



HAL
open science

Contribution a l'Instrumentation de l'Imageur Cherenkov de l'Experience Spatiale AMS

Marciano Vargas Trevino

► **To cite this version:**

Marciano Vargas Trevino. Contribution a l'Instrumentation de l'Imageur Cherenkov de l'Experience Spatiale AMS. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT : . tel-00009801

HAL Id: tel-00009801

<https://theses.hal.science/tel-00009801>

Submitted on 22 Jul 2005

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 Joseph Fourier-Grenoble 1
Ecole Doctorale de Physique

THESE

présentée pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences de l'Université Joseph Fourier

Spécialité : Physique pour l'Instrumentation

**Contribution à l'Instrumentation de l'Imageur Čerenkov
de l'Expérience Spatiale AMS**

par

Marciano VARGAS TREVIÑO

Thèse soutenue le 19 juillet 2005, devant le Jury composé de :

F. BARAO,	Examineur	LIP, Lisbonne
E. BARRELET,	Rapporteur	LPNHE, Paris
J. BERDUGO,	Rapporteur	CIEMAT, Madrid
M. BUENERD,	Directeur de thèse	LPSC, Grenoble
F. MONTANET,	Président	LPSC, Grenoble

Thèse préparée au Laboratoire de Physique Subatomique et de
Cosmologie de Grenoble
CNRS, IN2P3-UJF

“Je dédie ce travail à ceux et celles qui donnent du sens à chacune de mes journées, ma femme
Teresa, mes fils Gabriel et Raphael et celui (ou celle) qui sera avec nous en 2006.”
Merci

“A ma mère, mon père et ma tante *la gorda maldita*.”

MERCI du fond du cœur

Je remercie le précédent directeur de l'Institut des Sciences Nucléaires, Joël Chauvin ainsi que l'actuel directeur de cet établissement (devenu entre temps le Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble), Johann Collot, de m'avoir accueilli.

Je remercie les membres de mon jury, Fernando Barao, Etienne Barrelet, Javier Berdugo et François Montanet, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Je souhaite particulièrement et chaleureusement remercier Michel Buénerd, tout d'abord pour m'avoir accueilli dans son groupe de recherche et pour avoir encadré avec bienveillance cette thèse. Travailler à ses côtés fut une expérience très enrichissante scientifiquement mais aussi humainement. Il a toujours fait preuve de disponibilité et de patience pour répondre à mes questions et ses réponses furent toujours pour moi très instructives, soit dans le domaine scientifique ou personnel. Voici le témoignage de ma profonde reconnaissance.

Je remercie l'ensemble de l'équipe AMS, en particulier Olivier Véziant et Remy Duperray avec qui j'ai eu la joie de partager des bureaux et de passer des journées toujours enrichissantes et inoubliables, vous faites partie des gens qui émanent une humilité sincère et qui resteront toujours dans mes pensées. Je remercie également Laurent Derome, Aurelien Barrau, Bruny Baret, Julien Grain, Gaelle Boudoul (la petite !), Kostantin Protassov, Mariane Mangin-Brinet. Je remercie en particulier Fernando Barao notre grand collaborateur de Lisbonne qui s'est toujours intéressé à mon travail ainsi que à tous les sujets. Sa passion et son obsession à vouloir tout comprendre l'oblige à porter constamment un feuille de papier et un stylo sur lui. Enfin je voudrais tous vous remercier pour m'avoir bien accueilli toujours avec la disposition et le sourire. J'ai apprécié le dynamisme et la chaleur du group.

Un grand merci au service électronique en particulier à Robert Foglio, Laurent Gallin-Martel, Olivier Rossetto, Cristophe Vescovi. Ils ont fait preuve de beaucoup de patience et de gentillesse pour répondre à mes questions en ce qui concerne l'électronique frontale d'AMS ainsi que leur sourire et de bons moments passés autour de mon séjour au laboratoire.

Je remercie également le service d'instrumentation, en particulier à Jacques Berger, Olivier Zimmerman, Patrick Stassi et Marc Marton pour les bons moments que nous sommes passé ensemble, leur sourire et ses réponses aux questions d'instrumentation. Leur conseils m'ont été précieux.

Un merci spécial à Jean-Pierre Scordilis (*mi guelito querido y amado*) et Ludovic Eraud pour son amitié et tous les moments que nous avons passés au travail et en dehors. Je ne vous oublierai jamais.

Je remercie tous les thésards et ex-thésards du laboratoire dont beaucoup étaient membres de notre fameuse équipe de foot très expérimentée dans la gestion de la défaite.

Un gros merci à toute la communauté mexicaine pour son soutien, ses conseils et les très

bons moments que nous avons passés ensemble. En particulier je remercie mes frères Salvador (*el ídolo de multitudes*), Jesus Arana et Flor, Raul et Ruth. Des gens très specieux à mes yeux. Ce fut un plaisir de partager cette expérience avec vous, d'être toujours ensemble et surtout de continuer la saga au Mexique. Des remerciements spéciales à Fermin, Luisa, Marco, Elias, Angeles, Juan, Naum et Sandra, Alejandra, Paty et Jonathan, Rene et Rocio, Victor Uc et plain d'autres qui ont fait partie de cette agréable séjour sur Grenoble.

Un merci très special a Luisa Bouchalta et Nabil (le fameux «*Nabil mon fils*»). Ce fut plus qu'un plaisir de vous avoir connu. Je vous remercie de votre grand et chaleureux accueil chez vous, de faire ce séjour très special et je vous avoue qu'une partie de mon cœur pleure quand je réalise le fait de ne plus se revoir souvent. Vous êtes une sorte de mère à mes yeux et de grand mère aux yeux de mes enfants. Nabil, je te remercie pour ton amitié et ton esprit très ouvert, je sais que la vie te réserve que de bonnes choses et beaucoup de bonheur ne change jamais !

Enfin, je remercie tout le personnel du labo qui ont interagi d'une façon ou d'une autre avec moi et qui ont fait de mon séjour très agréable.

Merci a tous !

Principales Notations

AMS	: Alpha Magnetic Spectrometer
TOF	: Time of Flight
TRD	: Transition Radiaton Detector
RICH	: Ring Imaging Čerenkov Detector
ECAL	: Electromagnetic Calorimeter
SSI	: Station Spatiale Internationale
PM	: Photomultiplicateur
CERN	: Centre Européen pour la Recherche Nucléaire
AGL	: Aérogel
FLEx	: Flexible Support
SPS	: Super Proton Synchrotron
CIEMAT	: Centre pour la Recherche Energétique, Environnementale et Technologique
LPSC	: Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble
ADC	: Analog to Digital Converter
LCMI	: Laboratoire de Champs Magnétiques Intenses de Grenoble
Gain (x1)	: Gain à l'échelle 1
Gain (x5)	: Gain amplifié 5 fois
CLK	: Clock
ASIC	: A SImplified Circuit
DEL	: Diode Electro-Luminescente
FEC	: Front End Card
CVC	: Convertisseur Courant-Tension
FIFO	: Fan In - Fan Out
HT	: Haute Tension
HV_{min}	: Tension minimale appliquée
HV_{max}	: Tension Maximale Appliquée
DHTI	: Dynamique HT Individuelle
BMP	: Bitmap. Format d'image a 32 bits.
CCD	: Capteur photosensible appelé CCD (Charge Couple Device)
UNAM	: Université Nationale Autonome du Mexique

Table des matières

Principales notations	i
Introduction	1
1 L'expérience spatiale Alpha Magnetic Spectrometer (AMS)	3
1.1 Motivations	3
1.2 L'Expérience Spatiale AMS	9
1.3 Le Détecteur AMS-02	14
1.4 Conditions Spatiales pour l'Expérience AMS-02	18
1.5 Influence du Champ Magnétique	21
2 L'imageur Čerenkov d'AMS	25
2.1 Le rayonnement Čerenkov	25
2.2 Imageurs Čerenkov à focalisation de proximité	28
2.3 L'imageur Čerenkov d'AMS	32
2.4 Prototype de Deuxième Génération de l'imageur	36
2.5 Tests en faisceau d'ions	38
3 La cellule de Photodétection de l'imageur Čerenkov d'AMS	45
3.1 Le Photomultiplicateur du RICH d'AMS	45
3.2 Le Choix du Photomultiplicateur	48
3.3 Électronique frontale de lecture	51
3.4 Sélection de circuits	52
3.5 Guides de Lumière et Intégration des Cellules	61
3.6 Résultats de Test Réalisés a la Cellule de Photodétection	62
4 Test et étalonnage des photomultiplicateurs de l'imageur Čerenkov d'AMS	71
4.1 Étalonnage des PM du RICH	71
4.2 Premier classement des modules : Un peu d'histoire...	74
4.3 Second tri des <i>PM</i> du RICH d'AMS	82

TABLE DES MATIÈRES

4.4	Résultats	85
5	Mesures Optiques sur les Aerogels de l'Imageur Čerenkov d'AMS	95
5.1	Un Peu d'Histoire	95
5.2	Préparation des Aérogels de Silice	96
5.3	Propriétés des AGL	96
5.4	Détermination de l'Indice de Réfraction des Aerogels	99
5.5	Banc de Test	105
5.6	Campagnes de Mesures.	107
	Conclusions et Perspectives	115
	Appendice 1 : Capteurs de Température	117
	Bibliographie	119
	Table des figures	123
	Liste des tableaux	128

Introduction

L'asymétrie entre matière et anti-matière dans l'univers est une question qui n'a pas encore été résolue jusqu'à présent. La découverte de l'existence de domaines d'anti-matière aurait des conséquences majeures dans les théories de physique de particules, notamment en ce qui concerne la violation du nombre baryonique et la symétrie CP, symétrie non respectée dans les modèles de baryogenèse et non compatible également avec les données expérimentales de la physique des particules. Par ailleurs, d'autres modèles prédisent l'existence d'anti-matière primordiale et la présence de domaines de celle-ci dans la galaxie. La détection d'un anti-noyau de charge supérieure à l'unité provenant d'un rayonnement cosmique apporterait une évidence directe de l'existence de ces domaines.

Dans un autre contexte, les observations cosmologiques ont montré que la matière noire est fort prédominante dans l'univers, grâce aux courbes de rotation des galaxies, qui indiquent l'existence d'une composante non visible et qui domine son évolution gravitatoire. La recherche d'objets massifs dans le Halo de notre galaxie en utilisant l'effet de microlentille gravitationnelle permet de déterminer que cette composante non visible n'est pas composé de ceux-ci. Néanmoins, les simulations de la formation des galaxies et des structures à grande échelle donnent un avis favorable au fait que cette composante non visible soit dûe aux particules qui ont des interactions faibles, avec comme candidat naturel le neutralino même dans le cadre des extensions supersymétriques du modèle standard de la physique des particules. L'annihilation de ces particules dans le halo de la galaxie pourrait être détectée par des déviations dans les spectre de positrons, antiprotons, et antideutérium du rayonnement cosmique, ainsi que dans les spectres des gammas de haute énergie.

La recherche de ces signaux dans le rayonnement cosmique et leur interprétation seront fortement liées à la connaissance des processus de transport du rayonnement cosmique. Le spectre est ainsi calculé en utilisant des modèles qui peuvent décrire les composant primaires et secondaires ainsi que le spectre de diffusion des gammas. Parmi les paramètres libres de ces modèles qui peuvent être dérivés des mesures dans l'héliosphère, sont la composition et le spectre dans la galaxie, ainsi que les propriétés du disque et du halo galactique, même si des mesures de précision de la composition chimique et isotopique des rayonnement cosmiques dans un vaste

TABLE DES MATIÈRES

domaine d'énergie nous permettrait de valider les modèles et de réduire les incertitudes dans la détermination de ces paramètres libres.

Une expérience a été conçue pour essayer de répondre à ces questions. Au chapitre 1 nous allons présenter les motivations qui ont contribué à développer l'expérience Alpha Magnetic Spectrometer (AMS). Dans le chapitre 2 nous discuterons sur les propriétés de l'imageur Čerenkov d'AMS que le Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble a développé avec deux prototypes et finalement avec la construction des cellules de l'imageur finale. Le chapitre 3 sera consacré dans la première partie à rappeler l'étude du choix du photomultiplicateur pour l'imageur suivi d'une série de tests. La deuxième partie décrit le développement de l'électronique frontale entièrement développé au Laboratoire dont nous avons eu la tâche de la caractérisation ainsi que la sélection des circuits pour la version finale de l'imageur. Nous nous sommes impliqués ensuite sur l'assemblage des cellules de photodétection et surtout nous avons proposé une méthode d'étalonnage à la collaboration afin d'obtenir les meilleures performances des cellules et qui fait l'objet du chapitre 4. Finalement nous nous sommes investis sur le développement d'un banc de test pour déterminer des propriétés optiques du matériau radiateur choisi par la collaboration. Notamment la détermination de l'indice de réfraction et qui fait l'objet du chapitre 5. Finalement nous tirons les conclusions de ce travail et nous en traçons les perspectives à court et à long terme.

L'expérience spatiale Alpha Magnetic Spectrometer (AMS)

1.1 Motivations

1.1.1 Rayonnement Cosmique

Le rayonnement cosmique est constitué essentiellement des noyaux d'atomes ionisés ($\sim 90\%$ protons, $\sim 9\%$ particules alpha, $\sim 1\%$ noyaux lourds) qui atteignent l'atmosphère avec une fréquence probable de $10^3 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, dont l'interaction avec l'atmosphère génèrent des particules secondaires (principalement muons, électrons, gammas). Le domaine d'énergie des rayonnement cosmiques est large. Il s'étend du KeV à 10^{20} eV. Le rayonnement cosmique de très basse énergie est d'origine solaire, comme le montrent les corrélations temporelles entre l'augmentation du flux du rayonnement et les éruptions solaires.

La composition chimique du rayonnement cosmique fournit des informations sur l'abondance des éléments à la source et leur propagation dans le milieu interstellaire. Les abondances des rayonnements cosmiques mesurés [1] sur terre sont montrées sur la figure 1.1. Nous pouvons constater un effet : plus les éléments sont stables, plus sont abondants ceux qui ont un nombre pair des protons et des neutrons. En revanche il existe encore des différences :

- ⊢ L'hydrogène et l'Helium sont les éléments plus abondants mais, cette abondance reste inférieure dans le cas du rayonnement cosmique.
- ⊢ Les éléments légers Li, Be, B et les éléments Sc, Ti, V, Cr et Mn sont beaucoup plus abondants dans les rayonnements cosmiques que dans le système solaire.
- ⊢ Le potentiel d'ionisation dans la plupart des éléments qui forment le rayonnement cosmique est bas.

Le spectre d'énergie témoigne des mécanismes d'accélération des rayonnements cosmiques. Le spectre observé[2] est dans la région 10^9 eV - 10^{20} eV. La figure 1.2 présente le flux total du rayonnement cosmique en fonction de l'énergie. La figure suit une loi de puissances qui est de la forme :

1.1 Motivations

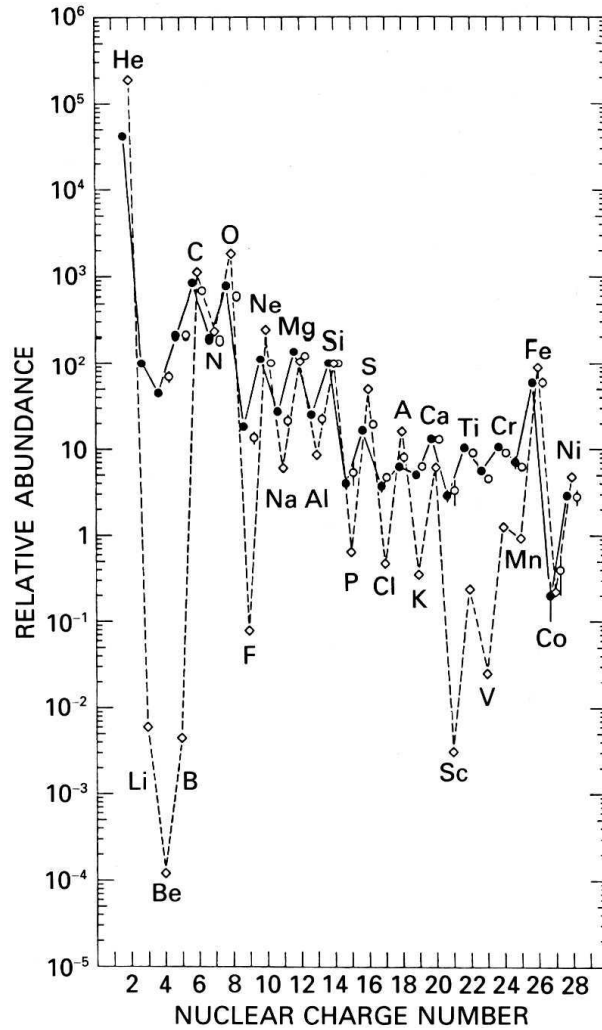


FIG. 1.1 – Abondance relative des éléments présents dans le rayonnement cosmique au sommet de l’atmosphère. (○) : données basse énergie (70 – 280 MeV/A). (●) : compilation de données à 1 – 2 GeV/A. (◇) : Référence des abondances relatives dans le système solaire. Les données sont normalisées à $[Si] = 100$. d’après J.A. Simpson(1983) [1].

$$\frac{d\Phi}{dE} \sim E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

où Φ est le flux de particules, E est l’énergie par nucléon et γ est une constante appelée indice spectral. Dans le spectre nous pouvons distinguer trois zones où l’indice γ a des valeurs différentes :

- † Dans la zone de $E < 5 \times 10^{15}$ eV où on observe une rupture de pente dite le genou la valeur de γ est : $\gamma = 2.7$.
- † Après le genou jusqu’à $E \sim 3 \times 10^{18}$ eV dite la cheville la pente est supérieure, $\gamma = 3.1$.
- † Après la zone de la cheville, γ reviens à 2.7.

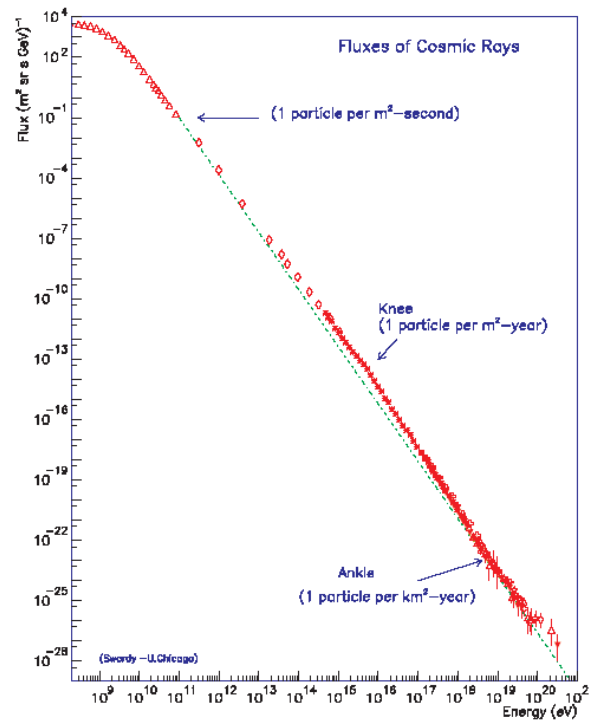


FIG. 1.2 – Spectre d'énergie des rayonnement cosmiques mesures sur terre pour toutes les particules.

Origine et Propagation des Rayonnement Cosmiques

Aujourd'hui, il est admis que les supernovae sont les sources probables du rayonnement cosmique galactique (avec des énergies jusqu'à $\sim 10^{14}$ eV) avec un mécanisme d'accélération probable.

D'autres objets astrophysiques qui pourraient être la source du rayonnement cosmique sont les noyaux actifs des galaxies AGN (Active Galactic Nuclei) ou les explosions des sources gammas GRB (Gamma Ray Burst) ou même les étoiles du type Wolf-Rayet¹, mais jusqu'à présent nul n'a pu établir des rapports entre ces sources et la production ou accélération du rayonnement cosmique.

Les rayon cosmique avec des énergies supérieures à 10^{20} eV sont les plus controversés. L'interaction de ces rayonnements (principalement des protons) avec les photons du fond cosmique de micro ondes induit des pertes d'énergie dues à la photoproduction de pions [3] (quand la particule a une énergie supérieure à un certain seuil, et celle-ci fait une interaction avec un photon, elle perd une partie de son énergie pour l'émission d'un pion). Les rayonnements cosmiques sont détectés sur terre ne peuvent pas excéder une limite d'énergie de l'ordre de 5×10^{19} eV pour les protons. Cette limite est couramment appelée limite GZK. Quelques expériences semblent d'avoir détecté des rayonnements cosmiques avec des énergies supérieures à la limite

¹Les étoiles du type Wolf-Rayet sont des objets massifs ($M > 25-30 M_{\odot}$) avec beaucoup de luminosité. Durant toute leur durée de vie ($\sim 5 \times 10^5$ ans), ces étoiles émettent une quantité de matière et énergie cinétique proportionnelle à un événement de type supernovae.

1.1 Motivations

GZK, néanmoins leur origine reste toujours inconnue et les résultats obtenus par ces expériences sont controversés [4, 5].

Pour identifier les sources, il est nécessaire de comparer les abondances des éléments des sources avec celles qui ont été mesurées sur terre. Une surabondance observée de quelques éléments dans les rayonnements cosmiques par rapport à celles du système solaire (principalement de noyaux légers) s'explique dans la plupart de cas avec les réactions des noyaux abondants durant leur propagation dans le milieu interstellaire. Les éléments C et O produisent les éléments légers Li, Be et B, tandis que le fer (Fe) produit Sc, Ti, V, Cr et Mn.

La mesure précise de rapports des abondances B/C, $^3\text{He}/^4\text{He}$, $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$, et subFe/Fe permet de déterminer les paramètres des modèles de propagation du rayonnement cosmique (avec le temps de confinement dans la galaxie, le nombre de supernovae, la densité et les abondances du milieu interstellaire). Ces études nécessitent une mesure exhaustive et précise de la composition du rayonnement cosmique dans un grand domaine d'énergie.

Accélération des Rayonnement Cosmiques

Le spectre d'énergie observé dans la figure 1.2 est produit par la combinaison de l'injection, accélération et propagation du rayonnement cosmique depuis son origine à travers le milieu interstellaire. Les supernovas et en particulier les fronts d'onde de choc associés sont considérés actuellement comme les sources les plus probables pour produire l'accélération des RC galactiques. D'une part le flux d'énergie produit par l'explosion (et la fréquence) des supernovas favorisent l'accélération avec une cadence comparable aux flux des RC dans le domaine d'énergie observé. D'autre part, la détection du rayonnement synchrotron dans ces régions ont mis en évidence l'existence des électrons accélérés à grandes vitesses. L'échappement des RC hors de la galaxie est lié avec l'énergie des particules.

La valeur de l'indice spectral ne dépend presque pas de la charge ou du nombre atomique des éléments. La figure 1.3 présente le spectre d'énergie différentiel des principaux composants des RC et qui suggère un même mécanisme d'accélération.

