pour les tests divers (tels les tests en radiations, les calculs de pertes de pression dans les alimentations basse-tension, les tests en champs magnétiques, la demande de dérogation pour les tubes en EPDM) voir les documents EDMS 391192, EDMS 433328, et plus généralement la page http://ts-dep.web.cern.ch/ts-dep/groups/cv/detector-cooling/DC_section.htm, à l'item "DC Projects and contracts", puis "LHC R&D Systems". On trouvera aussi la thèse de G. Schlager sur cette page.
- [47] F. Martin. *Description of the test bench for the ATLAS hadronic tile calorimeter front end electronics*. ATL-TILECAL-2003-003, Disponible sur <http://cern.ch/martinfr>.

- [48] F. Martin. *The ATLAS TileCal front end electronics*. Proceedings of the 10th conference on calorimetry in particle physics, Pasadena, California, USA, 25-29 March 2002, World Scientific, 2003. Disponible sur <http://www.worldscibooks.com/physics/5094.html>.
- [49] <http://www.gwinstek.com/en/product/productdetail.aspx?pid=38&mid=52&id=120>.
- [50] L'alimentation FUG MCN 140-1250 n'est plus fabriquée. C'était un produit de F.u.G Elektronik GmbH. Les caractéristiques de cette alimentation sont toujours disponibles (fichier .pdf en bas de page) sur : <http://www.fug-elektronik.de/webdir/2/products.htm>.
- [51] Bus informatique industriel de Motorola. VME est l'acronyme de **VERSA Module Eurocard**.
- [52] Produit de Creative Electronics System, <http://www.ces.chm>.
- [53] Produit de LynuxWorks, <http://www.lynx.com>.
- [54] Ph. Farthouat, P. Gällnö. projet RD12, "TTC-VMEbus Interface (TTCvi - MkII)", <http://cern.ch/TTC/oldTTCviSpec.pdf>.
- [55] P. Gällnö. "TTCvx Technical Description and User Manual", <http://cern.ch/TTC/TTCvxManual1a.pdf>.
- [56] R. Lefèvre *et al.* *Final définition of sets of photomultipliers for the tile hadron calorimeter of the ATLAS detector*. ATL-TILECAL-2001-003.
- [57] R. Lefèvre. *Caractérisation et implantation des photomultiplicateurs du calorimètre à tuiles scintillantes d'ATLAS. Mesure des énergies des jets dans ATLAS*. Université de Clermont-Ferrand, 2001. PCCF T 0106, disponible sur <http://hal.in2p3.fr/>.
- [58] D. Calvet *et al.* *MobiDICK : a mobile test bench for the TileCal super-drawes*. ATL-TILECAL-2004-003.
- [59] V. Gangiobbe, D. Calvet. *Performance of the TileCal super-drawers from a global analysis of the MobiDICK tests*. ATL-TILECAL-PUB-2008-007.
- [60] V. Gangiobbe. *Etude en faisceau-test de la réponse des calorimètres de l'expérience ATLAS du LHC à des pions chargés, d'énergie comprise entre 3 et 350 GeV*. Université de Clermont-Ferrand, 2007. Le chapitre 3 décrit les résultats obtenus avec Mobidick. PCCF T 0608, disponible sur <http://hal.in2p3.fr/>.
- [61] <http://atlas-computing.web.cern.ch/atlas-computing/packages/simulation/geant4/geant4.html>.
- [62] The ATLAS Tile Calorimeter Collaboration. *Testbeam studies of production modules of the ATLAS Tile Calorimeter*. NIM A 606 (2009).
- [63] The ATLAS Calorimeter Collaboration. *Study of the response of the ATLAS central Calorimeter to pions of energies from 3 to 9 GeV*. NIM A 607 (2009).
- [64] The ATLAS TRT Collaboration. *The ATLAS TRT electronics*. JINST 3 P06007 (2008).
- [65] Des informations sur l'électronique frontale du TRT peuvent être trouvées sur la page du groupe ATLAS de l'université de Pennsylvanie : <http://www.hep.upenn.edu/atlas/>.
- [66] <http://www.oracle.com/global/fr/index.html>.
- [67] N. Ghodbane, X. Pons and O. M. Rhone. *A Method to check the Connectivity for the ATLAS TRT Detector*. ATL-COM-INDET-2005-009.