1.1.2 Matière Noire

La plupart du contenu matériel qui constitue l'univers n'est pas lumineux. Les preuves d'existence de matière noire sont apportées par la dispersion des vitesses des galaxies et les courbes de vitesse de rotation de galaxies spirales qui montrent que ces systèmes sont plus massifs que les objets lumineux. La matière noire est non baryonique, c'est à dire, elle n'est pas composée de protons et neutrons. Le neutrino a été la première particule proposée pour son caractère abondant et sa faible interaction. En revanche, sa masse n'est pas suffisamment grande pour expliquer l'excès de matière observée. Et en plus les mesures du fond cosmique de micro ondes nous confirment que la matière noire doit être non relativiste.

Dans la physique des particules au delà du modèle standard existent plusieurs candidats non baryoniques. L'un d'eux est le neutralino χ (la particule stable la plus légère des extensions supersymétriques du modèle standard). Si l'on suppose que les galaxies se trouvent immergées

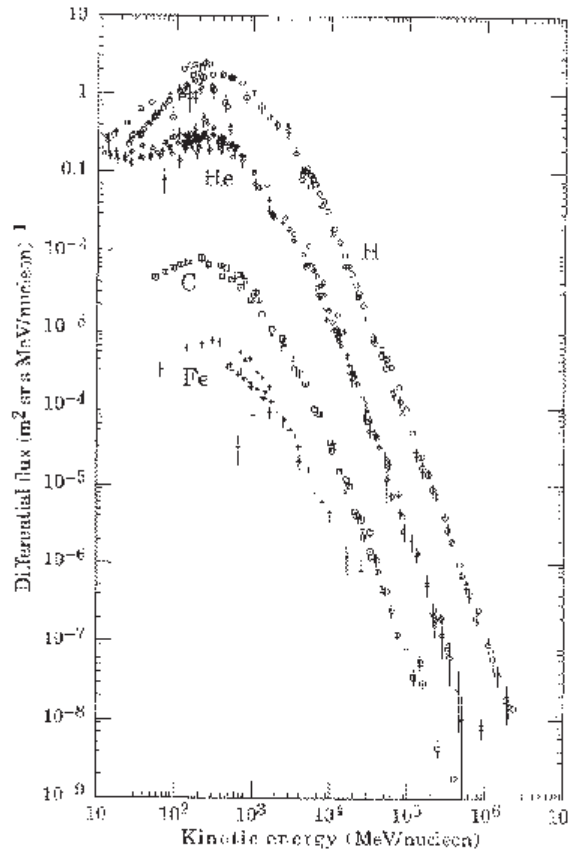


FIG. 1.3 – *Spectre d'énergie des RC des composants principaux.*

dans un halo constituée de neutralinos (χ), les spectres mesurés des produits d'annihilation du type $\chi+\chi \rightarrow e^-e^+$, $\chi+\chi \rightarrow p\bar{p}$, $\chi+\chi \rightarrow D\bar{D}$, et $\chi+\chi \rightarrow \gamma\gamma$ pourraient confirmer cette hypothèse.

Dû à la grande quantité d'électrons, protons et noyaux présents dans les composants primaires et secondaires des rayonnements cosmiques il est probable la détection des signaux d'annihilation avec des antiparticules. La génération de positrons, d'antiprotons, et d'antideutrons peuvent être générés par les rayonnements cosmiques durant sa propagation dans le milieu interstellaire. Dans le cas des positrons si l'annihilation des neutrinos est produite dans le halo de la galaxie nous nous attendrions à une augmentation du rapport e^-/e^+ autour de la masse du neutralino car l'annihilation a eu lieu avec les particules au repos. La figure 1.4 présente cet rapport. De la même manière, sachant que le flux des antiprotons secondaires décroît dans de domaines d'énergie inférieures à 1 GeV [6] nous pourrions observer également une surpopulation dans le rapport \bar{p}/p prédit par les modèles de propagation. D'autre part compte tenu du fait que le nombre d'antideutrons secondaires est négligeable aux énergies inférieures à 3 GeV [7], nous avons ainsi une autre fenêtre de détection². La figure 1.5 montre le phénomène.

Les rayons gamma produits par l'annihilation de neutralinos peuvent être détectés d'une

²dans ce cas supersymétrique

1.1 Motivations

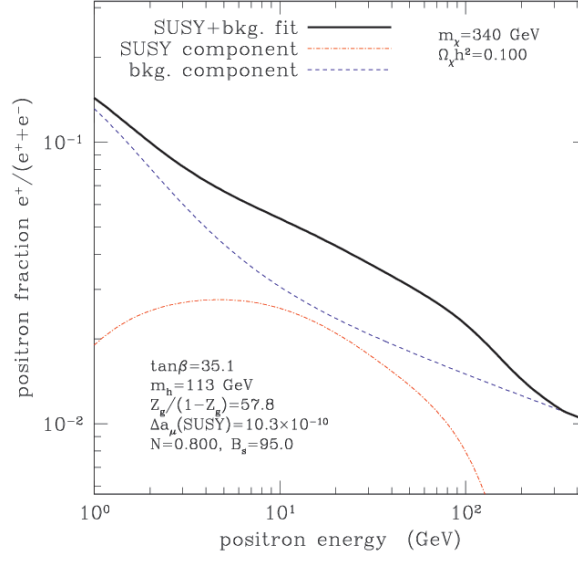


FIG. 1.4 – Surpopulation du rapport e^+/e^+e^- dû au nombre de positrons produits par annihilation de neutralinos. La courbe Pointillé présente la composant supersymétrique. La courbe des traits représente la contribution d'autres processus. Solide : L'addition de deux.

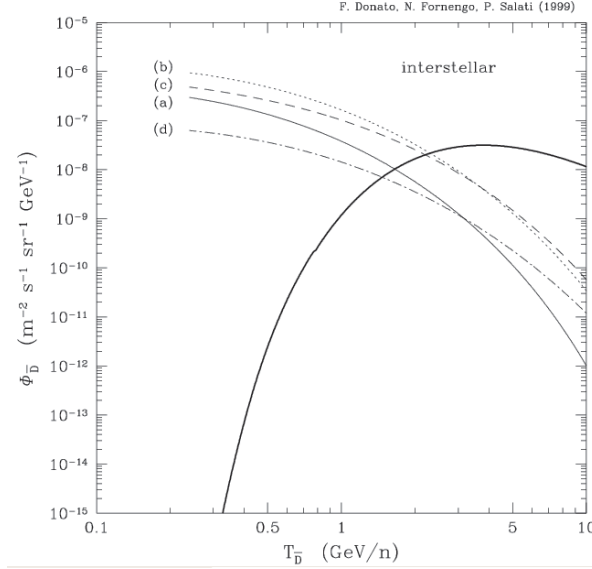


FIG. 1.5 – Evolution du flux d'antideutrons secondaires par rapport à l'énergie.

part dans le fond diffus de rayonnement gamma comme un excès de flux du spectre dans la région autour la masse des neutralinos et d'autre part par le lignes d'émission. Le modèle du Halo galactique produit par la matière noire froide de Navarro, Frenk y White ont prédit une augmentation significative de la distribution de la masse proche du centre du Halo[11]. Utilisant ce modèle dans la voie lactée une augmentation d'émission des gammas serait produite au centre de la galaxie et en plus l'annihilation des neutralinos cosmologiques pourrait produire une émission gamma au fond diffus extragalactique. Une maitrise dans le bruit de fond est

nécessaire car l'ordre de grandeur des phénomènes est faible.

1.1.3 Antimatière

La théorie la plus robuste de l'origine et évolution de l'univers est celle du Big-Bang. En revanche, le mécanisme de baryogenèse reste toujours inconnu. Les conditions de la baryogenèse ont été introduites par Shkarov en 1967 [13]. La non conservation du nombre baryonique et les violations de C et CP en état hors d'équilibre thermodynamique. Ces conditions ont été produites dans les premiers instants de la création de l'univers, cependant le mécanisme qui a provoqué l'asymétrie reste inconnu. Les données du fond diffus des rayons gamma nous permet d'installer des coupures inférieures par rapport à la taille maximale des régions d'antimatière. Si l'on suppose que la matière et l'antimatière se sont installées dans des endroits séparés. Une région fortement dominée par la présence d'antimatière se trouverait à 1 Gpc [14]. Néanmoins cette distance est valable pour des univers avec un quantité similaire de matière et antimatière.

La recherche d'antimatière se fait au moyen de détection d'antiparticules primaires des RC. Les positrons et les antiprotons sont des particules produites par les interactions des RC avec le milieu interstellaire. La probabilité que des noyaux plus lourds que l'hydrogène soient produites dans des collisions cosmiques reste négligeable mais dans le cas où ils existent la seule possibilité de génération reside dans les anti-étoiles. Donc une détection directe d'un $\bar{H}e$ prouverait l'existence d'anti-étoiles ou des anti-galaxies. C'est ainsi que les détecteurs doivent être capables d'identifier les particules avec une bonne résolution en énergie, une grande sensibilité et des temps de mesure suffisamment large.

1.2 L'Expérience Spatiale AMS

Dans le but de répondre à ces questions, un étude expérimentale ayant comme but d'analyser les composants des rayonnement cosmiques a été mis en place en deux étapes. La première a été le développement préliminaire d'un spectromètre magnétique AMS-01 et qui a volé à bord de la navette spatiale DISCOVERY. La deuxième partie a comme but majeur l'installation de l'expériment AMS-02 sur la Station Spatiale Internationale pour un séjour de trois ans.

1.2.1 Le Détecteur AMS-01

Le but principal du détecteur AMS-01 a été de valider les principes de mesure et constater le bon fonctionnement technique dans l'espace. Ce détecteur a volé autour de la terre à bord de la navette spatiale DISCOVERY pendant 10 jours. L'orbite³ sur laquelle la navette s'est déplacée a permis de réaliser des études sur les flux des particules. Plus de 100 millions d'événements ont été pris pendant sa durée de vol. Les différents éléments du détecteur sont :

- **Aimant.** Il s'agit d'un aimant permanent du forme cylindrique de 111.5 cm du diamètre interne et 80 cm d'hauteur. Il est construit par 64 blocs de Nd-Fe-B [15] et ordonnés de tel manière que le champ est uniforme et perpendiculaire par rapport à l'axe de l'aimant

³La navette a volée sue une orbite de 51.7 degrees d'inclinaison avec une hauteur variable entre 320 et 390 km

1.2 L'Expérience Spatiale AMS

avec un moment dipolaire négligeable, de 0.15 T m^2 et son acceptation est de $0.82 \text{ m}^2\text{sr}$. La fonction de cet aimant est de fournir la courbure nécessaire afin de mesurer la rigidité des particules chargées.

- **Tracker.** Ce détecteur se trouve à l'intérieur de l'aimant. Il est principalement constitué de six plans de détecteurs de silicium [16] avec une résolution de $10\mu\text{m}$ dans le plan perpendiculaire au champ magnétique et $30\mu\text{m}$ dans l'axe parallèle. Les six plans sont perpendiculaires à l'axe de symétrie de l'aimant. La tâche du tracker est de mesurer d'un part la position de la particule qui traverse le détecteur ainsi que l'énergie déposée par le passage. La reconstitution de la trajectoire de la particule nous permet de reconstituer la rigidité et la charge de la particule.
- **Les Hodoscopes du Temps du Vol ou TOF (Time of Flight).** Le TOF est fait de quatre plans de plastique scintillateur et ordonnés par groupes de deux et placés au dessus et au dessous de l'aimant. Chaque plan [17] est constitué de 14 plastiques de 1cm d'épaisseur et 11 cm de large. Trois photomultiplicateurs sont en contact avec chaque extrémité afin de déterminer la vitesse de la particule et la charge Z par la mesure de la perte d'énergie (dE/dx) par ionisation dans les plans scintillateurs. La résolution spatiale obtenue pour l'ensemble des modules a été de 14.5-18.5mm, autrement dit, 115-125ps en résolution temporelle. Ce détecteur déclenche également l'acquisition des données au moyen des coïncidences entre ses 4 plans.
- **VETO Counters.** Ce détecteur a été constitué de 16 plastiques scintillateurs de 8mm d'épaisseur couplés à deux photomultiplicateurs aux extrémités et placés autour de l'aimant. Le principal but de ce détecteur est de désactiver le signal de déclenchement provenant du TOF dans le cas où la particule n'arrive pas à traverser l'ensemble des plans qui conformément le tracker ou quand la particule traverse l'aimant transversalement.
- **Compteur à seuil Čerenkov.** Il est placé au dessous du plan inférieur du TOF et il est constitué par deux couches de 168 cellules. Chaque cellule [8] est composée de 8 blocs d'aérogel de silice de 11 mm d'épaisseur ayant un indice de réfraction $n=1.035$. Les photons produits par le passage de la particule à travers de ce matériau sont collectés au moyen des photomultiplicateurs couplés au 8 blocs. Ce détecteur permet la séparation e^-/p dans un domaine d'énergie inférieur à $3.5\text{GeV}/c$.

La figure 1.6 présente le détecteur AMS-01.

Résultats

Aucun $\bar{H}e$ n'a été détecté pendant le vol. Néanmoins la figure 1.7 montre la rigidité des événements reconstruits. Une limite supérieure au rapport $\bar{H}e/He$ a été déterminée de 1.1×10^{-6} supposant le même spectre pour les deux particules. La figure 1.8 montre cette coupure.

En ce qui concerne la mesure des flux des composants primaires dans le rayonnement cosmique, la statistique obtenue par ce propos a été la suivante :

- Autour de 10^7 protons dans le domaine d'énergie cinétique 0.1-200 GeV. La figure 1.9 montre le flux de protons avec des mesures expérimentales en ballons [20, 22]. L'ajustement du spectre dans le domaine de rigidité de 10-200 GeV donne un indice spectral $\gamma = 2.78 \pm 0.009$. La statistique obtenue par les différentes positions géographiques a confirmée le caractère isotrope du flux du rayonnement cosmique primaire au niveau de 1%.

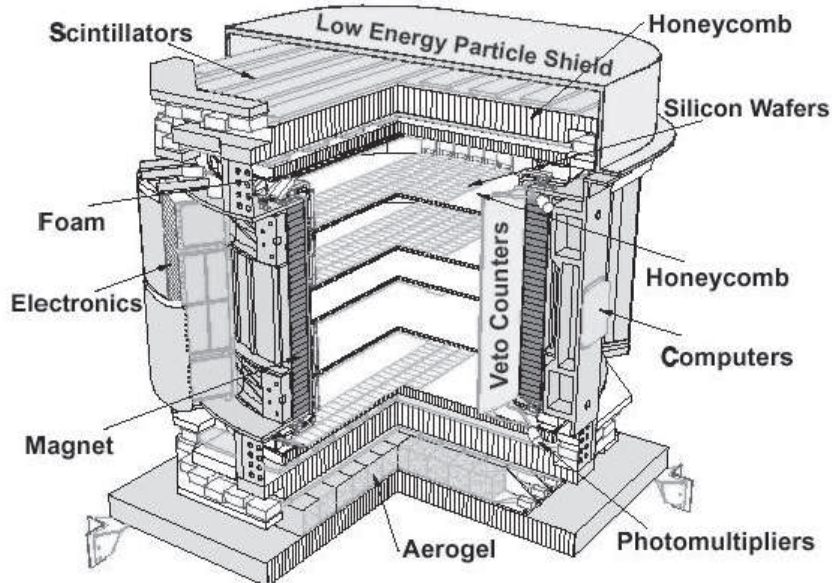


FIG. 1.6 – Vue schématique du détecteur AMS-01.

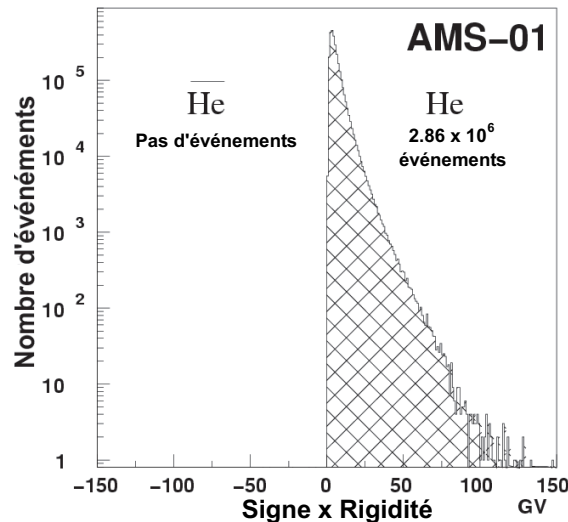


FIG. 1.7 – Rigidité multiplié avec le signe de la charge de la particule $Z=2$ dans la recherche d'anti-hélium.

- Autour de 10^6 noyaux d'Helium domaine d'énergie cinétique 0.1-100 GeV/nucléon. La figure 1.10 montre le spectre du flux d'helium mesuré et comparé avec des expériences en ballon [20, ?, 23]. L'indice spectral γ obtenu a été de 2.74 ± 0.010 .
- Autour de 10^5 électrons et positrons dans les domaines d'énergie cinétique 0.2-30 GeV/nucléon pour les électrons et de 0.2-3 GeV pour les positrons. La figure 1.11 montre la fraction différentielle des positrons par rapport à l'énergie avec différents expériences [24, 27].

Dans les données également, présent un flux secondaire au dessous de la coupure géomagnétique. Ce spectre a la caractéristique d'avoir le même flux ascendante et descendante, ayant

1.2 L'Expérience Spatiale AMS

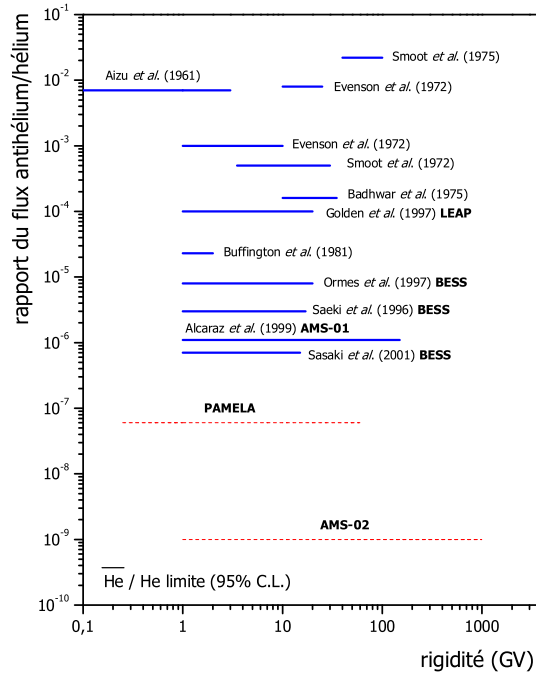


FIG. 1.8 – *Limit supérieure du rapport du flux $\bar{H}e/He$.*

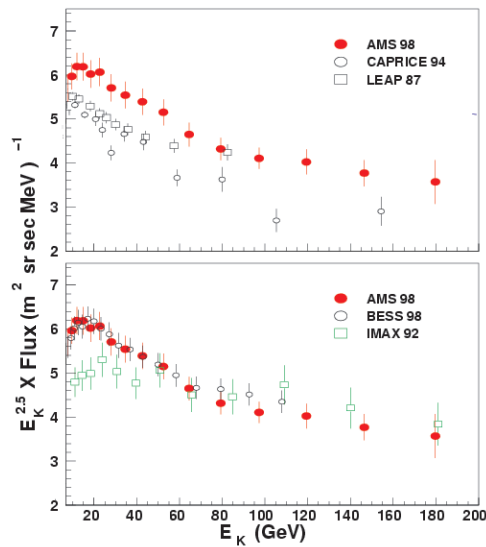


FIG. 1.9 – *Spectre primaire de protons mesuré par AMS-01 (mis à l'échelle par $E_K^{2.5}$).*

le flux maximal à l'équateur magnétique⁴. La figure 1.12 présente cet effet. Nous constatons aussi que la composition dans les cas des électrons, positrons et $Z=2$ est différente de celle observée dans les composants primaires. En particulier le flux secondaire de $Z=2$ est fortement

⁴ $\sim 70\text{m}^2\text{s}^{-1}\text{sr}^1$ pour protons

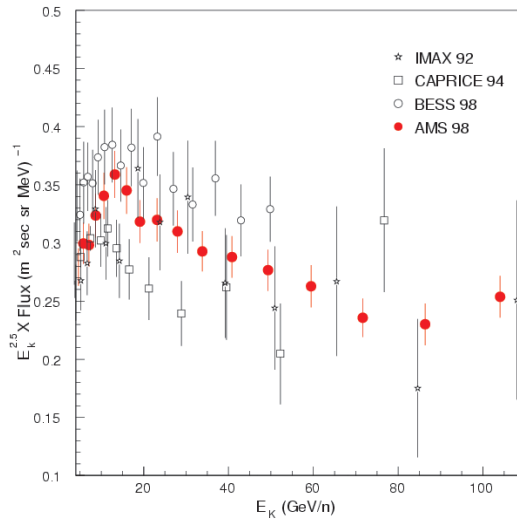


FIG. 1.10 – Spectre primaire d’helium mesuré par AMS-01 en fonction avec l’énergie cinétique par nucleon.

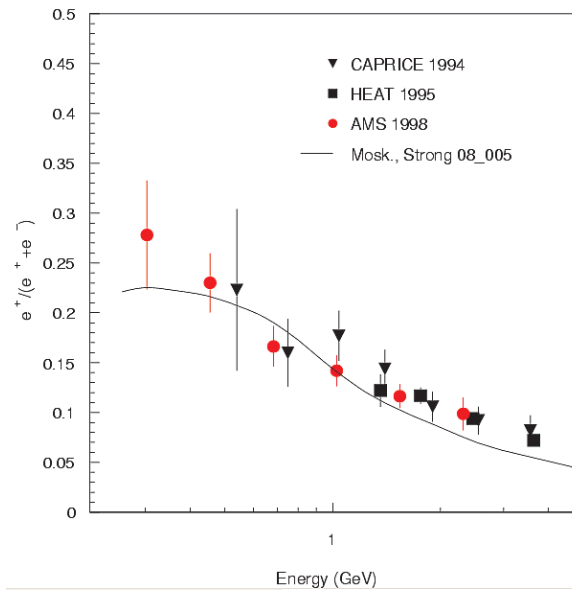


FIG. 1.11 – Fraction différentiel de positrons par rapport aux autres expériences.

dominé par ^3He , tandis que la composition dans les RC primaires est plutôt $^3\text{He}/^4\text{He} \approx 0.15$. Dans les cas des électrons et positrons le rapport e^+/e^- change de 4 (equateur) à l’unité (deux pôles).

Des simulations Monte-Carlo [30, 34] ont été réalisées pour comprendre l’origine et les propriétés de ce flux secondaire. Dans ces simulations le flux primaire interagit avec l’atmosphère terrestre [28] et le produit est ensuite propagé dans le champ magnétique terrestre [29] jusqu’à atteindre la surface couverte par la trajectoire de la navette. Les résultats des ces simulations sont en très bon accord avec le flux secondaire observé ainsi que ses propriétés. La

1.3 Le Détecteur AMS-02

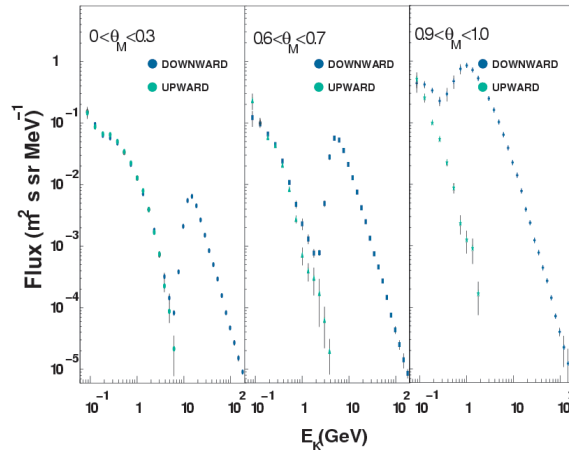


FIG. 1.12 – Spectre complet de protons en sens descendant pour trois valeurs de latitude magnétique différentes. Le spectre de protons ascendants est aussi représenté.

variation dans la composition des électrons et positrons est dûe aux effets du champ magnétique terrestre, particulièrement l'asymétrie dans la zone est-ouest de la coupure géomagnétique du spectre de protons primaires. La composition isotopique anormale pour $Z=2$ est bien simulée en utilisant un modèle de coalescence des éléments légers aux interactions des particules primaires avec l'atmosphère.

Dans un contexte général, les mesures obtenues par AMS-01 sont en bon accord avec les expériences en ballons, en revanche à basse énergie la modulation solaire joue un rôle important.

1.3 Le Détecteur AMS-02

La figure 1.13 montre le détecteur AMS-02 tel qu'il sera installé sur l'ISS. Il a été conçu pour présenter les propriétés suivantes :

- Peu de matière sur la trajectoire de la particule pour éviter que le détecteur ne soit lui-même une source de bruit de fond par diffusion nucléaire. En contre partie, cela ne favorise pas la détection gamma par le mode conversion en paire.
- Des mesures redondantes de la vitesse et de la quantité de mouvement entre différents instruments pour s'affranchir des possibles diffusions nucléaires dans le détecteur.
- Un grand angle solide, l'acceptance géométrique sera de $0.5 \text{ m}^2 \text{ sr}$.
une réjection proton/positron supérieure à 10^6 .
- Une résolution en vitesse $\Delta\beta/\beta \sim 0.1\%$ pour distinguer les différents isotopes ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$ et ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ dans le domaine $p/A \leq 12 \text{ GeV}/c$
- Une séparation en charge des éléments jusqu'à la région du Fer.

Pour satisfaire les objectifs scientifiques, AMS est en réalité un assemblage judicieux des sous détecteurs suivants (la dénomination anglaise est indiquée entre parenthèses) :

- **Le détecteur de rayonnement de transition (TRD pour Transition Radiation Detector).**
Son rôle est de distinguer au sein du RC la composante leptonique (essentiellement des e^+

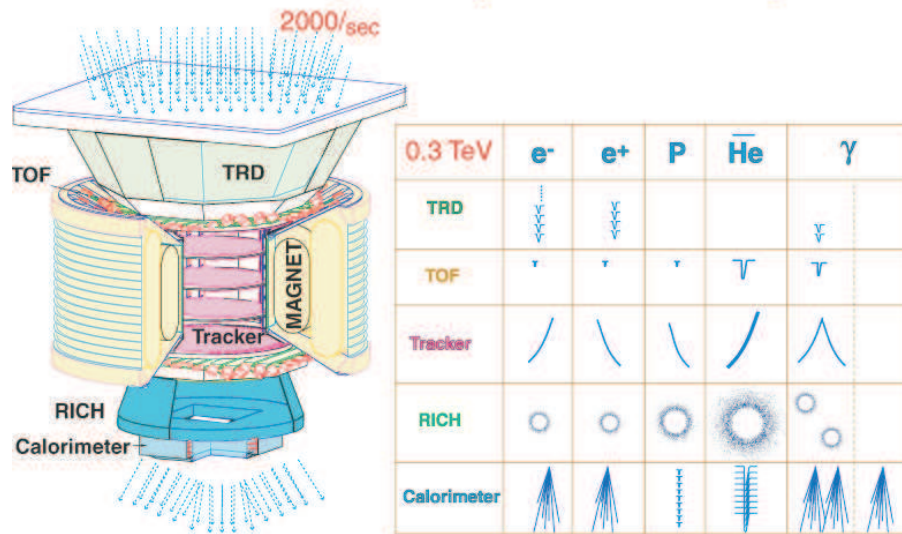


FIG. 1.13 – Vue CAO du détecteur AMS et de sa réponse à différentes particules.

et des e^-) de la composante hadronique (p , \bar{p} et noyaux légers). En effet, à haute énergie, il est difficile de distinguer les e^+ des p qui ont la même charge. Le facteur de réjection est de 10^2 - 10^3 sur la gamme 1.5-300 GeV. Le TRD est constitué de 20 modules de milieux radiateurs différents séparés par des plans de détecteurs de photons X (détecteurs gazeux cylindriques). Le passage d'une particule chargée dans les interfaces d'entrée et de sortie de chaque couche génère un rayonnement. Ce rayonnement est produit uniquement si le facteur de Lorentz de la particule est supérieur à une valeur entre 300-400. Pour des p et des e^+ avec une énergie inférieure à 300 GeV, seuls les e^+ satisfont cette condition ce qui les distingue des p . La probabilité d'émission est faible ($\sim 1\%$) et c'est la multiplication des couches qui permet d'obtenir un signal détectable.

- † **Les hodoscopes de temps de vol (TOF pour Time of Flight)**. Situés au-dessus et en-dessous de l'aimant supraconducteur, ils sont constitués de 4 plans de 8, 8, 10 et 8 palettes de scintillateurs (11 cm) respectivement. Il permet d'indiquer aux autres détecteurs le passage d'une particule chargée et de déclencher l'électronique d'acquisition. La résolution en temps est de l'ordre de 140 ps. Il permet aussi d'indiquer le sens de passage de la particule et la valeur de sa vitesse. Ceci est essentiel pour distinguer la matière de l'anti-matière car un proton qui rentre par le bas du détecteur possède la même courbure qu'un antiproton qui rentre par le haut. Enfin, la mesure de la perte d'énergie (dE/dx) par ionisation dans les scintillateurs permet aussi de contribuer à la détermination de la charge Z des particules.
- † **L'aimant supraconducteur (Magnet)**. Il remplace l'aimant permanent de la première phase d'AMS. Il produira au centre du détecteur un champ magnétique de 0.8 Tesla. Grâce à cet aimant, une particule chargée suit dès lors un rayon de courbure proportionnel à la quantité de mouvement divisé par la charge (la rigidité). Cet aimant est indispensable

1.3 Le Détecteur AMS-02

pour la détection de l'antimatière puisque seuls des rayons de courbure opposés dans le champ magnétique permettent de distinguer une particule de son antiparticule.

- † **Le trajectomètre (Tracker)**. Noyé au sein du champ magnétique, il est constitué de 8 plans de détecteurs silicium (de 7 m^2) à bandelettes double face. La position des bandelettes touchés permet la mesure du rayon de courbure de la particule, l'énergie déposée dans ces mêmes bandelettes, la mesure de la charge de la particule et, en fin de compte, cela conduit à la mesure de la quantité de mouvement de la particule avec une incertitude $\Delta p/p \sim 2\%$ pour une rigidité inférieure à 10 GV environ.
- † **L'imageur Cherenkov (RICH pour Ring Imaging Cherenkov Counter)**. Comme son nom l'indique, il s'agit d'un détecteur Cherenkov permettant la déduction, à partir de la mesure de l'angle d'ouverture du cône de lumière émis par des particules "supraluminiques" dans le milieu radiateur, de la vitesse de ces dernières. Ainsi grâce à la mesure de la quantité de mouvement par le tracker et de la vitesse par le RICH, il est possible d'obtenir la masse des particules ce qui permet l'identification des isotopes (jusqu'à $A \approx 20$). Le RICH permet aussi une mesure de la charge de la particule car le nombre de photons appartenant au cône de lumière est proportionnel à Z^2 . Le RICH contribue également à la discrimination e^-/\bar{p} et e^+/p . Le RICH sera décrit avec plus de détails dans le Chapitre 2.
- † **Le calorimètre électromagnétique (ECAL pour Electromagnetic Calorimeter)**. D'un volume de $648 \times 648 \times 165 \text{ mm}^3$, il constitue un assemblage de plus de 43000 fibres scintillantes noyées dans du plomb. Il est destiné à mesurer l'énergie des particules électromagnétiques (e^+ , e^- et γ (pour l'astronomie gamma)). La dégradation de l'énergie se fait par interactions successives avec le milieu avec à chaque fois création d'autres particules électromagnétiques qui vont produire une cascade appelée gerbe. La lumière émise par les fibres scintillantes est collectée par 324 photomultiplicateurs. La reconstruction de la gerbe en 3 dimensions permet la séparation des particules d'origine hadronique des particules d'origine électromagnétique. Le facteur de réjection est de 10^4 jusqu'à 500 GeV et la mesure en énergie des particules électromagnétiques est possible entre 1 et 1000 GeV. Ce sous détecteur est placé en dernier puisqu'il "arrête" les particules.

Le tableau (1.1) résume les différentes gammes de détection de particules autorisées par AMS. Les limites supérieures instrumentales sont fixées, soit par la précision sur les mesures de la quantité de mouvement, soit par la gamme d'identification des particules. Les limites inférieures sont fixées par les coupures des faibles quantités de mouvement pour le spectromètre magnétique, ou par les seuils physiques (par exemple l'effet Cherenkov). Les chiffres donnés doivent être considérés comme des ordres de grandeur, les limites statistiques étant ignorées. Les véritables limites vont dépendre fortement de la statistique relative des particules en fonction du bruit de fond associé.

Sur la figure 1.13 [39], le tableau résume de façon schématique la réponse de chaque sous détecteur d'AMS suivant la nature de la particule qui le traverse pour une énergie inférieure à 0.3 TeV. Par exemple, si l'on considère le cas du proton d'énergie inférieure du seuil : il ne laisse aucun signal dans le TRD, ce dernier n'est sensible qu'aux particules électromagnétiques pour cette gamme d'énergie. Ensuite le proton laisse un signal dans le TOF et dans le tracker où sa trajectoire est courbée par l'aimant dans un sens contraire des particules de charge négative.

Particules	p_{min}	p_{max}	Commentaires
e^-	≈ 0.3	≈ 3000	limite supérieure fixée par la résolution de la rigidité
e^+	≈ 0.3	≈ 300	limite supérieure fixée par le TRD
proton	≈ 0.3	≈ 3000	limite supérieure fixée par la résolution de la rigidité
Identification en charge des éléments			
ions $Z \lesssim 20$	≈ 0.3	≈ 1500	Dépendant des performances du RICH
Identification en masse des isotopes			
ions $A < 4$	1 à 4	≈ 20	Dépendant des performances du RICH
ions $4 < A \lesssim 20$	1 à 4	≈ 12	
Antimatière			
\bar{p}	≈ 0.3	≈ 3000	Dépendant de la discrimination \bar{p}/e^-
ions	≈ 0.3	≈ 1500	$\overline{He}, \overline{C}$

TAB. 1.1 – Résumé de la gamme de détection des différentes particules par AMS-02. Les quantités de mouvement sont données en GeV/c ou en GeV/c par nucléon pour les ions avec $A > 1$ [39].

Il génère un anneau Cherenkov dans le RICH. Enfin, il arrive dans l’ECAL où il laissera une trace très différente des gerbes électromagnétiques.

Les améliorations faites dans AMS-02 et la longue période dans la Station Spatiale Internationale permettra augmenter le domaine d’énergie jusqu’au TeV. Parmi ces améliorations se trouve la possibilité de mesures indépendants fournies par plusieurs détecteurs. Par exemple, la charge d’une particule légère sera fournie par le Tracker, le TOF et le RICH⁵. La combinaison TRD + ECAL nous permettra de rejeter les hadrons jusqu’à 10^{-7} avec des énergies ≈ 300 GeV. La combinaison TRD + Tracker permettra identifier et mesurer la conversion des photons en paires électron-positron dans la zone supérieur du détecteur. La résolution en énergie des γ est de l’ordre de $\sim 2\%$ à 10 GeV et la résolution en angle d’incidence $\geq 0.03^\circ$ pour $E \geq 10$ GeV. Un trigger indépendant au sein de l’ECAL permettra également des mesures directes des γ dans de domaines d’énergie proche du TeV et une acceptance effective de $0.06\text{m}^2\text{sr}$.

Dans les trois ans que le détecteur AMS-02 restera à bord de l’SSI aura la possibilité de détecter :

- 10^9 noyaux d’helium (attendues) environ avec un domaine de rigidité jusqu’à l’ordre du TeV.
- Les antiprotons pourront être identifiés jusqu’à 400 GeV avec une statistique attendue de l’ordre de 10^6 .
- La statistique attendue pour l’hydrogène et l’helium au dessus de 100 GeV est de l’ordre de 10^8 et 10^7 respectivement. Pour le B et C au dessus de 100 GeV/nucleon serait de l’ordre de 10^5 et 10^4 .
- En ce qui concerne la séparation isotopique délémentes légers, le rapport $^9\text{Be}/^{10}\text{Be}$ sera mesuré jusqu’aux énergies de 10 GeV/nucléon.

⁵Parallèlement ces mesures indépendantes nous montre un probabilité de confusion d’un proton par un helium inférieur à 10^{-9}

1.4 Conditions Spatiales pour l'Expérience AMS-02

- Le flux d'électrons sera mesuré jusqu'au 1 TeV et ~ 400 GeV pour les positrons.
- Le fait de pouvoir mesurer les γ permettra d'étudier le fond diffus galactique et extragalactique dans le domaine d'énergies de 1.5 - 1000 GeV ainsi que une probable identification de sources des rayons γ .

1.4 Conditions Spatiales pour l'Expérience AMS-02

Le développement des détecteurs pour l'espace n'est pas simple. Les risques auxquels l'expérience AMS-02 sera confrontées seront décrits dans les sections suivantes.

1.4.1 Conditions Thermiques

L'environnement thermique dans l'espace est sévère. Différentes parties du détecteur risquent de subir des variations d'illumination solaire directes dues aux paramètres orbitaux de la station spatiale internationale. En plus l'expérience dissipe deux kWatts et les rayonnements provenant de la terre doivent être aussi pris en compte. En bref, les propriétés thermiques changent avec le temps. Cette situation est délicate car les détecteurs disposent d'un domaine de température⁶ pour être opérationnels. La partie la plus critique est liée à la probabilité que le conteneur de He liquide ait des dégâts à cause des variations de température, situation qui obligerait l'arrêt de l'expérience.

l'Environnement Thermique d'AMS-02

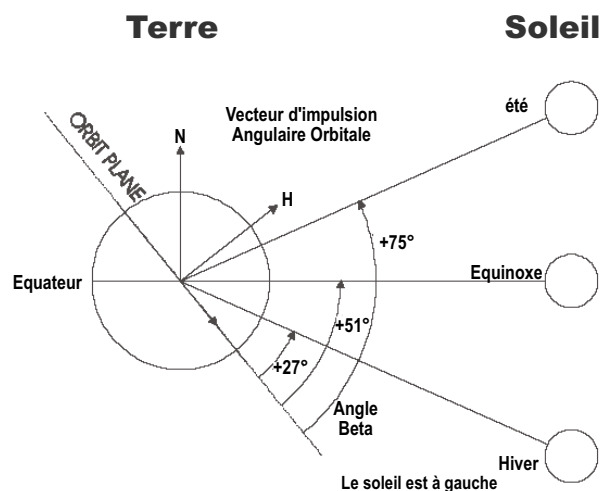


FIG. 1.14 – Définition de l'angle Beta.

Le premier facteur de risque dans ce type d'environnement est l'illumination solaire. La puissance collectée est fortement liée à l'angle entre le plan orbital de la SSI et la direction

⁶Et qui doivent être respectés pour le bon fonctionnement du détecteur.

1.4 Conditions Spatiales pour l'Expérience AMS-02

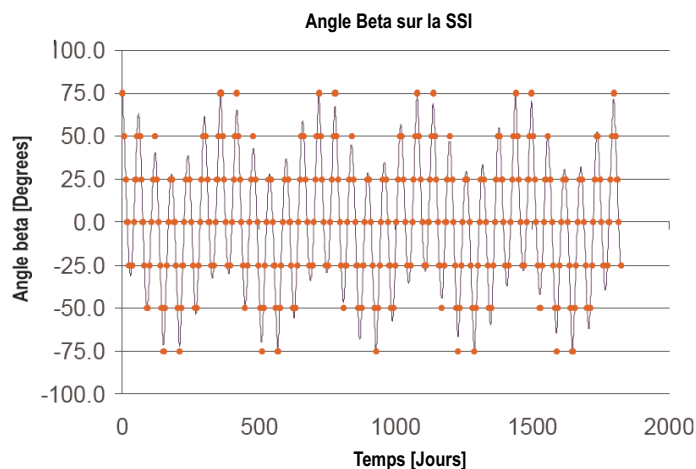


FIG. 1.15 – Variation de l'angle Beta d'AMS avec le temps.

du soleil. Cet angle est appelé “*beta*”. La figure 1.14 présente un diagramme de l'angle beta. Sachant que l'inclinaison orbitale de la SSI est de 51.7° et l'axe d'inclinaison de la terre est 23.5° , l'angle beta varie entre -75.2° et $+75.2^\circ$. La figure 1.15 montre la variation de l'angle beta par rapport au saisons. Pour des valeurs de beta supérieures à 70° , cela veut dire que la SSI reçoit la lumière du soleil tandis que aux environs du 0° , 40% de l'orbite est dans l'ombre terrestre (voir figure 1.16). La plupart du temps l'angle beta sera entre $[-50^\circ, +50^\circ]$ (voir figure 1.17). L'intensité d'illumination solaire varie avec le temps de 1322 jusqu'à 1424 W/m^2 (figure 1.18a). Les sous-détecteurs d'AMS-02 seront exposés à la lumière du soleil avec différentes intensités et des temps différents. Ces variations sont liées avec l'altitude de la SSI⁷. L'altitude de la SSI peut varier de 277 jusqu'à 500 km.

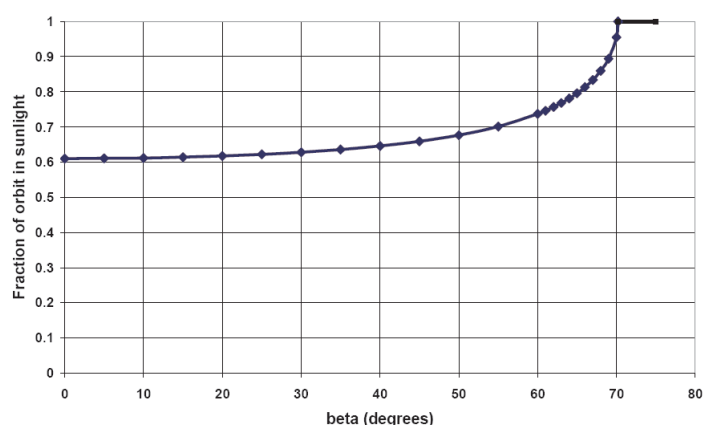


FIG. 1.16 – Fraction d'orbite que reçoit la lumière du soleil par rapport à l'angle Beta.

La chaleur rayonnée provenant de la terre varie de 245 à 266K (voire figure 1.18b). La

⁷L'altitude est souvent écrit en coordonnées spatiales elevation, azimuth et roulis

1.4 Conditions Spatiales pour l'Expérience AMS-02

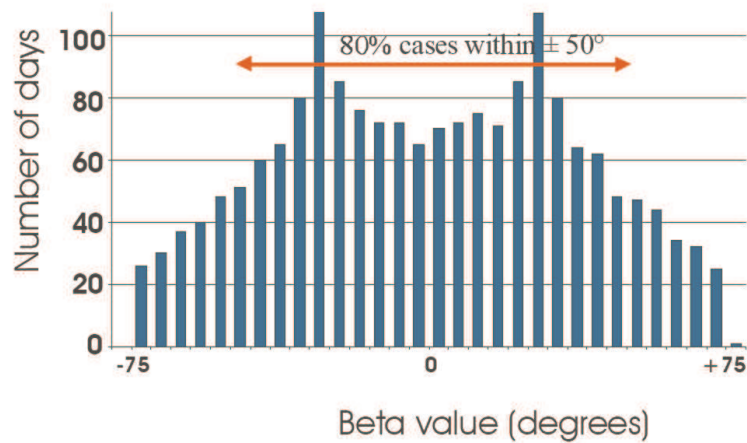


FIG. 1.17 – Distribution sur l'angle Beta par rapport au temps d'exposition.

composante albedo constante (associé à la reflexion de rayonnement solaire) varie également de 20 à 40% (voir figure 1.18c). Finalement l'évolution des propriétés d'émission et absorption d'un matériau typique est représenté sur la figure 1.18d.

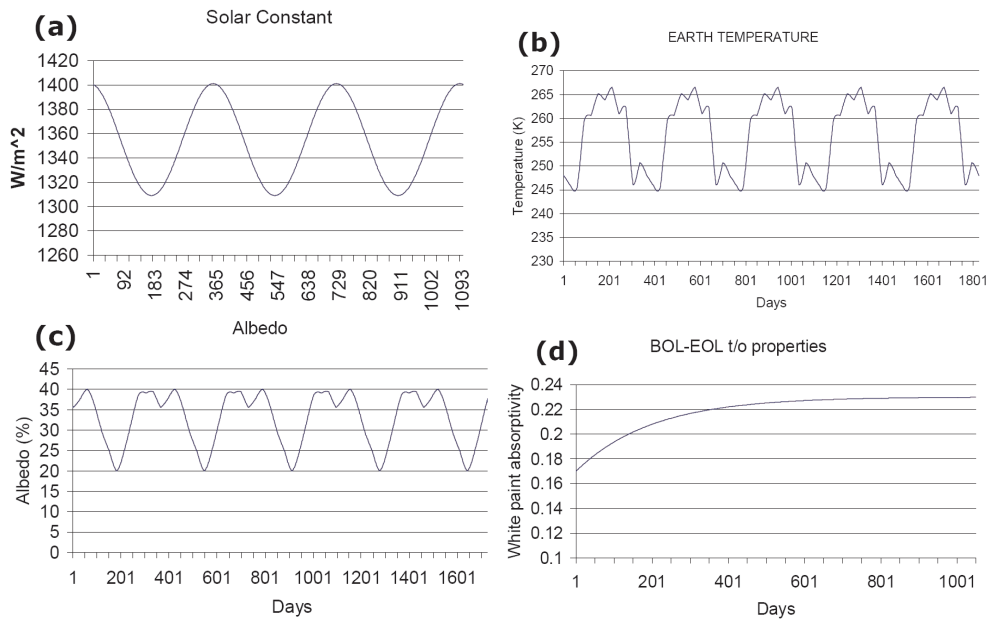


FIG. 1.18 – Facteurs d'affectation dans un environnement thermique spatiale. Constant solaire(a), température terrestre(b), albedo(c), propriétés de la peinture blanche en space.

La figure 1.19 montre les valeurs de dissipation⁸ de chaque sous-détecteur d'AMS-02 [39].