- [68] B. Hallgren, H. Boterenbrood, H. J. Burckhart, H. Kvedalen. *The Embedded Local Monitor Board (ELMB) in the LHC Front-end I/O Control System*. Document accessible à : <http://cdsweb.cern.ch/record/530675/files/p325.pdf>.
- [69] M. Hance *et al.* *Readout of the ATLAS Transition Radiation Tracker*. ATL-COM-INDET-2008-005 et ATL-COM-INDET-2009-016.
- [70] F. Martin. *The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT), from Construction to Installation*. Proceedings of the 11th Vienna Conference on Instrumentation, Autriche, 19-27 février 2007. NIM in Physics Research A (581), pp 535-537. Présentation accessible sur <http://cern.ch/martinfr>.
- [71] F. Martin. *Commissioning of the ATLAS Inner Tracking Detectors*. Proceedings of the 34th International Conference on High Energy Physics, Philadelphie, USA. Août 2008. arXiv :0809.2476. Présentation accessible sur <http://cern.ch/martinfr>.
- [72] Produit de Sun Microsystems : <http://www.mysql.fr/>.
- [73] Article : OLE for Process Control, accessible à : http://fr.wikipedia.org/wiki/OLE_for_Process_Control.
- [74] PVSS est un logiciel de contrôle de la firme ETM, http://www.etm.at/index_e.asp?gclid=CKiR-PT11Z4CFUGF3godLU2NqQ.
- [75] <http://pcwetans.web.cern.ch/pcwetans/research/trt/endcap-passport/>.
- [76] L'ensemble des notes internes et des articles concernant ce logiciel est accessible sur : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TDAQSpeakersCommittee2009#CHEP09Abstracts>, Voir aussi D. A. Scannicchio, "ATLAS Trigger and Data Acquisition : Capabilities and commissioning", NIM in Physics Research A (2009), sous presse.
- [77] ATLANTIS est un des logiciels de visualisation des évènements d'ATLAS, <http://www.hep.ucl.ac.uk/atlas/atlantis/>.
- [78] S. Fratina *et al.* *The TRT Fast-OR Trigger*. ATL-COM-INDET-2009-042, ATL-INDET-PUB-2009-002.
- [79] B. G. Taylor. "TTC laser transmitter (TTCex, TTCtx, TTCmx) User Manual, RD12 working document", <http://ttc.web.cern.ch/TTC/TTCtxManualpdf>.
- [80] OKS est un logiciel de l'Institut de Physique Nucléaire de Saint Petersburg : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/DaqHltOks>.
- [81] R est un logiciel d'analyse statistique sous licence libre : <http://www.r-project.org/>.
- [82] R. Reece. *TRT Low Threshold Calibration*. ATL-INDET-INT-2008-002, ATL-COM-INDET-2008-009.
- [83] The ATLAS TRT and SCT Collaborations. *Combined performance tests before installation of the ATLAS Semiconductor and Transition Radiation Tracking detectors*. JINST 3 P08003 (2008).
- [84] Les problèmes pour les bouchons ont été les suivants :
 × De mauvaises connexions, (30) soit au niveau des connecteurs (TTC ou données) à PPF1 (6), soit au niveau des patch-panels (24), où en plus des connecteurs pour le TTC et les

données, on trouve les fibres optiques, les cables ethernet et la connexion avec la carte passive.

× Des pannes réparables (24) : une ligne de données abimée sur le détecteur, 10 ROD-PP et 1 TTC-PP non fonctionnels, 1 TTC-PP avec la mauvaise polarité sur la ligne de réinitialisation, une ligne de température défectueuse, 5 cables TTC, 3 cables ethernet et 2 fibres optiques remplacés.

× Quelques pannes au niveau du détecteur, désormais inaccessible, n'ont pu être réparées : des courts-circuits sur les basses-tensions, affectant 4 triplets (768 canaux), une ligne de commande défectueuse pour un triplet (192 canaux), deux circuits intégrés DTMROC défectueux (32 canaux).

× Quelques zones problématiques du point de vue de la haute tension ajoutent encore 768 canaux inutilisables.

- [85] Le PEEK est un thermoplastique utilisé dans de nombreuses applications industrielles, voir par exemple : <http://en.wikipedia.org/wiki/PEEK>.
- [86] <http://en.wikipedia.org/wiki/Mylar>.
- [87] The ATLAS Collaboration. Chapitres "Reconstruction and Identification of Photons" et "Reconstruction of Photon Conversions". In *Expected Performance of the ATLAS Experiment : Detector, Trigger and Physics*. CERN-OPEN-2008-020 (Vol I), arXiv :0901.0512v3, pp 94-111 et pp 112-140.
- [88] H. Abreu *et al.* *Photon Performance in the ATLAS experiment*. ATL-COM-PHYS-2010-240.
- [89] CDF collaboration. *Measurement of the Inclusive Isolated Prompt Photon Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV using the CDF Detector*. Preprint.
- [90] D0 collaboration. *Measurement of the Isolated Photon Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*. hep-ex/0511054 (2005).
- [91] CDF collaboration. *Measurement of the Cross Section for Prompt Diphoton Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*. hep-ex/0412050 (2005).
- [92] D0 collaboration. *Measurement of the differential cross section for the production of an isolated photon with associated jet in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*. hep-ex/0804.1107 (2008).
- [93] W. Lampl *et al.* *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*. ATL-LARG-PUB-2008-002.
- [94] Tous les codes sont consultables à partir du site :
<https://svnweb.cern.ch/trac/atlasoff/browser/Reconstruction/egamma/>
 On y trouvera notamment :
 egammaTools/trunk/src/EMConversionBuilder.cxx,
 egammaRec/trunk/src/convAODRecVxCand.cxx,
 egammaTools/trunk/src/EMClusterTool.cxx,
 egammaTrackTools/trunk/src/EMExtrapolationTools.cxx,
 egamma/egammaTrackTools/trunk/src/EMAmbiguityTool.cxx.

- [95] ATLAS Collaboration. *Photon Conversions at $\sqrt{s}=900$ GeV measured with the ATLAS Detector*. ATL-COM-PHYS-2010-083.
- [96] Code de M. Hance, visible à : <https://svnweb.cern.ch/trac/atlasoff/browser/Reconstruction/egamma/egammaAnalysis/PhotonAnalysisTools>.
- [97] J. F. Marchand. *Etude de la recherche du boson de Higgs en deux photons dans l'expérience ATLAS au LHC et calibration du calorimètre à Argon liquide*. LAPP-Université de Savoie, Annecy, 2009. Disponible sur <http://hal.in2p3.fr/>.
- [98] Contribution de B. Brelrier au meeting Egamma : <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=75303>.
- [99] <http://dessine-moi-un-physicien.web.cern.ch/dessine-moi-un-physicien/>.