⁸La NASA a imposée des contraintes supplémentaires tels que la chaleur ne peut dans aucune cas être rejeté vers aucun élément de la SSI

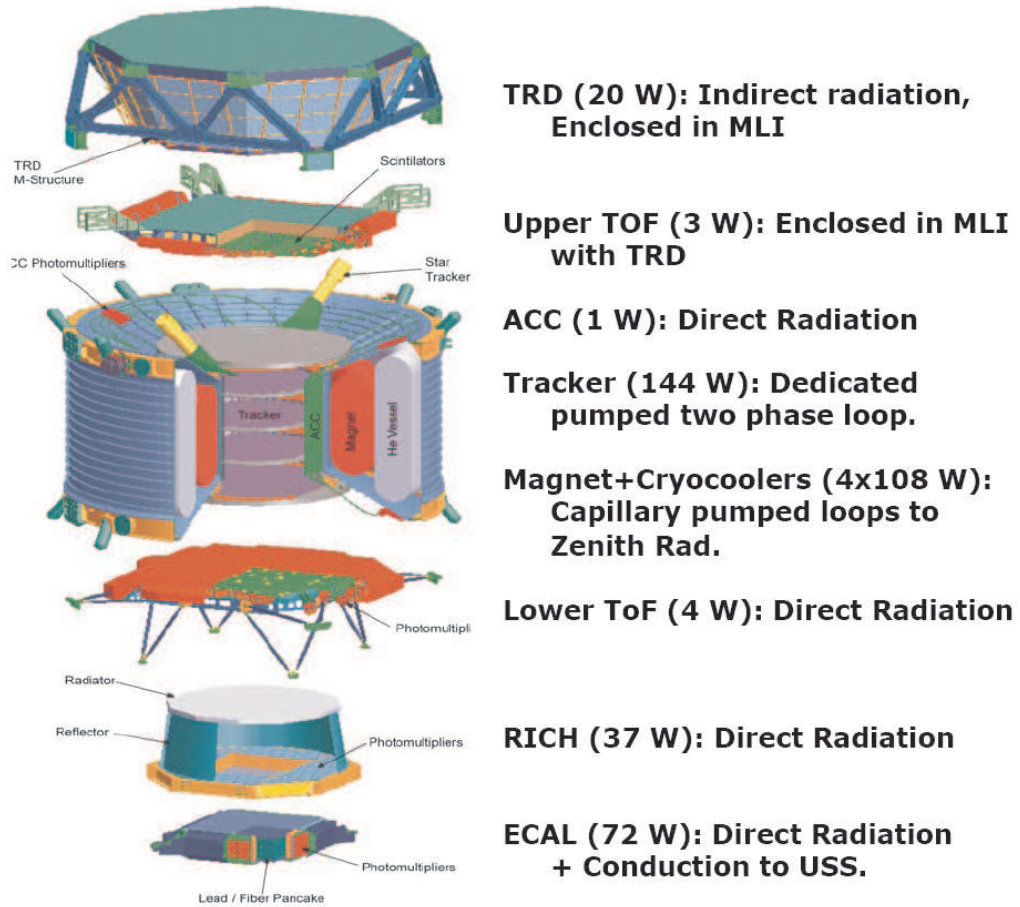


FIG. 1.19 – Dissipation thermique de l'ensemble des sous-détecteurs de AMS-02 [39].

Exigences Thermiques d'AMS-02

Chaque élément du détecteur a des exigences thermiques bien établies. Les limites les plus larges sont celles tolérables pour ne pas endommager physiquement les instruments. Les limites dites opérationnelles ont été établies pour chaque sous-détecteur. Elles définissent les limites de fonctionnement. La table 1.4.1 présente ces limites pour tous les sous-détecteurs.

Des séries de test ont été réalisés afin de valider le bon fonctionnement des cellules de photodétection qui conforment le RICH d'AMS-02. La section 3.6.2 du chapitre 3 présente les test réalisés sur une ligne de 8 cellules et la section 4.4.1 du chapitre 4 montre les résultats sur l'ensemble des cellules.

1.5 Influence du Champ Magnétique

Le plan de photodétecteurs devra fonctionner en présence d'un champ magnétique résiduel généré par l'aimant supraconducteur. Ce plan est situé à 137 cm du centre (par rapport à l'ori-

1.5 Influence du Champ Magnétique

Element	Dissipation [W]	Non Opérationnel	Opérationnel	Max ΔT par Orbit	Max ΔT / volume
TRD	20	[-20,+40]	[+10,+25]	2	1
Tracker (Silicon)	0	[-20,+40]	[+10,+25]	3	10
Tracker (Hybride)	144	[-20,+60]	[-10,+40]	3	10
Vide	≤ 10	≤ 10	≤ 10	≤ 10	≤ 10
Cryocoolers	432	[-10,+40]	[-10,+20]		
RICH	37	[-35,+60]	[-30,+50]	7	15(entre PM)
ECAL	72	[-40,+40]	[-20,+40]	5	10(PM à la structure)
TOF	3+4	[-40,+60]	[-30,+55]	5	10(PM à la structure)
ACC	1	[-20,+40]	[-20,+40]		
Electronics	1500	[-30,+55]	[-20,+50]		

TAB. 1.2 – Exigences termiques pour les détecteurs qui conforment AMS-02. La temperature est donnée en degrees Celsius [39]

gine du système de référence d'AMS⁹) où les valeurs du champ atteignent $|B_x| \sim 300$ G, $|B_y| \sim 50$ G, $|B_z| \sim 250$ G (voir figure 1.20). Ce champ magnétique modifie le parcours des électrons générés dans la chaîne d'amplification du *PM* et modifie sa réponse nominale. Les modifications seront forcément dépendantes d'une part, de l'intensité du champ et d'autre part du sens des lignes du champ. Ce champ peut altérer le parcours des électrons produits au niveau de la photocathode vers la première dynode, affectant gravement l'efficacité de collection. A cause de ces valeurs du champ élevées, il a été décidé de protéger *PMs* et électroniques de premier niveau au moyen d'un blindage magnétique de fer et *VACOFLEX 50* [59], matériau diamagnétique qui garantie un bon blindage. Les dimensions du blindage choisi sont supérieures a celles des *PM* afin d'exclure des effets de bord. Des test en présence du champ magnétique ont été réalisés au laboratoire.

La section 3.6.1 décrira en détail les résultats.

⁹Voir figure 2.8 du chapitre 2

1.5 Influence du Champ Magnétique

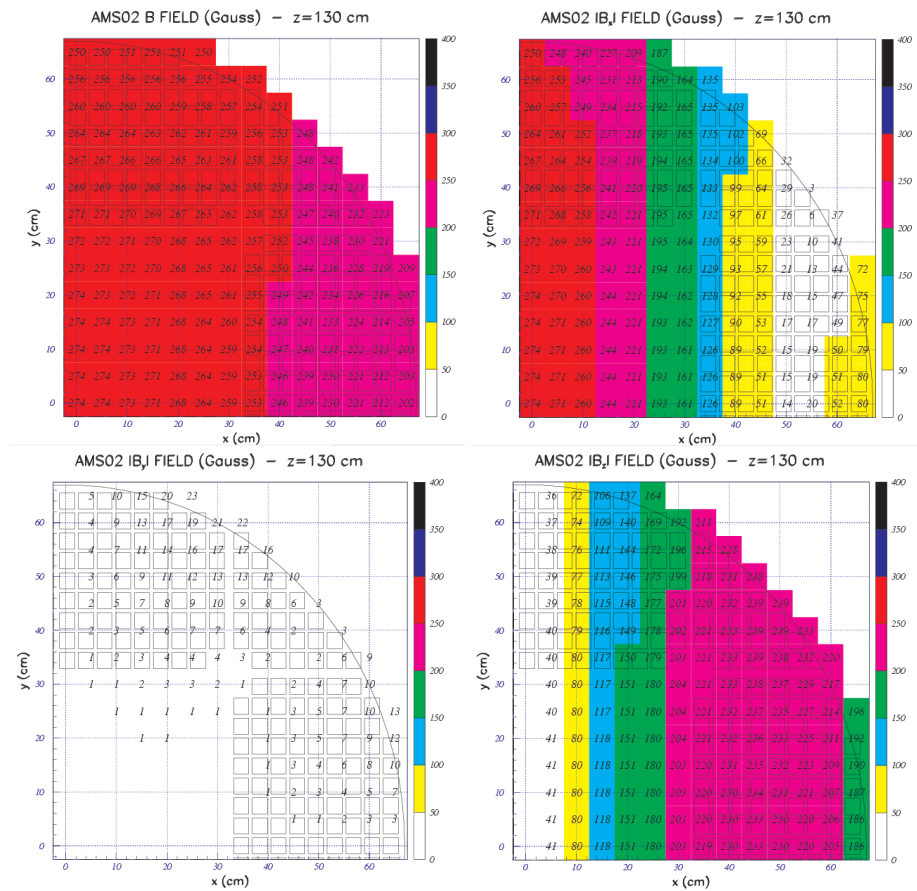


FIG. 1.20 – Valeurs du champ magnétique attendues dans le plan de détection du RICH. Haut-Gauche : champ magnétique total. Haut-Droite : distribution du champ en direction X. Bas-Gauche : Distribution en Y. Bas-Droite : Distribution en Z [40]

1.5 Influence du Champ Magnétique

L'imageur Čerenkov d'AMS

Ce chapitre sera consacré à l'imageur Čerenkov d'AMS ainsi que son principe de fonctionnement (basé sur l'effet Čerenkov). Une partie importante de la mise en œuvre de ce dernier et des tests qui s'y rapportent sont de la responsabilité du groupe AMS du LPSC. Nous présenterons les principaux résultats de test sur faisceau du prototype de l'imageur d'AMS développé à Grenoble.

2.1 Le rayonnement Čerenkov

Lorsqu'une particule de charge Z traverse un milieu transparent possédant un indice optique de réfraction $n > 1$, avec une vitesse $v > \frac{c}{n}$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide, il y a formation d'une onde de choc électromagnétique qui se propage dans une direction θ_c par rapport à la direction de propagation de la particule. Cet effet est connu comme l'effet Čerenkov. L'angle θ_c est donné par la relation :

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}, \quad (2.1)$$

où $\beta = \frac{v}{c}$.

Cet effet a été observé pour la première fois par Marie Curie¹ en 1910. Il a fallu attendre les travaux du russe Čerenkov [41] dans les années 30 pour avoir une description de la radiation qui porte son nom et qui lui a valu le prix Nobel de Physique en 1938. Les physiciens Frank et Tamm [42] en 1937 ont aussi contribué avec l'interprétation partant de l'électromagnétique classique puis de Ginsburg [43] en 1940 à partir d'une théorie quantique.

¹Elle nota une émission bleutée dans des solutions concentrées transparentes de radium.

2.1 Le rayonnement Čerenkov

Nous allons faire une description phénoménologique simple du rayonnement Čerenkov à partir de l'effet de la polarisation d'un milieu [44] : Supposons qu'une particule chargée traverse un milieu diélectrique, transparent et dense le long de la trajectoire AB (indiqué sur la figure 2.1a). Quand la particule est située au point P à un instant donné, le champ électrique de ce dernier polarise les atomes du milieu en formant des dipôles élémentaires. Lorsque la particule arrive en P', les atomes polarisés en P retournent à leur état initial. Ainsi durant la propagation de l'électron, chaque élément ΔL de la trajectoire reçoit une brève impulsion électromagnétique de la part de l'électron. Mais par symétrie azimuthale et longitudinale du champ de polarisation, il n'y a pas de dipôle résultant et donc pas de champ électrique dipolaire résultant à grande distance de la trajectoire. Aucun rayonnement n'est émis.

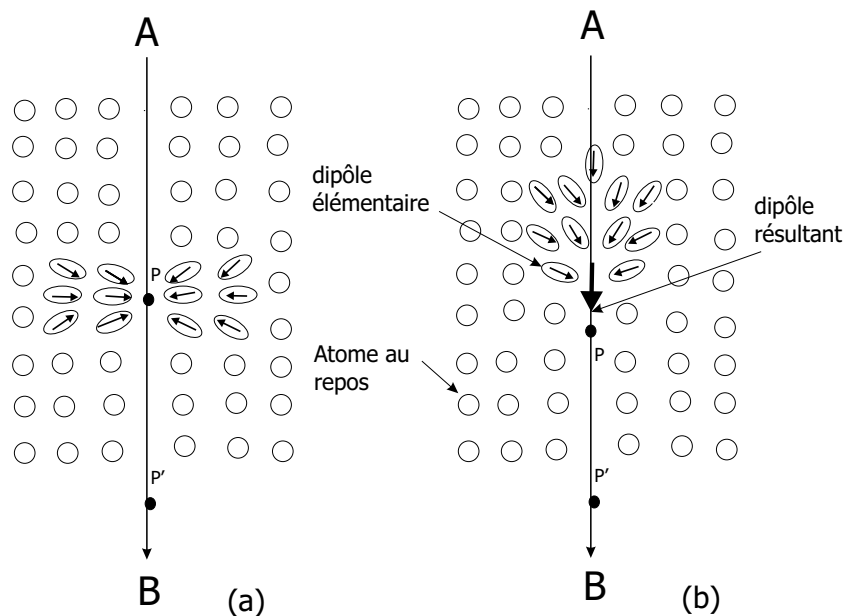


FIG. 2.1 – Polarisation induite par le passage d'une particule chargée (ici négativement), (a) à faible vitesse et (b) à grande vitesse.

Lorsque la vitesse de l'électron se rapproche de celle de la lumière dans le milieu, le champ de polarisation ne conserve plus qu'une symétrie azimuthale autour de la trajectoire. Un dipôle résultant apparaîtra et donc un champ électrique dipolaire, le long de la trajectoire, qui va être visible à de grandes distances (voir figure 2.1b). Chaque élément ΔL rayonnera une brève impulsion électromagnétique.

Si la vitesse de l'électron ne dépasse pas la vitesse de la lumière, les ondes sphériques émises par chaque élément de la trajectoire interfèrent de façon destructive. En un point distant de la trajectoire, le champ résultant est encore nul. Si la vitesse de l'électron dépasse la vitesse de la lumière dans le milieu, il est possible que les ondes deviennent en phase. En un point distant de la trajectoire, il y aura un champ résultant. Sur la figure 2.2, on comprend en observant la construction de Huygens, qu'il y a interférence constructive des ondes radiées en chaque point de la trajectoire lorsque l'électron traverse le segment AB avec une vitesse βc , dans le même temps τ que l'onde se propage de A à C avec une vitesse c/n . L'onde de choc qui est formée

est émise à l'angle θ_c , relation 2.1

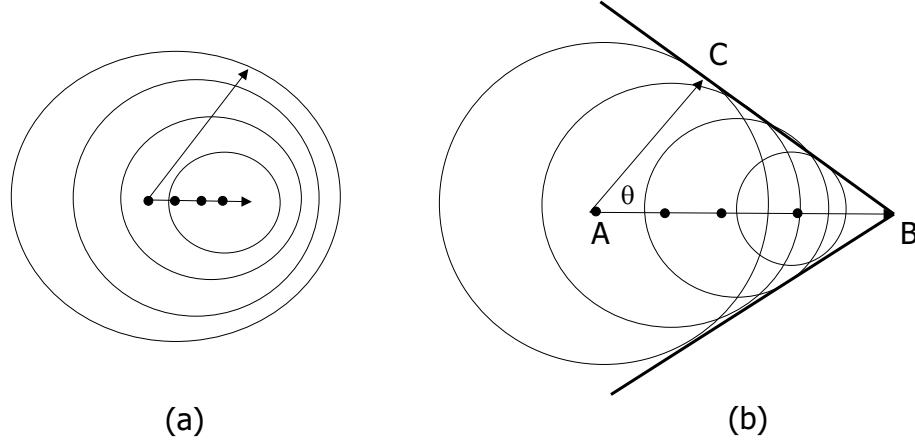


FIG. 2.2 – Construction de Huygens, (a) interférence destructive ($v \leq c/n$) et (b) interférence constructive ($v > c/n$).

Selon l'indice de réfraction du milieu, l'angle d'émission Čerenkov est compris dans l'intervalle $0 \leq \theta_c \leq \theta_{c_{max}}$, où d'après la relation 2.1,

$$\theta_{c_{max}} = \cos^{-1} \frac{1}{n}, \quad (2.2)$$

qui est atteint quand $\beta \rightarrow 1$.

Les physiciens Franck et Tamm [42] dans leur traitement électromagnétique de l'effet Čerenkov, ont montré que le nombre de photons N_{ph} émis dans l'intervalle de longueur d'onde $d\lambda$ pour un élément de longueur de trajectoire dL est :

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dL d\lambda} = 2\pi\alpha Z^2 \frac{\sin^2 \theta_c}{\lambda^2}, \quad (2.3)$$

avec :

$$\begin{aligned} \alpha &= \text{constante de structure fine } (\approx 1/137), \\ Ze &= \text{charge de la particule,} \\ \lambda &= \text{longueur d'onde de la radiation,} \\ \cos \theta_c &= 1/\beta n. \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$(2.5)$$

En physique des particules et physique nucléaire, l'effet Čerenkov est souvent utilisé dans l'identification des particules car :

2.2 Imageurs Čerenkov à focalisation de proximité

- Le nombre de photons produits est proportionnel à Z^2 . Le comptage des photons fournit une mesure de la charge électrique des particules.
- La mesure de l'angle d'émission θ_c des photons donne une mesure directe du β donc de la vitesse de la particule. Chaque photon donne individuellement par son angle, une mesure de β .

Une mesure parallèle de la quantité de mouvement $p = m\gamma\beta c$ des particules et de β permet d'accéder à la valeur de la masse m et donc d'identifier les particules (séparation des isotopes).

2.2 Imageurs Čerenkov à focalisation de proximité

L'imageur d'AMS-02 est un imageur Čerenkov de type particulier dit "à focalisation de proximité" RICH². Ce type de détecteur a été proposé pour la première fois par E. Barrelet et ses collaborateurs pour l'expérience Delphi au CERN en 1981 [49]. Il ne contient pas d'optique de focalisation mais possède une grande acceptance. Il est caractérisé par la finesse du radiateur qui est le milieu diélectrique et par un espace de glissement (voir figure 2.3). L'émission Čerenkov produit un mince cône de lumière selon la direction de propagation de la particule. Ce cône se projette sur un plan de photomultiplicateurs où les photons sont détectés. La mesure de l'angle Čerenkov est déterminée si nous avons l'information suivante :

- Le point de passage de la particule dans le radiateur.
- L'angle d'incidence de la trajectoire par rapport à la normale au radiateur.
- La mesure de la position des points d'impact des photons sur la matrice de photodétecteurs.

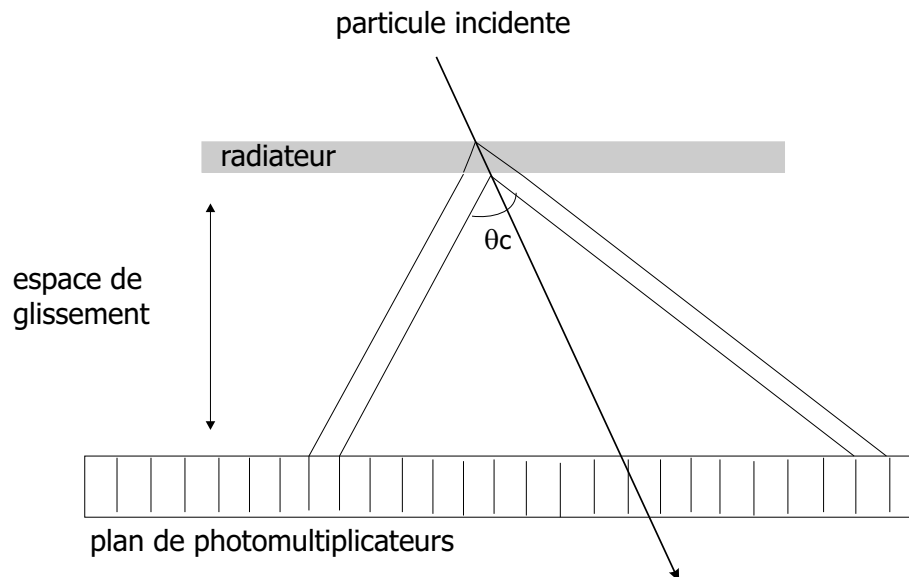


FIG. 2.3 – Schéma de principe du fonctionnement d'un imageur Čerenkov à focalisation de proximité.

²Rich Imaging Čerenkov Detector en anglais

Si le nombre de pixels (de la matrice de photodétecteurs) touchés par la radiation est suffisamment grand, il est possible de déterminer l'angle Čerenkov θ_c sans connaître la trajectoire de la particule par l'utilisation d'algorithme de reconstruction [45]. Cependant la connaissance de la trajectoire est préférable car elle permet de limiter les incertitudes sur les mesures et simplifie les méthodes d'analyse. Cette trajectoire sera connue dans AMS-02 grâce à la présence, en amont du RICH, du trajectomètre.

Dans ce type d'imageur, les principales sources d'incertitudes sur la détermination du β sont :

- ⊢ Le chromatisme du milieu radiateur (ou dispersion optique). L'angle d'émission Čerenkov dépend de la longueur d'onde des photons, ce qui conduit à un étalement du cône de lumière .
- ⊢ L'épaisseur du radiateur. Il est imprévisible de savoir où sont émis les photons Čerenkov.
- ⊢ La taille des pixels du plan de photodétecteurs.

Dans le cas du RICH d'AMS-02, l'effet cumulé de ces sources d'incertitudes conduit à une résolution de l'ordre de $\delta\beta/\beta \approx 0.1\%$

2.2.1 Résolution en vitesse

La reconstruction de la vitesse se complique lorsque l'angle d'incidence est non nul. Le schéma (2.4) indique les notations et les grandeurs utilisées pour la reconstruction de l'angle Čerenkov en se plaçant dans le repère $R_0(0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ lié au radiateur avec :

- ⊢ \vec{z} perpendiculaire au plan du radiateur et orienté vers le plan de détection
- ⊢ O situé au centre de la face d'entrée.

La distance ρ à l'axe \vec{z} du point d'impact du photon sur la matrice de photodétecteurs est donnée par :

$$\rho = D \tan \theta_r + \frac{d}{2} \tan \theta_i. \quad (2.6)$$

L'utilisation de la relation de Snell-Descartes $\sin \theta_r = n \sin \theta_i$ conduit à :

$$\rho = \frac{d}{2} \tan \theta_i + \frac{nD \tan \theta_i}{\sqrt{1 - (n^2 - 1) \tan^2 \theta_i}}. \quad (2.7)$$

Cette relation est obtenue en faisant l'hypothèse que le photon Čerenkov est émis au milieu du radiateur (c'est à dire à $z = d/2$). Cette approximation induit une incertitude $\delta\theta_c$ évaluée dans le paragraphe suivant.

L'incertitude sur la détermination de la vitesse est reliée à l'angle Čerenkov θ_c et à l'indice n du radiateur par la relation :

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \frac{\delta n}{n} + \tan \theta_c \delta\theta_c. \quad (2.8)$$

2.2 Imageurs Čerenkov à focalisation de proximité

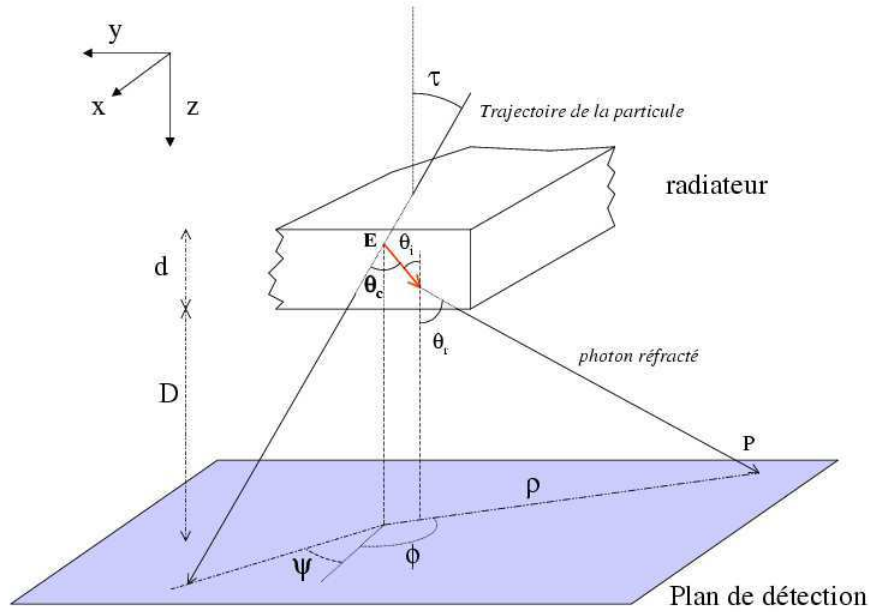


FIG. 2.4 – Notations et grandeurs utilisées pour la reconstruction de l'angle Čerenkov.

La première limitation associée au terme $\frac{\delta n}{n}$ provient de la dispersion optique du radiateur, tandis que la seconde (terme $\tan \theta_c \delta \theta_c$) est issue de l'étendue de l'anneau se projetant sur la matrice, liée à l'épaisseur du radiateur ainsi qu'à l'effet de pixelisation.

2.2.2 Dispersion Chromatique

L'effet de la dispersion optique est illustré de façon amplifiée sur le schéma (2.5).

Celle-ci induit une variation de l'angle d'émission suivant leur longueur d'onde. Soit θ_1 et θ_2 les angles de réfraction associés respectivement aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 . L'étalement correspondant sur le plan de détection sera de $\delta \rho \approx D(\tan \theta_2 - \tan \theta_1)$. La croissance est donc linéaire avec l'espace de glissement D , tout comme le rayon du cône ($\rho \approx D \tan \theta_1$). Il vient alors :

$$\frac{\delta \rho}{\rho} \approx \frac{\tan \theta_2 - \tan \theta_1}{\tan \theta_1}. \quad (2.9)$$

La dispersion chromatique est donc une limitation intrinsèque du détecteur.

2.2.3 Effet de l'épaisseur du radiateur

Les relations fondamentales utilisées dans la reconstruction de la vitesse sont :

2.2 Imageurs Čerenkov à focalisation de proximité

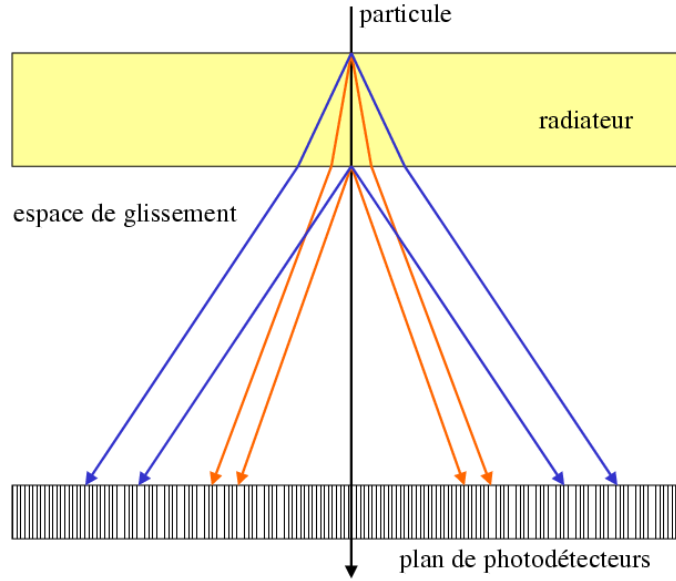


FIG. 2.5 – Illustration de la dispersion optique du radiateur.

$$\beta = \frac{1}{n \cos \theta_c} \quad (\text{relation Čerenkov}) \quad (2.10)$$

$$n \sin \theta_c = \sin \theta_r \quad (\text{relation Snell-Descartes}) \quad (2.11)$$

$$\rho = D \tan \theta_r \quad (\text{géométrie du détecteur en supposant } d/D \ll 1). \quad (2.12)$$

Si nous considérons que l'indice de réfraction du milieu $n = \text{constante}$, la différentiation de ces relations nous conduit à :

$$\frac{\delta \beta}{\beta} = \tan \theta_c \delta \theta_c \quad (2.13)$$

$$\frac{\delta \theta_c}{\theta_c} = \frac{\delta \theta_r}{\theta_r} \quad (2.14)$$

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = \frac{1 + \tan^2 \theta_r}{\tan \theta_r} \delta \theta_r. \quad (2.15)$$

On peut alors en déduire :

$$\frac{\delta \beta}{\beta} = \frac{\tan^2 \theta_c}{1 + \tan^2 \theta_r} \frac{\delta \rho}{\rho}. \quad (2.16)$$

Par ailleurs, à angle d'incidence nul, l'épaisseur du radiateur élargit l'anneau d'une quantité $\delta \rho = d \tan \theta_c$, tandis que de diamètre de l'anneau vaut $\rho \approx D \tan \theta_r$, d'où :

2.3 L'imageur Čerenkov d'AMS

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx \frac{d \tan \theta_c}{D \tan \theta_r}. \quad (2.17)$$

Par substitution dans l'équation (2.16), en prenant en compte la distribution uniforme de l'émission des photons dans le radiateur, l'expression de $\frac{\delta\beta}{\beta}$ devient :

$$\left(\frac{\delta\beta}{\beta}\right)_{ep.} \approx \frac{\tan^3 \theta_c}{\tan \theta_r (1 + \tan^2 \theta_r)} \frac{d}{D\sqrt{12}}, \quad (2.18)$$

ou encore, en fonction de β et n :

$$\left(\frac{\delta\beta}{\beta}\right)_{ep.} \approx \frac{1}{\beta^2} (\beta^2 n^2 - 1) (1 + \beta^2 - \beta^2 n^2)^{\frac{3}{2}} \frac{d}{D\sqrt{12}}. \quad (2.19)$$

La dépendance en $\frac{d}{D}$ permet donc de diminuer l'incertitude due à l'épaisseur du radiateur d en augmentant l'espace de glissement D . La référence [86] montre l'étude en détail ainsi que l'étude d'un prototype de premier génération.

2.2.4 Effet de la pixelisation

Soit p , la taille caractéristique des pixels constituant la matrice de photodétection. A incidence nulle, l'épaisseur $\delta\rho$ de l'anneau provoquée par la pixelisation vaut :

$$\delta\rho \approx p \times \cos \theta_r. \quad (2.20)$$

Il s'agit donc, d'un effet d'angle solide. En supposant l'impact des photons uniforme sur la photocathode, il vient :

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx \frac{1}{\sqrt{12}} \frac{\cos \theta_r}{\tan \theta_r} \frac{p}{D}. \quad (2.21)$$

La relation précédente peut être exprimée en fonction de θ_c et θ_r puis en fonction de β et n pour donner finalement :

$$\left(\frac{\delta\beta}{\beta}\right)_{pix} \approx \frac{1}{\beta^3} (\beta^2 n^2 - 1)^{\frac{1}{2}} (1 + \beta^2 - \beta^2 n^2)^2 \frac{p}{D\sqrt{12}}. \quad (2.22)$$

De cete relation nous pouvons conclure que la résolution en vitesse sera liée à la taille de pixel choisie pour le plan de détection³

2.3 L'imageur Čerenkov d'AMS

La conception du RICH d'AMS est soumise à des contraintes drastiques dues aux limitations imposées par les vols spatiaux. Ces limitations concernent en particulier le poids (actuellement de l'ordre de 190 kg⁴), la consommation électrique (de l'ordre de 150 W), ainsi que la fiabilité

³Qui est dépendant de la technologie à utiliser.

⁴A titre de comparaison le poids d'un des détecteurs RICH de l'expérience Delphi au CERN est de l'ordre de 1000 kg[47]

à long terme de l'ensemble de l'instrument et de ses composants.

Les figures (2.6) et (2.7) montrent une vue complète et explosée du RICH d'AMS-02.

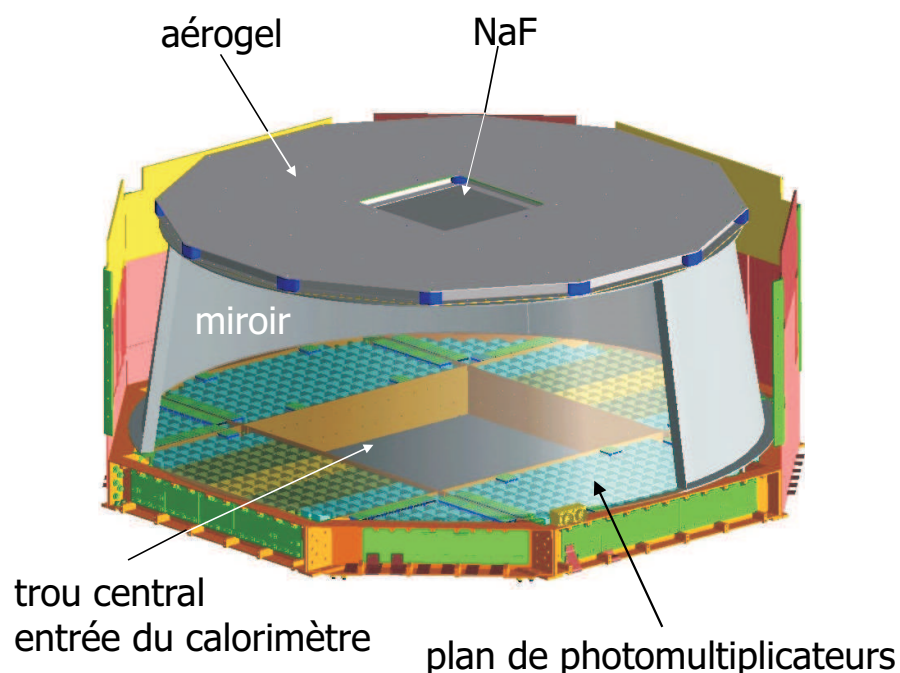


FIG. 2.6 – Vue du détecteur RICH.

Cet imageur est composé d'un plan radiateur de rayon ~ 60 cm constitué de 2 types de matériaux :

- Un carré de fluorure de sodium (NaF) de 35 cm de côté et de 5 mm d'épaisseur disposé au centre du plan constitué de plaquettes de 8.5×8.5 cm. L'indice de réfraction du NaF est d'environ 1.332 à 400 nm, impliquant un seuil en vitesse de $0.75 c$, et un angle Čerenkov maximal de 41.34° .
- De l'aérogel de Silice (AGL) de 27 mm d'épaisseur couvrant le reste de la surface. Une discussion sur les radiateurs ainsi que sur le possible vieillissement de l'aérogel fera l'objet du chapitre 5.

Sous le radiateur, se trouve l'espace de glissement de 41 cm dans lequel se développe l'anneau Čerenkov. Il est entouré d'un miroir conique chargé de collecter les photons s'échappant de l'acceptance du compteur.

2.3 L'imageur Čerenkov d'AMS

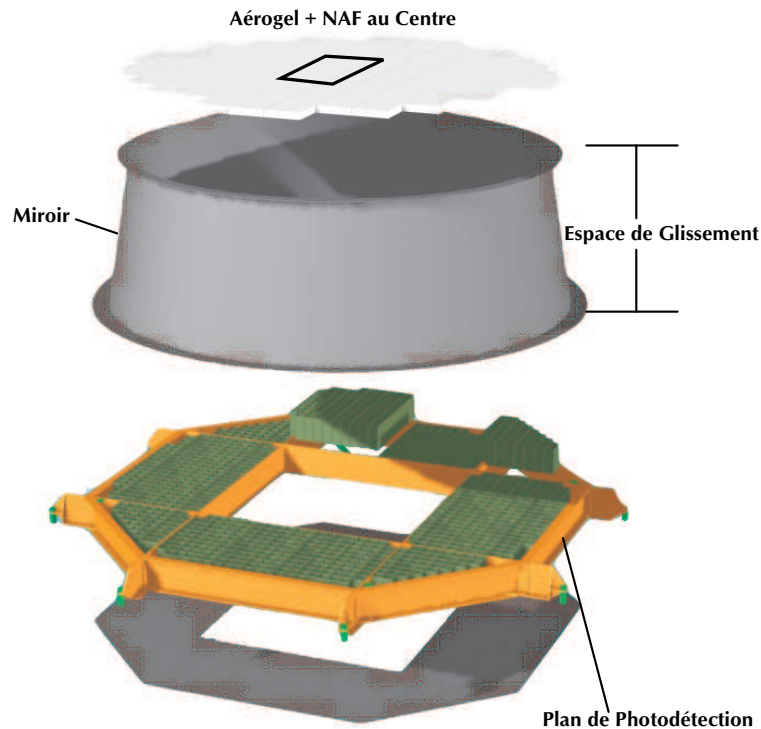


FIG. 2.7 – Vue éclatée du détecteur RICH.

2.3.1 Le Plan de Détection de l'Imageur

La zone de détection est constituée d'une matrice de 680 photomultiplicateurs multianodes Hamamatsu de type R7900-M16. Leurs anodes de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ sont composées de 16 pixels. Les multianodes seront surmontées de guides de lumière⁵ visant à augmenter la zone photosensible du photomultiplicateur et supprimer les effets d'ombre liés au dépassement du blindage magnétique qui les entoure. Chaque cellule de photodétection (voir figure 2.10) est composée du logement du photomultiplicateur couplé avec une guide de lumière et de l'électronique de premier niveau, l'ensemble est inséré dans un blindage magnétique. La cellule est ensuite montée sur un support en grille rattaché à la structure fixant l'ensemble du détecteur AMS-02 à la Station Spatiale.

Le plan de détection es constitué de 4 grands modules carrés et de 4 modules triangulaires disposés comme le montre la figure 2.8. Chaque module est en fait une zone du détecteur dont le nom associé est aussi représenté sur la même figure. Les zones A et E sont celles où le champ magnétique provenant de l'aimant supraconducteur est le plus intense. Cette information doit être prise en compte pour l'emplacement définitif des cellules de photodétection.

⁵Leur fabrication a été pris en charge par le groupe du CIEMAT en Espagne.

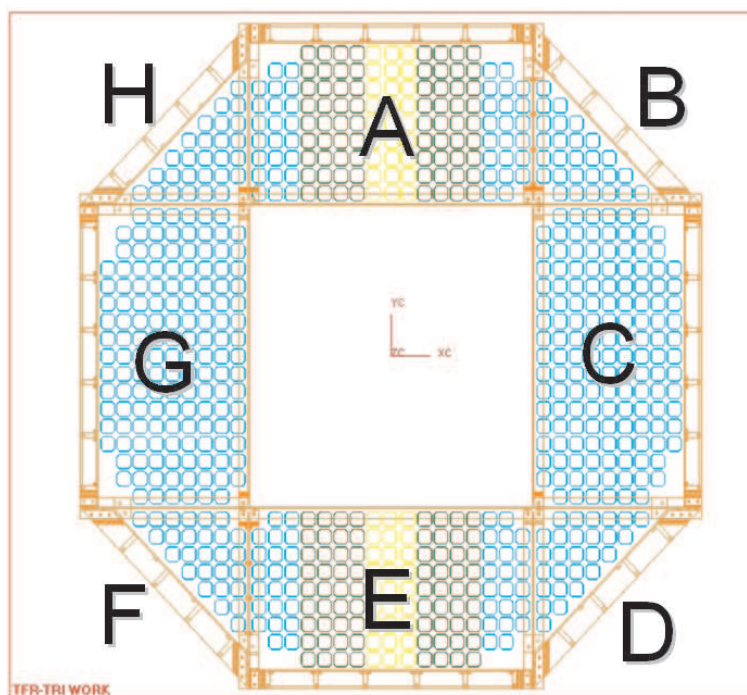


FIG. 2.8 – Vue structurale du plan de détection de l'imageur Čerenkov d'AMS. Les nomes de chaque module est représenté avec un lettre.

La figure 2.11 présente l'un des 4 grands modules du détecteur. L'information que chaque cellule obtiendra par le passage d'une particule détectée sera transmise par des connecteurs flexibles⁶. Ces connecteurs flexibles sont capables de supporter 6, 8 ou 9 cellules pour les grands modules et 3,4,5 ou 6 cellules pour les modules triangulaires selon sa position géographique dans l'imageur. Les cellules qui sont installées dans un FLEEx doivent avoir le même temps d'échantillonnage. Ce point sera décrit en détail dans la section 3.3 du chapitre 3 et dans la section 4.3.3 du chapitre 4.

La figure 2.12 montre le montage d'un FLEEx sur une ligne de *PM*. L'alimentation des cellules sera fournie en deux parties. L'électronique frontale sera alimentée par les nappes de conduction flexibles que sont utilisés également pour la transmission de données. Les photomultiplicateurs qui font partie d'un même FLEEx seront alimentés par deux lignes d'alimentation différentes (dont chacune fournira l'alimentation à la moitié des cellules du FLEEx) comme il est représenté sur la figure 2.9. Cette décision a été prise pour des raisons de sécurité (pour ne pas se retrouver dans l'espace avec la totalité du flex inopérant).

Le choix de ces photomultiplicateurs, leur caractérisation et celle de l'électronique de premier niveau, fera l'objet du chapitre 3. Le rayon de ce plan est de $R \sim 69$ cm. Il comporte un trou central correspondant à l'entrée du calorimètre décrit au chapitre 1.3.

⁶couramment nommés FLEXs

2.4 Prototypé de Deuxième Génération de l'imageur

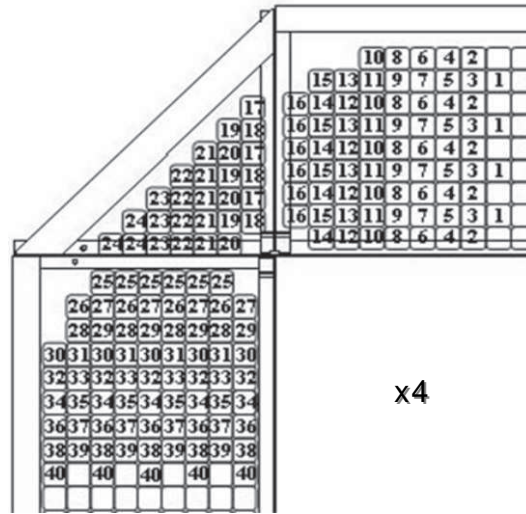


FIG. 2.9 – Topologie des lignes d'alimentation. Les 40 lignes représentées alimentent un total de 170 PM. Quatre groupes de 40 sont nécessaires pour fournir l'alimentation sur l'ensemble des cellules de photodétection.

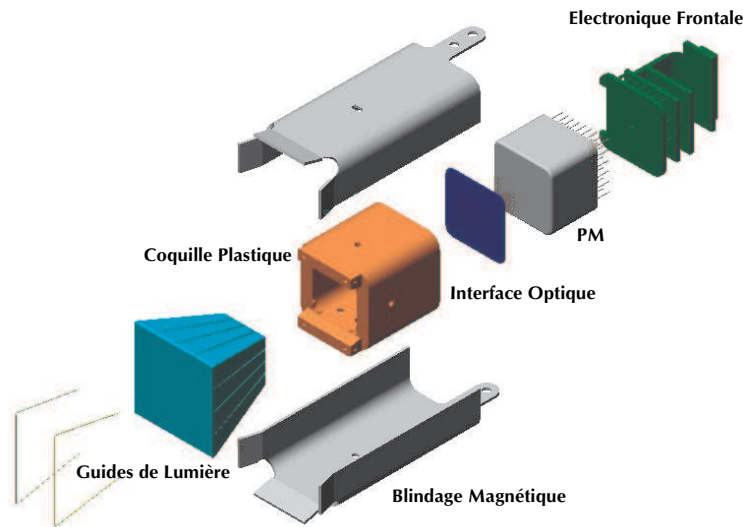


FIG. 2.10 – Vue éclatée d'une cellule du détecteur RICH d'AMS

2.4 Prototypé de Deuxième Génération de l'imageur

Un prototype du RICH d'AMS-02 a été développé et assemblé au LPSC de Grenoble. Il est constitué de 96 photomultiplicateurs équipés de leurs guides de lumière et de leur électronique, ce qui représente 1/7 du détecteur final. La figure 2.13 présente le prototype développé.

Ce prototype a tout d'abord été testé en utilisant les muons du rayonnement cosmique [45, 46], de charge 1 et de $\beta = 0.999$ en moyenne. La figure 2.14 présente la configuration utilisée pendant les tests. Il est indispensable de pouvoir disposer d'un spectre de charge des particules chargées plus étendu pour pouvoir évaluer la résolution en charge du détecteur et pour être

2.4 Prototype de Deuxième Génération de l'imageur

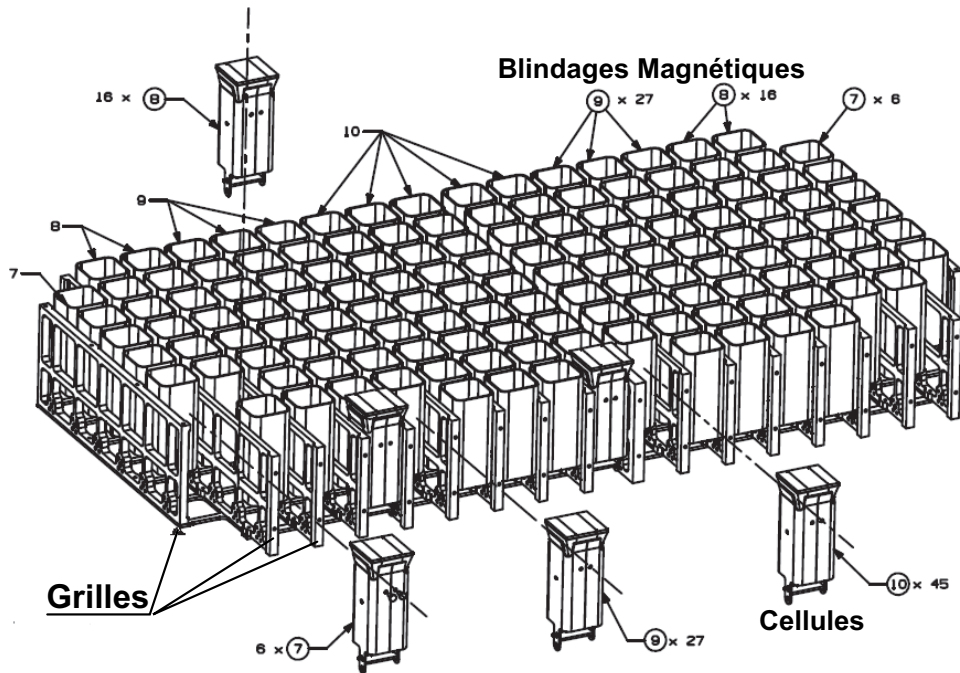


FIG. 2.11 – Schéma des supports en grille utilisés pour le montage des cellules de photodétection du RICH d'AMS. Une partie des grilles utilisés pour fixer les cellules du détecteur est montrée

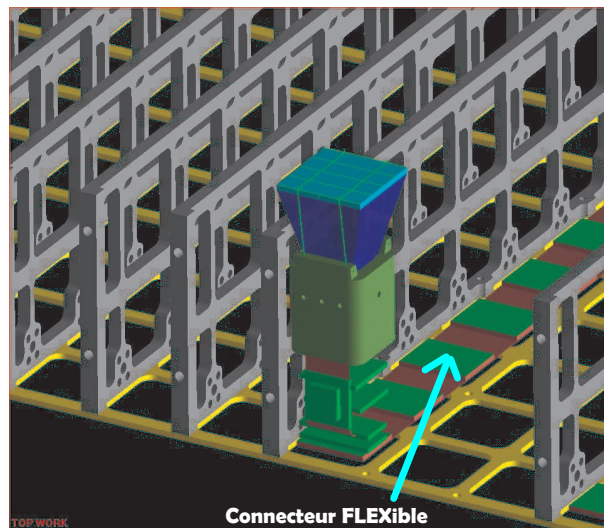


FIG. 2.12 – Schéma d'un FLEx monté sur une ligne des cellules de photodétection du RICH d'AMS. Le blindage magnétique de la cellule de photodétection a été enlevée, ainsi que les autres cellules afin d'observer le connecteur.

dans des conditions plus proches de celles du vol. C'est pourquoi, le prototype a été testé sur faisceau d'ions en octobre 2002 et octobre 2003 auprès de l'accélérateur SPS du CERN. Les objectifs principaux dans la réalisation de ces tests sont la détermination de la résolution en vitesse des particules pour l'identification en masse, l'exploration du domaine d'identification

2.5 Tests en faisceau d'ions

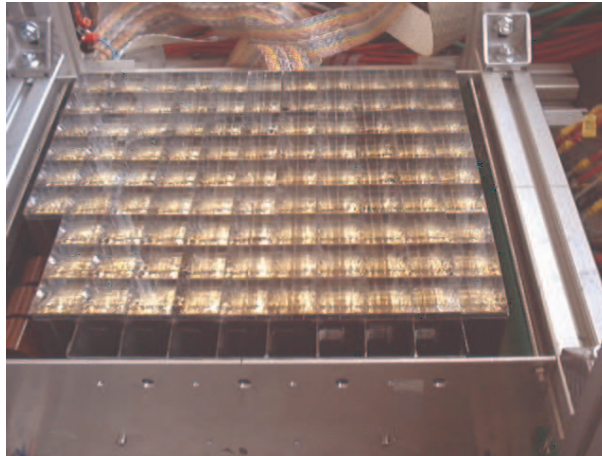


FIG. 2.13 – Prototype de l'imageur Čerenkov d'AMS.

en charge et la résolution correspondante, l'analyse les différents types de radiateur ainsi que de l'électronique d'acquisition des données.

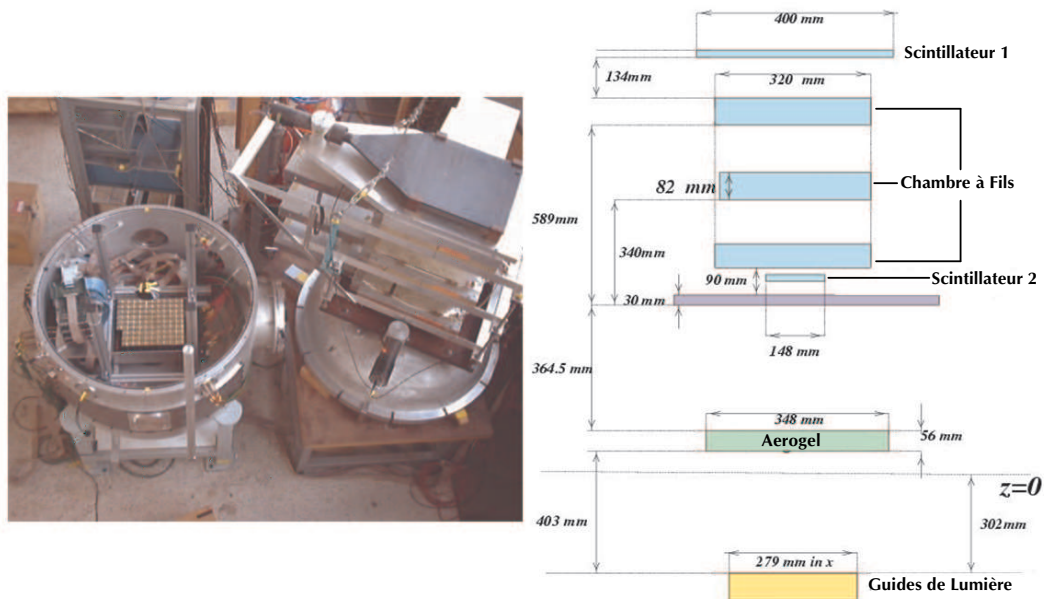


FIG. 2.14 – Configuration utilisé par l'imageur au laboratoire.

2.5 Tests en faisceau d'ions

Nous allons décrire dans les grandes lignes les conditions du test sur faisceau et montrer les principaux résultats obtenus (pour une analyse plus détaillée voir la référence [45]).

2.5.1 Description de la ligne du faisceau.

Pour avoir à disposition des particules avec différentes charges, le prototype a été installé sur une ligne de faisceau du SPS au CERN. Les particules sont produites par collision d'un faisceau de particules projectiles sur une cible de Be . Dans le test d'octobre 2002, il s'agissait d'un faisceau de plomb de 20 GeV/c par nucléon et pour le test d'octobre 2003, d'un faisceau d'indium de 158 GeV/c par nucléon.

Les particules produites lors de la collision ont les propriétés suivantes :

- ⊢ A l'exception des protons, les particules sont produites dans une bonne approximation avec la vitesse du faisceau incident par fragmentation nucléaire, (voir figure 2.15). La figure 2.16 montre une distribution expérimentale en Z des fragments produits pour une collision Pb sur ^{12}C à 158 GeV/c par nucléon compris aux valeurs calculées dans un modèle de fragmentation.
- ⊢ Les protons sont produits sur l'ensemble de la gamme des rapidités⁷ de la cible à celle du faisceau.
- ⊢ Les noyaux légers ($A \leq 3$) peuvent aussi être produits par coalescence⁸ à de faibles quantités de mouvement mais avec un taux beaucoup trop faible.

La ligne de faisceau H8 du SPS utilisée présente les caractéristiques suivantes :

- ⊢ 10^7 noyaux (pour le faisceau de Pb) par seconde sur la cible de production
- ⊢ une cible de béryllium comprise entre 10 cm (0.25 longueur d'interaction pour le proton, 4 pour le plomb) et 30 cm
- ⊢ acceptance maximale angulaire $\delta\Omega \approx \pi \cdot 10^{-6}$ sr
- ⊢ acceptance maximale en quantité de mouvement $\delta p/p \approx 1.5\%$.

Une fois produite, une partie des ions est conduite dans la ligne de faisceau. A l'aide d'une combinaison de plusieurs dipôles magnétiques, seuls les ions ayant des rigidités identiques seront conduits jusqu'au prototype, c'est-à-dire les ions vérifiant $B\rho = p/Z$ où B est le champ magnétique et ρ le rayon de courbure de la trajectoire (le produit $B\rho$ est fixé par les éléments optiques de la ligne), p est la quantité de mouvement de l'ion et Z sa charge. Or, $p = \gamma v m/Z \approx \gamma v m_p A/Z$ où m est la masse de l'ion, m_p la masse du proton, v sa vitesse et γ le facteur de Lorentz. Etant donné que les ions ont la même vitesse et le même facteur de Lorentz γ_{beam} que le faisceau, seules les particules de rapport A/Z vérifiant la condition

$$B\rho \propto \gamma_{\text{beam}} \frac{A}{Z} \quad (2.23)$$

seront transportées jusqu'au prototype. Ainsi, le produit $B\rho$ détermine le rapport A/Z . La valeur $A/Z = 2$ est particulièrement utile puisqu'elle fournit un faisceau secondaire d'éléments suivants : $^2H, ^4He, ^6Li, ^{12}C, ^{14}N, ^{16}O, \dots, ^{28}Si, \dots, ^{40}Ca, \dots, ^{52}Fe$ etc...

⁷Dans l'approximation non relativiste, la rapidité correspond à la vitesse.

⁸Le modèle de coalescence utilisé voir la référence [48].

2.5 Tests en faisceau d'ions

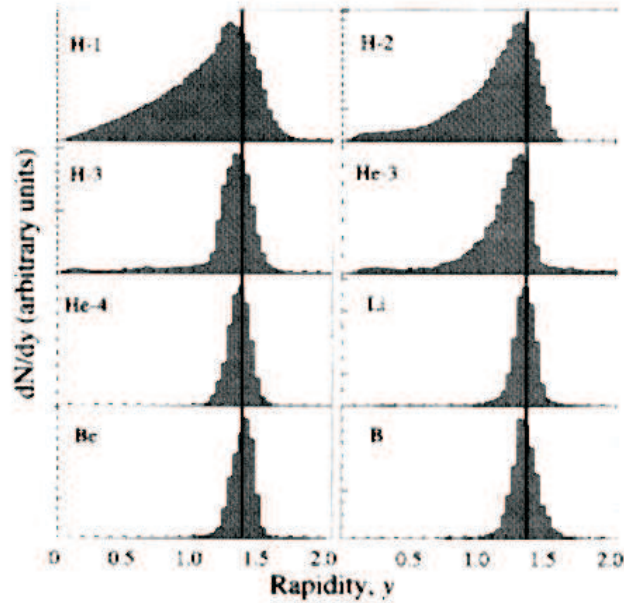


FIG. 2.15 – Spectre de production de noyaux légers par fragmentation de projectiles, mesuré dans la collision $Au + C$ à $1 \text{ GeV}/c$ par nucléon [50]. La distribution des fragments est piquée autour de la rapidité du faisceau. Cela est d'autant plus vrai que le fragment est plus lourd.

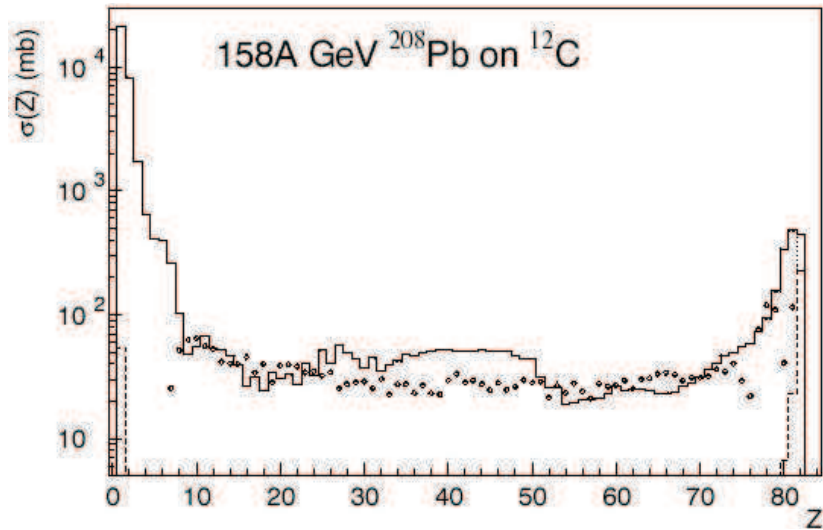


FIG. 2.16 – Sections efficaces de production d'un fragment de charge Z dans la collision $^{108}\text{Pb} + ^{12}\text{C}$ à $158 \text{ GeV}/c$ auprès du SPS au CERN (points) [51] comparées aux résultats théoriques [52].

Le taux de production des différents ions peut être évalué au moyen des données récentes [51] sur les sections efficaces de fragmentation combinées aux modèles phénoménologiques de fragmentation de la référence [52]. En tenant compte des paramètres expérimentaux de la ligne de faisceau, le taux de comptage par élément est de l'ordre de 10^3 ions par spill (le faisceau n'est pas continu, les particules atteignent le prototype par paquet ou spill). Ce nombre élevé

d'événements permet de s'affranchir de tout problème statistique.

2.5.2 Mise en oeuvre

Nous allons discuter essentiellement du test sous faisceau d'octobre 2003 (pour les résultats d'octobre 2002, voir [45, 46]). Nous présenterons les principaux résultats obtenus sans rentrer dans les détails car nous n'étions pas impliqués dans l'analyse des données. Cette dernière est toujours en cours. Elle est effectuée par le groupe de CIEMAT (Madrid) le groupe du LIP (Lisbonne) et par le LPSC de Grenoble [45].

Sur la ligne de faisceau, en plus du prototype du RICH, deux scintillateurs et deux chambres proportionnelles multifils ont été mis en place pour respectivement permettre le déclenchement de l'électronique d'acquisition (mais aussi une mesure indépendante de celle du prototype de la charge des ions) et mesurer la position des ions incidents. La figure 2.17 montre une vue d'ensemble du dispositif expérimental installé sur la ligne H8 du SPS.

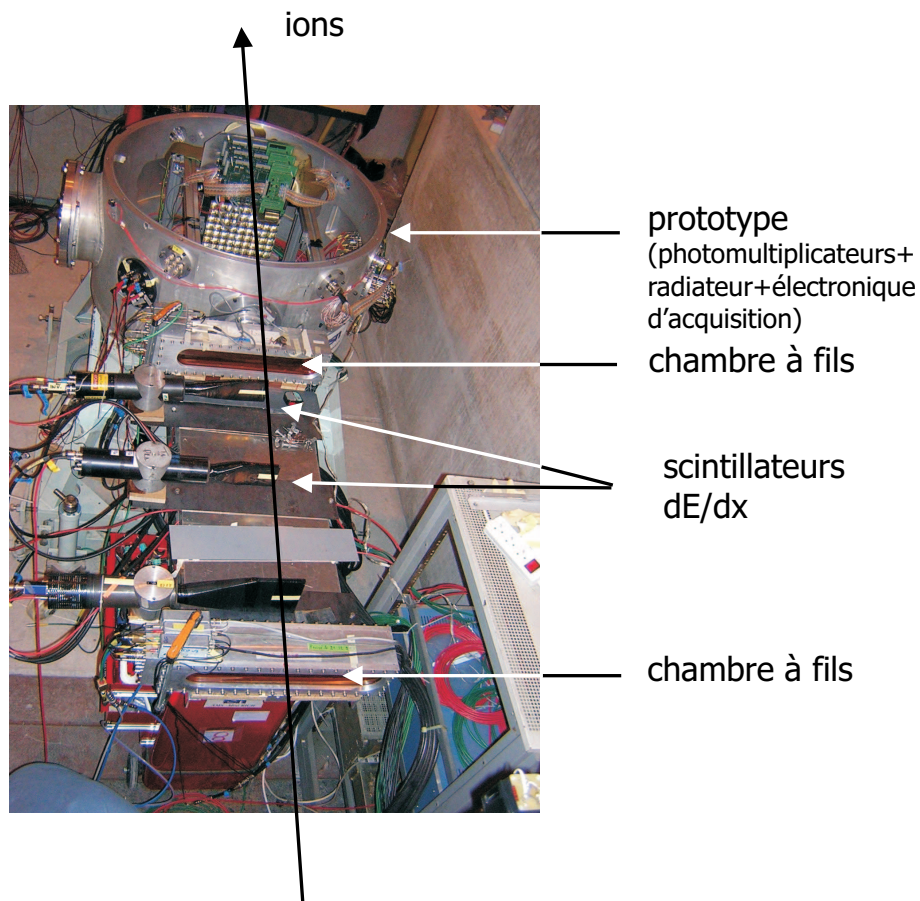


FIG. 2.17 – Vue d'ensemble du prototype installé sur la ligne H8 du SPS.

Pour les tests de 2003, nous avons disposé d'un faisceau incident de 158 GeV/c par nucléon sur une cible de béryllium donc, par fragmentation, les ions disponibles étaient compris entre

2.5 Tests en faisceau d'ions

$1 < Z < 49$. Environ 11 millions d'événements ont été collectés et de nombreuses configurations du prototype ont ainsi été testées.

2.5.3 Principaux résultats

La figure 2.18 montre des anneaux Čerenkov obtenus durant le test avec un aérogel d'indice 1.03 et de 3 cm d'épaisseur. On vérifie bien que le nombre de photons détectés augmente avec la charge de la particule. Le diamètre des anneaux est constant puisque toutes les particules ont le même β . Le point central correspond au passage de la particule générant une émission Čerenkov directement dans la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur. La qualité des anneaux témoigne de l'excellente résolution du compteur et de l'absence significative de bruit de fond.

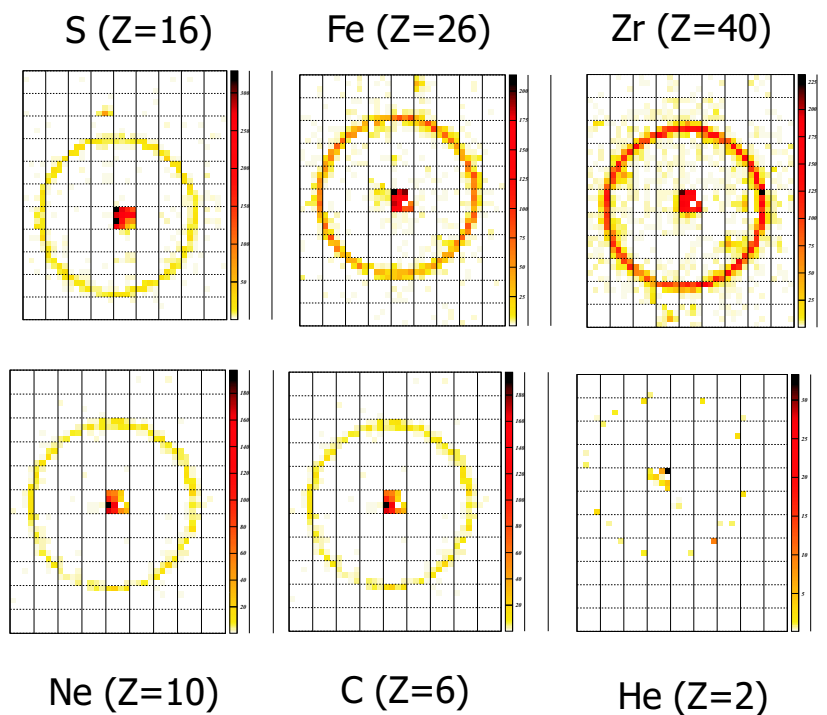


FIG. 2.18 – Anneaux Čerenkov détectés sur la matrice de photomultiplicateurs du détecteur, pour différents noyaux incidents [45].

Le spectre en charge des événements est présenté sur la figure 2.19. Les pics sont clairement séparés jusqu'au Fer ($Z = 26$) et même au-delà. L'aérogel utilisé est celui produit par l'Institut Budker de Novosibirsk (fabriquant russe) d'indice 1.03. Outre ce fabriquant, les aérogels japonais de Matsushita Inc. ont aussi été testés.

En ce qui concerne l'aérogel de Novosibirsk, la résolution en charge est présentée sur la figure 2.20. Chaque pic de la figure 2.19 est ajusté au moyen d'une fonction gaussienne. La largeur de cette fonction est considérée comme une estimation de la résolution en charge. Pour les protons, la résolution est la même pour les deux catégories de radiateur précédemment citées. En revanche pour les charges plus élevées, l'aérogel de Novosibirsk donne de meilleurs résultats en accord avec le taux de production de photons mesurés pour chaque aérogel (plus important

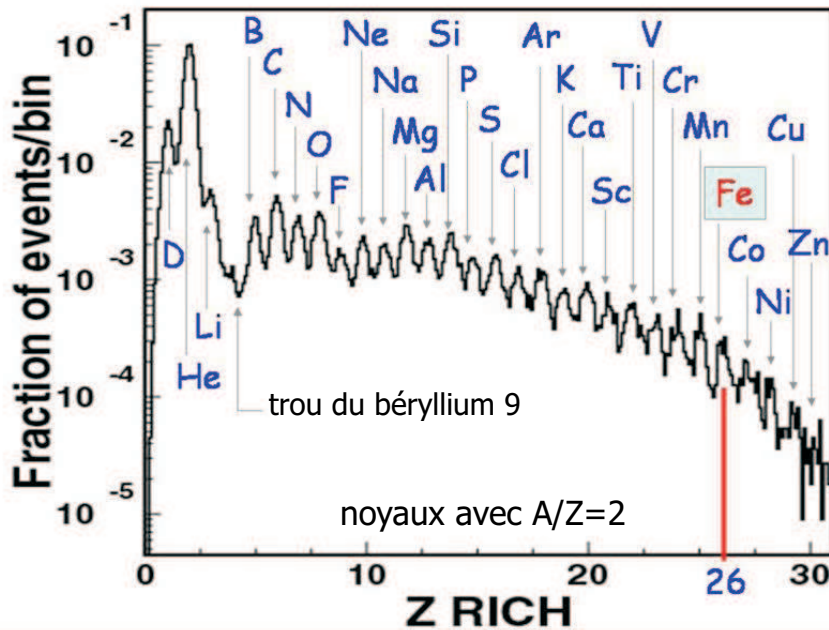


FIG. 2.19 – Réponse en charge du prototype pour un aérogel de Novosibirsk d'indice 1.03. Il s'agit d'un résultat préliminaire obtenu en ligne durant le test.

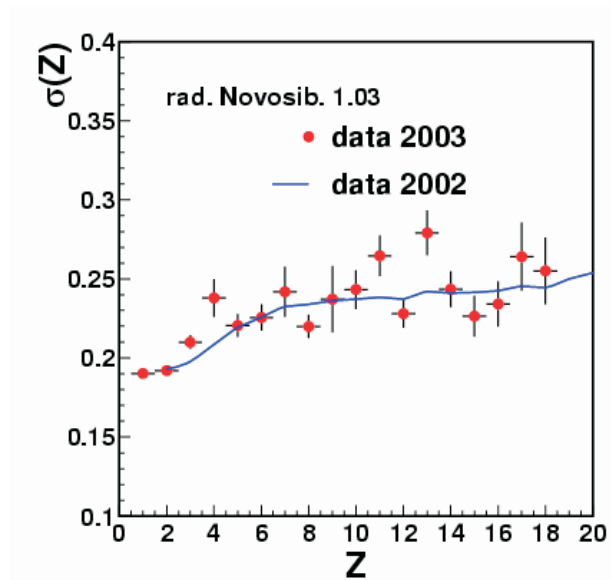


FIG. 2.20 – Résolution de la réponse en charge en fonction de la charge toujours pour un aérogel de Novosibirsk d'indice 1.03 (Analyse du groupe CIEMAT de Madrid [53]).

2.5 Tests en faisceau d'ions

pour les aérogels de Novosibirsk).

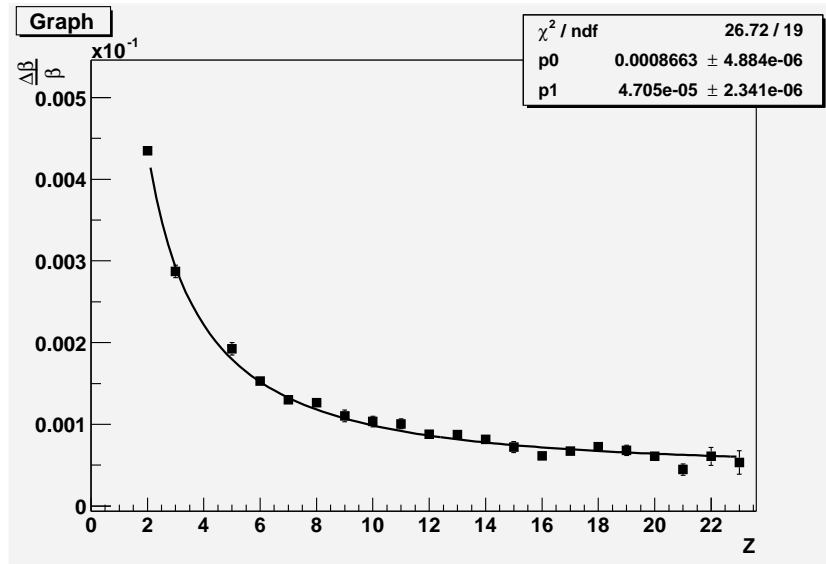


FIG. 2.21 – Evolution de la reconstruction en vitesse $\Delta\beta/\beta$ en fonction de la charge Z [45].

La résolution en vitesse $\Delta\beta/\beta$ en fonction de la charge des particules est présentée sur la figure 2.21. Le comportement en $1/Z$ est bien reproduit mais il atteint une valeur asymptotique à grand Z , provenant de la taille finie des pixels. Les aérogels de Novosibirsk donnent encore une fois une meilleure résolution, ils souffrent moins de la diffusion Rayleigh, on dit qu'ils ont une meilleure clarté. Il faut souligner que cette résolution en charge a été effectuée avec des particules de $158 \text{ GeV}/c$ par nucléon, ce qui correspond à un facteur de Lorentz proche de 1. Il n'est donc pas possible de déterminer la résolution en masse. Rappelons que l'identification en isotope du RICH est envisagée dans la gamme $A \leq 15 - 20$ et $1 \leq p/A \leq 10 \text{ GeV}/c$.

Les résultats recueillis durant ces deux campagnes de tests sous faisceau ont été riches en renseignements. La réponse du détecteur en charge et en vitesse pour des particules avec $Z < 49$ est maintenant connue avec précision. Les performances obtenues satisfont largement aux exigences requises. L'électronique d'acquisition a pu être testée et améliorée. De façon générale, ces tests ont permis de valider le choix de l'instrumentation du RICH. Ils ont permis aussi d'apporter des arguments physiques pour permettre de choisir le meilleur radiateur (voir chapitre 5). Enfin, il faut noter que les photomultiplicateurs positionnés dans l'axe du faisceau ont reçu au cours de ces campagnes l'équivalent en radiation de toute la période prévue sur l'ISS et ne présentent aucun signe de vieillissement prématuré. Ceci est de bon augure pour le fonctionnement du RICH en conditions réelles.

La cellule de Photodétection de l'imageur Čerenkov d'AMS

L'imageur Čerenkov sera composé principalement d'un plan de photodétection. Ce plan comprends 680 cellules réparties sur une matrice de 137 cm de diamètre et avec un trou central pour laisser passer les particules au coeur du calorimètre. Nous allons donc présenter tout d'abord le photomultiplicateur sélectionné pour équiper l'imageur. Nous parlerons ensuite de l'électronique de lecture associée au photomultiplicateur, entièrement conçue et développée au laboratoire.

3.1 Le Photomultiplicateur du RICH d'AMS

Le photomultiplicateur (*PM*) est un dispositif largement utilisé en physique des particules et plus généralement dans tous les domaines qui utilisent des systèmes de photodétection à faible quantité de lumière. Les *PM* sont très répandus pour leur rapidité de réponse et leur bonne résolution en temps, et pour leur surface sensible.

3.1.1 Principe et fonctionnement

Un *PM* est un dispositif sous vide avec une fenêtre d'entrée transparente, qui est le support d'une photocathode. La photocathode fonctionne par effet photoélectrique, ce qui signifie qu'un photon va exciter suffisamment un atome de la photocathode pour lui arracher un électron. Cet électron va transiter à travers la photocathode pour sortir ensuite dans l'espace de focalisation (où il régnait le vide). L'épaisseur de la photocathode est très faible (quelques centaines de nanomètres au maximum), elle est déposée sur le verre de la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur.

Les photocathodes sont des semi-conducteurs, ce ne sont donc pas les atomes qui sont excités mais les électrons de la bande de valence, qui par l'énergie du photon incident vont "sauter" sur la bande de conduction et ensuite quitter le semi-conducteur [54]. On caractérise une

3.1 Le Photomultiplicateur du RICH d'AMS

photocathode par son *efficacité quantique*¹. Cette efficacité dépend de la longueur d'onde. La fenêtre d'entrée qui protège la photocathode absorbe, pour la majorité des matériaux utilisés, les photons dans le domaine UV. Si on convolue ces deux effets on trouve, pour un *PM* courant, une efficacité maximum pour des longueurs d'onde de l'ordre de 400- 440 nm (bleu). Il existe des couples de fenêtre d'entrée-photocathode qui permettent de modifier cette longueur d'onde, mais ils sont moins courants et développés pour des utilisations spécifiques. La figure 3.1 montre le schéma typique d'un photomultiplicateur d'architecture classique.

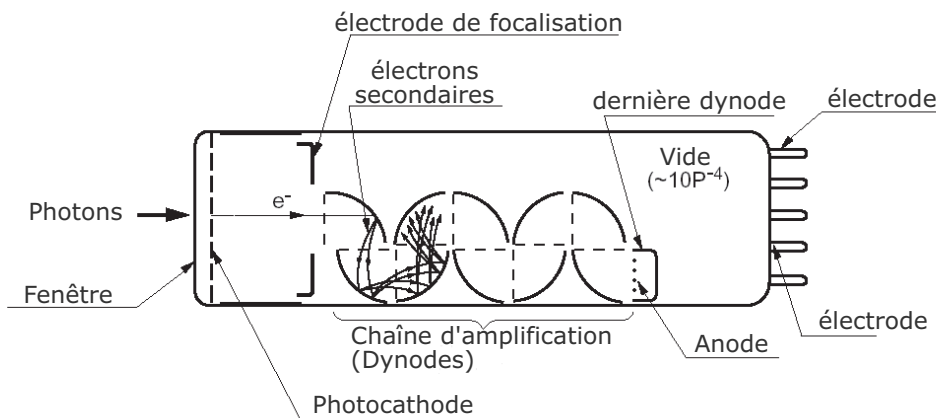


FIG. 3.1 – Principe de fonctionnement simplifié d'un PM.

Une fois que les électrons sont émis de la photocathode, il faut les amener vers la première dynode. C'est le rôle de l'espace de focalisation et d'accélération. A l'aide d'électrodes mises à un certain potentiel, une configuration de champ est créée, et les électrons qui sortent de la photocathode vont suivre les lignes de champ pour atteindre la première dynode. L'efficacité de collection de cette partie du PM, que l'on appelle l'optique d'entrée, est le plus souvent supérieure à 80 % (i.e. pour 10 électrons émis par la photocathode, plus de huit atteignent la première dynode en moyenne).

Après avoir quitté l'optique d'entrée, les électrons atteignent la première dynode avec une énergie de quelques centaines d'électrons volts. Quand les électrons touchent la dynode, ils provoquent un mécanisme appelé émission secondaire, qui ressemble à l'effet photoélectrique [55] mais avec des électrons comme particule incidente. L'électron qui arrive ainsi avec quelques centaines d'eV va générer quelques électrons de beaucoup plus faible énergie, qui par la différence de potentiel entre la première dynode et la seconde, iront (en accélérant) vers la seconde dynode pour provoquer de nouveau le même mécanisme. En réitérant ce mécanisme le long des différents étages de dynodes on peut multiplier les 4 ou 5 premiers photons émis par la photocathode en quelques millions. La figure 3.2 représente schématiquement la chaîne d'amplification d'un *PM*.

¹c'est la probabilité d'émission d'un électron pour un photon incident

3.1 Le Photomultiplicateur du RICH d'AMS

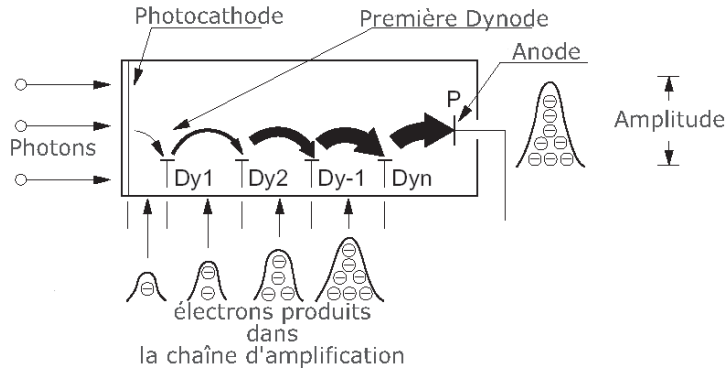


FIG. 3.2 – Schéma de multiplication des électrons. à l'intérieur d'un PM

3.1.2 Le Gain d'un PMT

Par définition, le gain, G d'un PM est proportionnel au rapport du courant collecté à l'anode du tube à celui délivré par la photocathode de celui-ci :

$$G = \frac{I_a}{I_k} \quad (3.1)$$

où I_a et I_k représentent le courant d'anode et le courant de la photocathode respectivement. En tenant compte des différents étages du PM , nous pouvons donc exprimer son gain sous la forme [54] :

$$G = \eta(k_1\eta_1)(k_2\eta_2) \dots (k_n\eta_n) = \eta \prod_{i=0}^N k_i\eta_i = \eta \prod_{i=0}^N g_i \quad (3.2)$$

où :

- η est l'efficacité de collection de la première dynode
- k_i est le coefficient d'émission secondaire d'une dynode de rang i
- η_i est l'efficacité de collection de l'espace entre la dynode de rang i et de rang $i + 1$
- g_i est le gain du i^{eme} étage

Le gain augmente très rapidement en fonction de la haute tension appliquée. Si nous supposons que l'efficacité de collection de tous les étages est proche de 100%, tout en tenant compte du fait que le gain d'un étage peut s'exprimer en fonction de la haute tension appliquée entre ses deux dynodes par :

$$g_i = \alpha' v_i \beta' \quad (3.3)$$

où :

- α', β' sont des constantes de proportionnalité
- v_i est la tension appliquée entre les dynodes de rang $i - 1$ et celle de rang i

3.2 Le Choix du Photomultiplicateur

nous pouvons donc, déduire le gain du *PM* :

$$G = \eta \prod_{i=1}^N (\alpha' v_i \beta') \quad (3.4)$$

La tension totale V appliquée entre la photocathode et l'anode est ainsi répartie entre les différentes dynodes au moyen d'un pont diviseur couplé au tube. Cette répartition est en fonction des résistances utilisées dans le pont diviseur. Il est devenu courant d'exprimer cette répartition en considérant l'unité la plus petite des tensions interdynodes. Si r_i est la fraction de la haute tension totale V appliquée entre les dynodes $i - 1$ et i , i.e. $v_i = \frac{V}{r_i}$, le gain G peut alors s'écrire sous la forme :

$$G = \eta \alpha'^N \left[\prod_{i=1}^N \left(\frac{1}{r_i^{\beta'}} \right) \right] V^{\beta'N} = \alpha V^\beta \quad (3.5)$$

De la relation 3.5, nous observons que la dépendance du gain en fonction de la haute tension peut être déterminée par les paramètres α et β donc, une caractérisation plus approfondie des *PMs* devient nécessaire. Ce point sera repris dans la section 4.1 concernant l'étalonnage des 680 *PMs* du RICH

3.1.3 Le pont diviseur

Les répartitions de tensions à appliquer sur les électrodes sont divisées en trois catégories :

- ⊢ Répartition de type *linéaire* dans laquelle toutes les tensions appliquées entre l'ensemble des dynodes sont égales. Elle permet ainsi d'obtenir le gain maximal pour un haute tension d'alimentation donnée
- ⊢ Répartition de type *progressive* dans laquelle, les tensions interdynodes augmentent progressivement dans les sens cathode-anode, jusqu'à être dans les derniers étages aussi élevées que 8 ou 10 V_d . Cette répartition permet d'obtenir d'une part une bonne linearité d'autre part des valeurs crêtes d'impulsion de courant anodique de plusieurs centaines de miliampères. Le gain en revanche, est fortement diminué comparé à celui obtenu en répartition de type *linéaire*
- ⊢ Répartition de type *progressive-tronquée* qui n'est progressive que dans les derniers étages. Elle permet d'obtenir comme la repartition linéaire, de bonnes caractéristiques temporelles² et tout en ayant un bon accord en gain et une linearité impulsionnelle

3.2 Le Choix du Photomultiplicateur

Dans le cas de l'expérience AMS, le tube sélectionné doit être capable de résister à des conditions sévères. Les modules de photodétection du RICH d'AMS doivent satisfaire les critères de validation suivants :

²la tension suffisamment élevée aux bornes des premiers étages

- Il s'agit d'une expérience spatiale à long terme, (3 à 5 ans) donc aucune possibilité d'intervention humaine n'est possible, ce qui implique une grande fiabilité des tubes utilisés.
- Le spectre de rayonnement cosmique couvert par AMS varie des protons jusqu'au Fer. Une simulation du type Monte-Carlo du RICH [57] montre que le nombre de photoélectrons détectés par un *PM* varie d'un photon pour le proton jusqu'à une centaine de photoélectrons pour le Fer, donc une dynamique assez large à respecter.
- AMS étant une expérience spatiale à mettre en place sur la Station Spatiale Internationale, elle est soumise à des contraintes importantes sur la puissance consommée et le poids. La puissance consommée doit être la plus faible possible, la consommation totale de l'ensemble du détecteur ne doit pas excéder 2kW, et celle du RICH doit rester inférieure à 200W environ. Dans le cas des *PMs*, cette puissance augmente quadratiquement avec la haute tension appliquée.
- La matrice du RICH sera soumise aux effets d'un champ magnétique par la présence de l'aimant supraconducteur. Le champ magnétique maximal attendu sera de l'ordre de 330 Gauss. Bien qu'il soit prévu d'installer un blindage individuel efficace par module, il reste toujours important que les *PM* puissent fonctionner dans ces conditions car le blindage ne peut pas assurer une immunité totale.
- Le poids est aussi un point important car l'ensemble des modules ne doit pas dépasser un cinquantaine de kilogrammes correspondant environ à un quart du poids total du RICH.

3.2.1 Le Photomultiplicateur Hamamatsu R7600-M16

Le *PM* Hamamatsu R7600-M16 est un photomultiplicateur de type *multi-anodes* [56] présentant 16 pixels sur sa photocathode. La fenêtre d'entrée est en Borosilicate et l'émission secondaire d'électrons est obtenue avec l'aide d'un dépôt de $Sb - K^2 - Cs$, photocathode dite "Bialkali". Il est équipé d'une structure de dynodes appelée "metal-channel", réparties sur 10 étages d'amplification et ayant la propriété de collecter plus efficacement les électrons que les structures standard. La figure 3.3 montre la structure des dynodes.

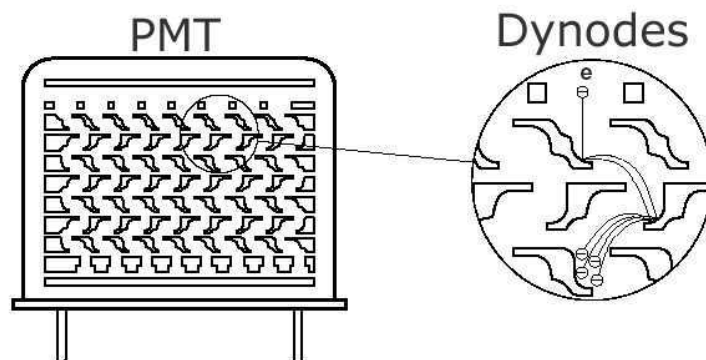


FIG. 3.3 – Structure des dynodes de type "metal channel".

Un treillis de fils fins métalliques à un potentiel a été placé entre la photocathode et la première dynode pour focaliser le flux de photoélectrons et maintenir ainsi une bonne efficacité de

3.2 Le Choix du Photomultiplicateur

détection.

Les caractéristiques générales du *PM* sont représentées dans la table 3.2.1

Paramètre	Details
Réponse spectrale	300 à 650 nm
Longueur d'onde de la réponse maximale	420 nm
Composition de la photocathode	Bialkali
Zone minimale effective de la photocathode	18 x 18 mm ²
Structure des dynodes	Metal channel
Nombre d'étages	12
Gain	10 ⁶
Taille du pixel	4.5 x 4.5 mm ²
Poids	≈ 55g
Valeur maximale de la haute tension	1000V

TAB. 3.1 – Caractéristiques générales du *PM* Hamamatsu R7600-M16

3.2.2 Le pont diviseur

La répartition choisie pour les *PMs* du RICH est hybride car d'une part ils doivent avoir une bonne linéarité, avec un grande efficacité de collection dans les premiers étages et d'autre part, ils doivent avoir également des caractéristiques temporelles optimales. La répartition retenue a été la suivante : 2.4-2.4-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-2-2.4-2.4. Cette répartition a été obtenue après discussions avec le constructeur d'une part et à l'issue de différentes mesures comparatives d'autre part. La figure 3.4 présente un diagramme du pont diviseur.

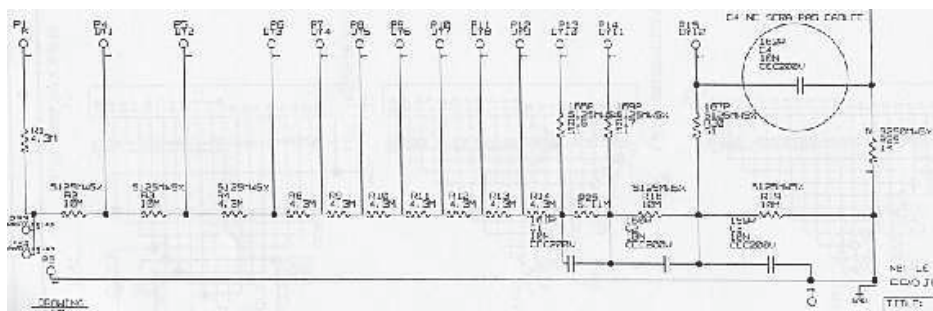


FIG. 3.4 – Schéma technique du cablage du pont diviseur de haute tension du *PM* R7600-M16

Une étude approfondie réalisée au laboratoire [58] nous a permis de sélectionner le modèle de *PM* dont les caractéristiques sont en bon accord avec les exigences montrées ci-dessus.

Nous allons présenter maintenant de l'électronique frontale développée au Laboratoire de l'imageur Čerenkov de l'expérience AMS.

3.3 Électronique frontale de lecture

Le détecteur RICH est soumis des critères restrictifs sévères en matière de puissance et de poids. Une électronique frontale efficace et de dimensions réduites satisfaisant ces critères est ainsi requise. La meilleure solution a été de concevoir un circuit sur mesure³ capable de traiter les signaux des 16 pixels d'un *PM*. Le circuit est composé de 16 voies d'entrée pour la mesure de charge provenant des pixels. Deux gains ont été choisis pour couvrir la dynamique en amplitude.

3.3.1 Architecture du circuit

L'architecture utilisée dans l'électronique frontale est de type "chaîne de spectrométrie" utilisée en physique nucléaire. Utilisant cette méthode nous obtiendrons comme sortie un signal proportionnel à la charge du signal d'impulsion d'entrée. Cette chaîne de spectrométrie est composée par un préamplificateur de charge suivi en premier lieu d'un filtre passe-haut de premier ordre avec une annulation de pole zero et d'un autre filtre passe-bas de 5^{me} ordre. Le passage par les filtres restitue un signal quasi-gaussien [63] dont le maximum de l'amplitude est proportionnel à la charge totale collectée. Avec cette méthode la variable à saisir est le temps nécessaire pour échantillonner l'impulsion lorsqu'elle atteint sa valeur maximum, appelé "*temps d'échantillonnage*". La figure 3.5 présente le principe de mesure d'une voie [64] et la figure 3.6 nous montre une impulsion de sortie typique. La lecture est faite séquentiellement par un multiplexeur qui minimise le nombre de circuits d'entrées et de sorties du circuit.

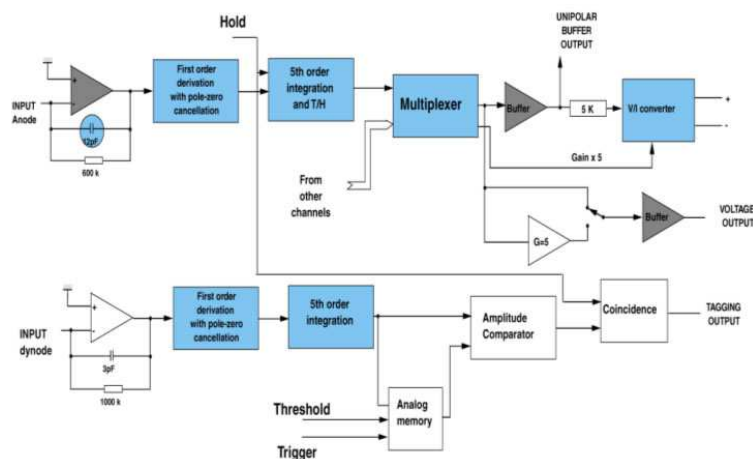


FIG. 3.5 – Architecture du circuit de préamplification[64]

La dynamique est assurée par le choix de deux gains (gain x1 et gain x5) dans le circuit. Un interrupteur permet de sélectionner le gain désiré à la sortie. Le gain (x1) assure l'ensemble du domaine dynamique et le gain (x5) la partie basse du spectre. Il faut tenir compte que sans la présence du deuxième gain le nombre de bits pour coder les signaux devrait augmenter à 14

³Couramment nommé ASIC (Application Specific Integrated Circuits)

3.4 Sélection de circuits

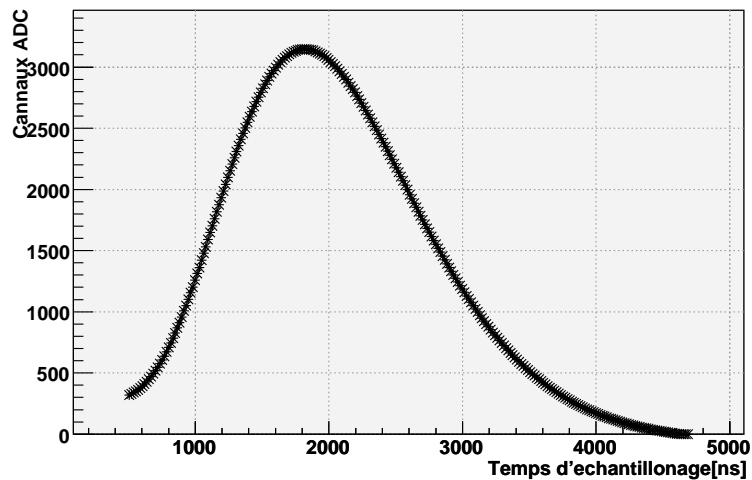


FIG. 3.6 – *Distribution temporelle simulée du temps d'échantillonnage.*

à la sortie du codeur ADC afin d'assurer la dynamique et la réponse du système en général (6 bits pour assurer le spectre du photon unique plus 8 bits pour le range dynamique). Dans ces conditions l'ADC devrait consommer beaucoup plus pour assurer le fonctionnement d'un tel circuit, situation non envisageable à cause des contraintes en consommation.

La séquence de lecture des 16 voies de l'anode est représentée dans la figure 3.7. Le passage de la particule vu par la *PM* déclenche la séquence de lecture, au même instant un signal provenant de l'horloge⁴ (nommé CLK dans la figure) est ainsi déclenché. Les signaux sont ensuite mémorisés par leur temps d'échantillonnage et récupérés par la suite avec l'aide de 32 impulsions contrôlant le multiplexeur dont les 16 premières utilisées par le gain (x1) et les 16 suivantes par le gain (x5). Le multiplexeur utilisé est du type 16 à 1 qui est en fait composé de quatre multiplexeurs du type 4 à 1 en cascade et qui réduit la charge de capacité dans chaque entrée

3.3.2 Caractéristiques

Les caractéristiques générales du circuit sont représentées dans le tableau 3.3.2. La surface du circuit est de $2.9 \times 2.2 \text{ mm}^2$.

3.4 Sélection de circuits

La version finale du détecteur RICH nécessite 680 circuits ASIC associés au même nombre de cellules de photodétection (*PMs*). Il est très probable qu'à l'issue de la fabrication, une quantité non négligeable de circuits soit défectueuse. 1400 circuits ont été reçus et testés. Parmi eux, 200 ont été directement rejetés à cause de défaillances internes, soit un taux de $\approx 15\%$ de rejets⁵.

⁴Horloge séquencée à 20MHz

⁵taux qui est en accord avec le cahier de charges de l'entreprise productrice *Austria Micro Systems*

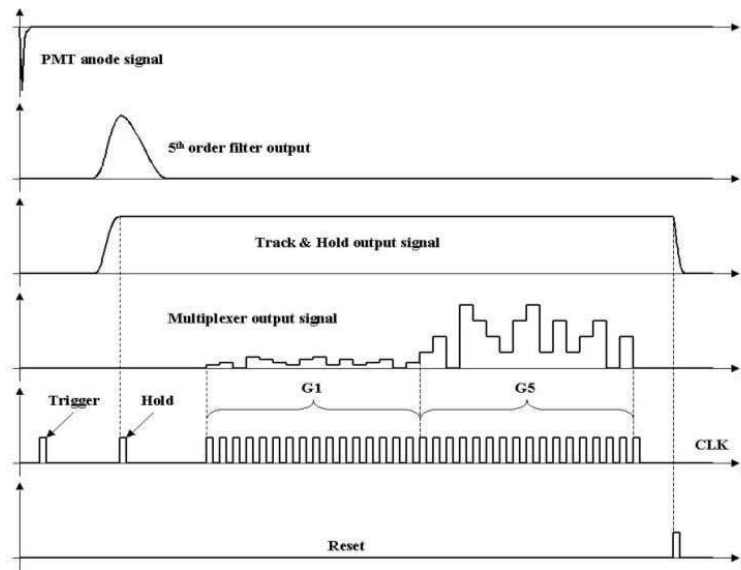


FIG. 3.7 – Chronogrammes des signaux du circuit d'électronique frontale.

Désignation	Mesuré
Gamme d'entrée	0-36 pC (250 photoélectrons)
Fréquence maximale de multiplexage	1.5 Mhz
Non-linearité Gain (x1)	0.5%
Non-linearité Gain (x5)	0.25%
Rapport gain(x5)/gain(x1)	51%
Bruit	< 0.05 photoélectrons rms
Consommation	+3V , -2V
Niveau d'entrée et sortie logique	de 0 à 3V
Amplitude de la sortie analogique	de 0 à 2.8V
Puissance consommée	0.7 mW / voie
Diaphonie	< 0.05 photoélectrons rms

TAB. 3.2 – Caractéristiques générales du circuit.

Nous avons imposés des critères sévères dans les 1200 circuits restants afin de sélectionner les circuits dont les caractéristiques sont les meilleures avec une dispersion minimum, facilitant ainsi l'étalonnage global du compteur. Les critères utilisés pour la sélection sont représentés dans le tableau 3.4. Nous avons développé pour contrôler les circuits, un banc de test qui sera décrit dans la section suivante.

3.4.1 Le banc de test

Ce banc de test a été conçu pour caractériser et sélectionner les meilleurs circuits pour le RICH. les mesures à réaliser étaient :

– La consommation en courant

3.4 Sélection de circuits

Consommation	$2 \text{ mA} < I_{vdd} < 3 \text{ mA}$	$-3 \text{ mA} < I_{vss} < -2 \text{ mA}$
Position du piedestal (μ)	Gain (x1) $\mu > 40$ canaux ADC	Gain (x5) $\mu > 40$ canaux ADC
écart-type du piedestal (σ)	$\sigma < 1.5$ canaux ADC	$\sigma < 6.5$ canaux ADC
Dispersion du temps d'échantillonnage dans un circuit	$< 50 \text{ ns}$	$< 50 \text{ ns}$
Non Linearité	$< 1\%$	$< 1\%$

TAB. 3.3 – Critères de sélection des 680 circuits du RICH.

- La valeur du piedestal et sa largeur
- La non linearité intégrée
- Le rapport Gain(x5) / Gain(x1)
- le temps d'échantillonnage

L'ensemble est composé d'un ordinateur, d'une carte de test entièrement développée au laboratoire, et deux alimentations externes. Celle-ci est connectée à un carte National Instruments pour le commandement et l'enregistrement de l'ensemble des paramètres sur l'ordinateur. Cette carte de test a été développée avec les circuits ALTERA type ELPD 7000s et FLEX10k. La figure 3.8 présente une vue de principe de l'ensemble de test. La figure 3.9 montre le principe de fonctionnement de la carte de test.

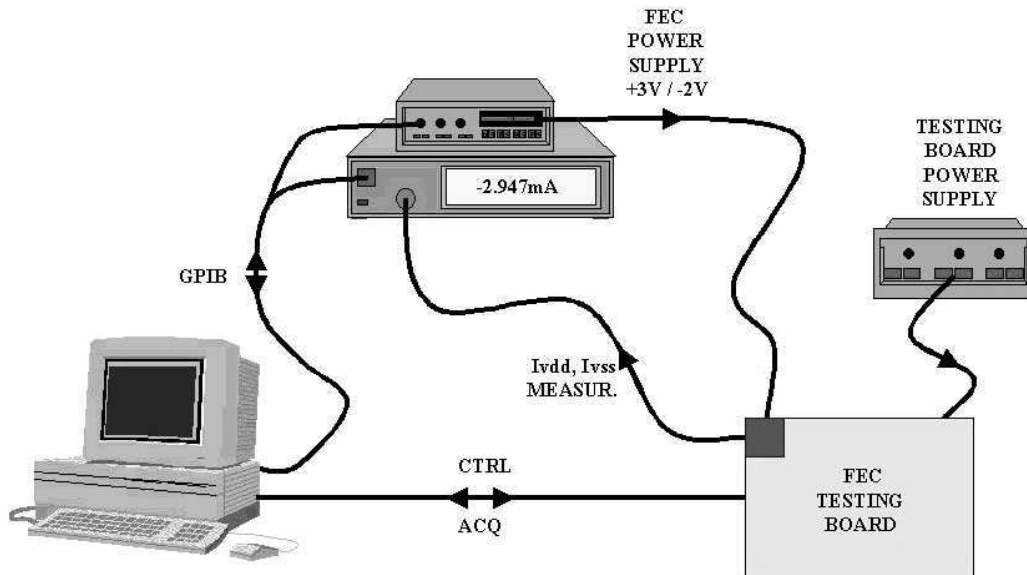


FIG. 3.8 – Schéma du banc de test développé pour la caractérisation des circuits ASIC du RICH d'AMS.

Le Circuit ELPD, correspondant a la carte d'acquisition et à l'interface PC (PC & PCI), décode les ordres générés par le PC, configure les différentes fonctions de la carte et effectue

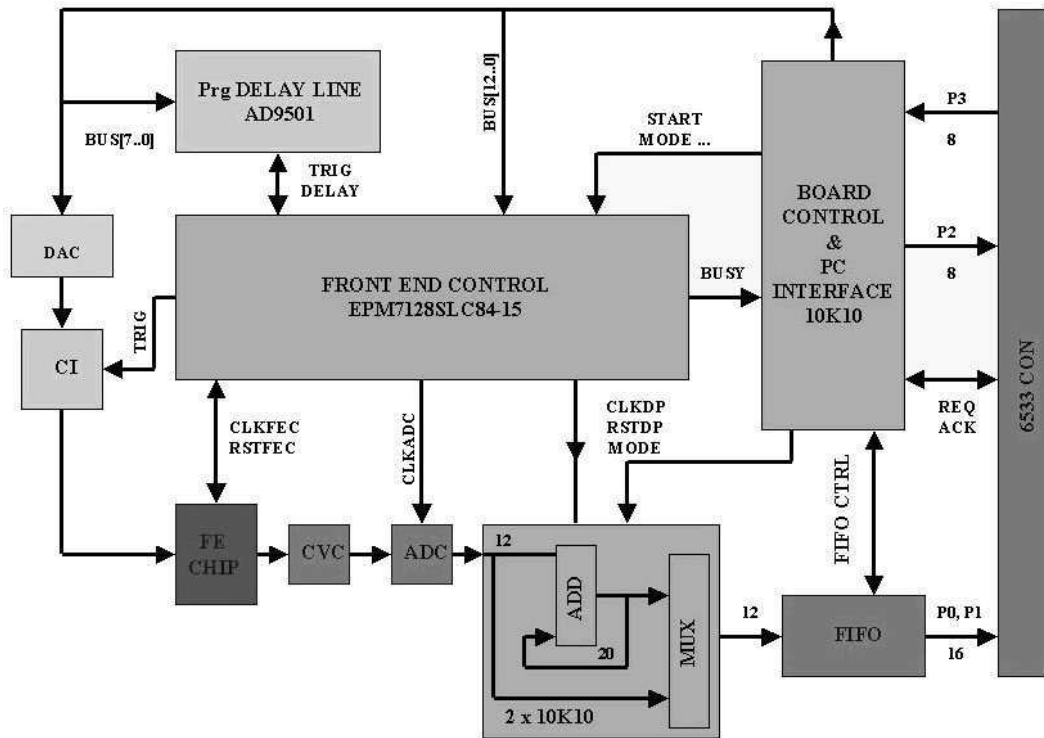


FIG. 3.9 – Principe de fonctionnement de la carte électronique de tests des cellules des photo-détecteurs.

l'acquisition de données. Le banc de test est piloté par un programme en LabVIEW (dont j'ai eu la charge du développement), installé dans l'ordinateur. Il comprend un module configurable sur le standard GPIB dédié aux mesures de la puissance consommée et d'une carte numérique d'entrée/sortie à haut débit qui effectue l'acquisition de données. Le logiciel LabVIEW contrôle la carte d'acquisition pour exécuter le test complet d'un circuit. Ce programme nous permet de visualiser différentes caractéristiques afin de vérifier en ligne, son comportement global. D'autre part, le programme génère également un fichier pour chaque élément mesuré, permettant une analyse complète ultérieure des paramètres testés pour l'ensemble de voies de sortie du circuit. Cette analyse sera décrite en détail dans la section suivante.

3.4.2 Résultats

Position des Piédestaux et Largeur

Le piédestal d'une voie électronique correspond à la charge mesurée par l'ADC en l'absence de signal. Autrement dit, c'est le "zéro" électronique du canal en question. La connaissance de la position du piédestal est importante car sa valeur détermine la quantité à soustraire pour mesurer la contribution du signal physique, mais sa largeur est aussi exploitable en tant que signature d'un bon fonctionnement du circuit (qui peut se traduire en bruit de l'électronique). Nous avons choisi de repérer que la position du piédestal soit suffisamment éloignée du canal 0 en sortie de l'ADC et nous avons fixé un seuil minimum à 40 canaux au delà du canal zéro

3.4 Sélection de circuits

de l'ADC. La largeur du piédestal a été fixée également à une valeur maximale de 1.5 canaux ADC en Gain (x1) et de 6.5 canaux ADC en gain (x5). Ces chiffres correspondent en moyenne à 10% de la position attendue pour le maximum du photoélectron unique.

Ces deux critères ont été établis à cause d'un effet de dérive de la position des piédestaux lié à la fréquence de déclenchement et à l'évolution de la température. Ces effets ont été observés durant la première campagne de tests réalisés au CERN en 2002. Cette dérive peut entraîner la lecture hors de la gamme de codage des ADCs, c'est à dire, des piédestaux négatifs ; situation qui rendrait impossible un étalonnage des *PMs*. Autre effet de dérive par rapport au taux de déclenchement a été observée également durant la même campagne et il a été résolu [65] en ajoutant trois séquences d'impulsion logique supplémentaires (une ouverture et fermeture de la porte qui numérise la signal suivi d'un reset) et qui donne des résultats satisfaisants.

La figure 3.10 gauche montre la dispersion des piédestaux mesurés pour l'ensemble des circuits et à droite la dispersion des largeurs associées en mode gain (x1). Les mêmes distributions mesurées en gain (x5) sont également représentées sur la figure 3.11.

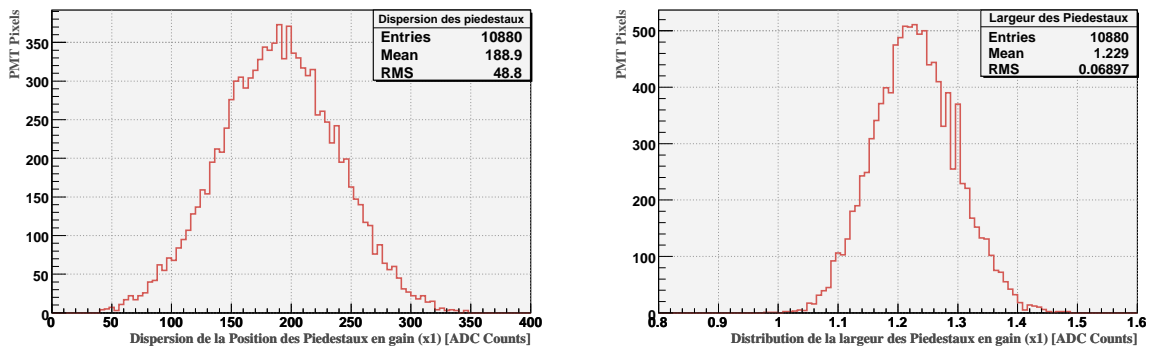


FIG. 3.10 – *Distribution de la position des piédestaux (gauche) et leur largeurs respectives (droite) à l'intérieur des circuits en gain (x1).*

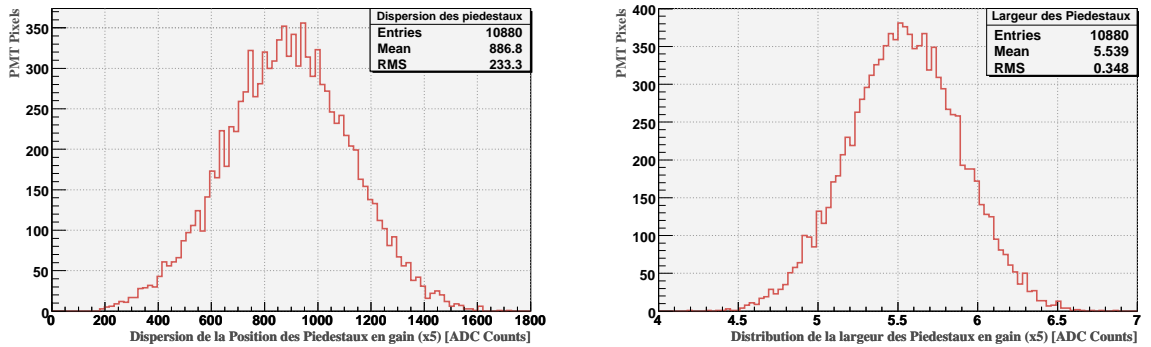


FIG. 3.11 – *Distribution de la position des piédestaux (gauche) et leur largeurs respectives (droite) à l'intérieur des circuits en gain (x5).*

Linearité des Circuits

La mesure de linéarité se fait par injection de charges à l'entrée des circuits par la méthode suivante :

Une charge est injectée⁶ aux 16 voies d'un circuit avec quatre ACI⁷, chaque ACI commandant quatre voies. Cette charge est ensuite numérisée et récupérée par le codeur. La charge collectée doit être proportionnelle à la charge injectée par l'ADC. La figure 3.12 montre un voie du circuit en gain (x1, *gauche*) et gain (x5, *droite*). Pour chaque voie, la charge injectée a été de 0 à 36 pC répartie en 256 points de mesure.

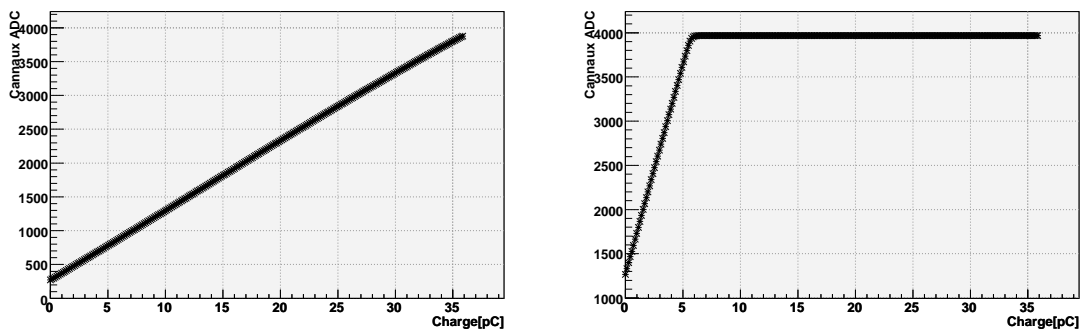


FIG. 3.12 – Résultats de la mesure de linéarité d'une voie d'un circuit. à gauche : charge injectée en gain (x1). droite : charge injectée en gain (x5).

Les écarts de linéarité trouvés entre les circuits sont représentés dans la figure 3.13 à gauche en gain (x1) et en gain (x5) à droite. Ces écarts sont évidemment faibles (<1%) et nous pouvons les considérer comme négligeable comparés à ceux des *PM*.

Rapport G5/G1

Comme nous l'avons décrit dans la section 3.3.1, deux gains ont été établis : un gain (x1, donc sans amplification) pour tout le domaine dynamique et un gain (x5, amplifié d'un facteur 5) pour les basse charges. Cette amplification n'est pas toujours fixe et dépend de chaque voie électronique. La nécessité d'avoir une connaissance de ce facteur d'amplification est importante. Sachant que la calibration des *PM* se fera au régime du photo-électron unique utilisant le domaine dynamique amplifié (gain x5). Ce gain amplifié nous permet d'obtenir une meilleure séparation en amplitude du pic du simple photo-électron. Ce facteur nous permettra en effet d'utiliser la gamme d'amplification normale (gain x1) et profiter ainsi toute la gamme dynamique. Les rapports ont été calculés utilisant les données de linéarité de chaque voie des circuits. Les données ont été obtenues au moyen du banc de test dont le principe a été décrit dans la section 3.4.2. Le facteur a été calculé en prenant en compte les 40 premiers points de mesure (figure 3.14 *droite*) car le domaine dynamique restant est sans intérêt car la gamme dynamique est dépassée en gain (x5). La figure 3.15 présente la distribution de ces facteurs.

⁶simulant la présence d'un *PM*

⁷ACI : Anode Charge Injector

3.4 Sélection de circuits

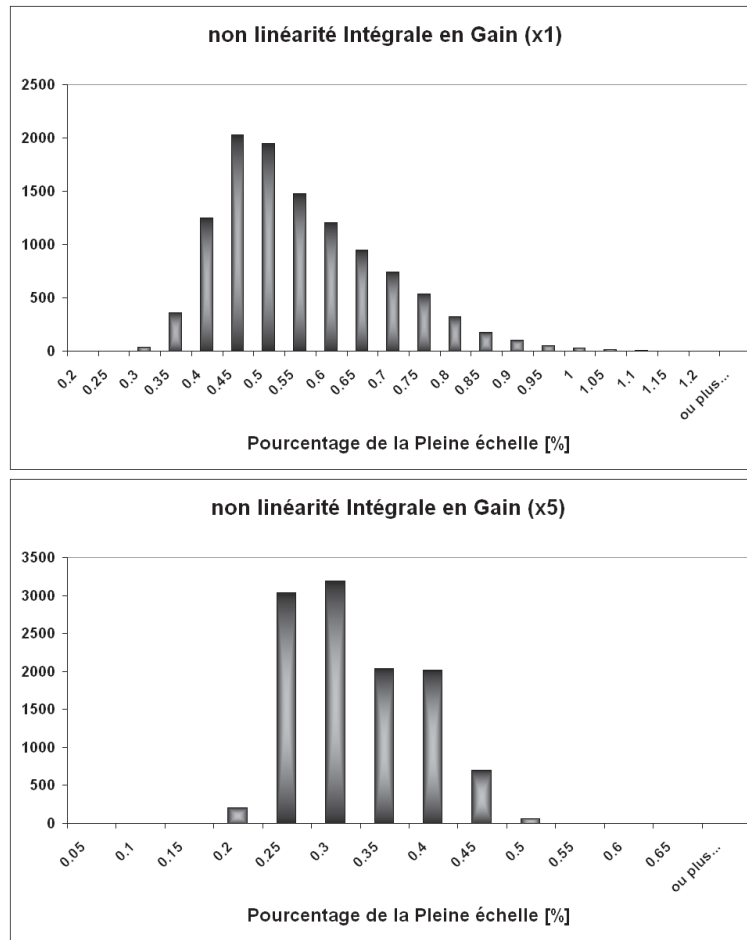


FIG. 3.13 – Histogramme d'écart à la linéarité parfaite du préamplification en pourcentage de la pleine échelle. Gauche : gain (x1) Droite : gain (x5)

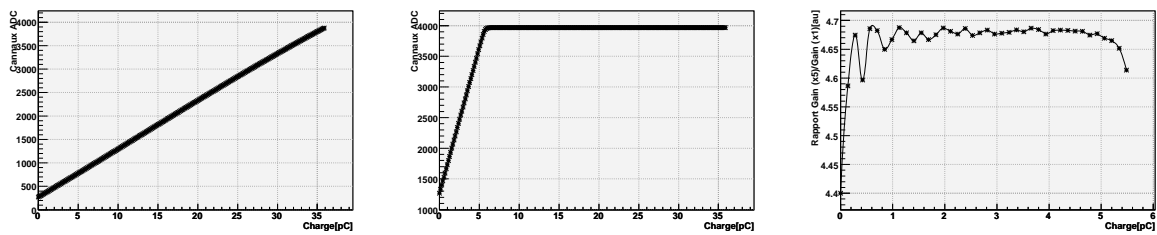


FIG. 3.14 – Résultats de la mesure de linéarité d'une voie d'un circuit. A gauche : charge injectée en gain (x1). Au centre : charge injectée en gain (x5). A droite : facteur $G5/G1$ des premier 40 points

Mise en forme et temps d'échantillonnage

Ce temps peut varier d'un circuit à l'autre. La mise en forme du signal est faite en utilisant un filtre de cinquième ordre. Cette forme est donnée par la relation :

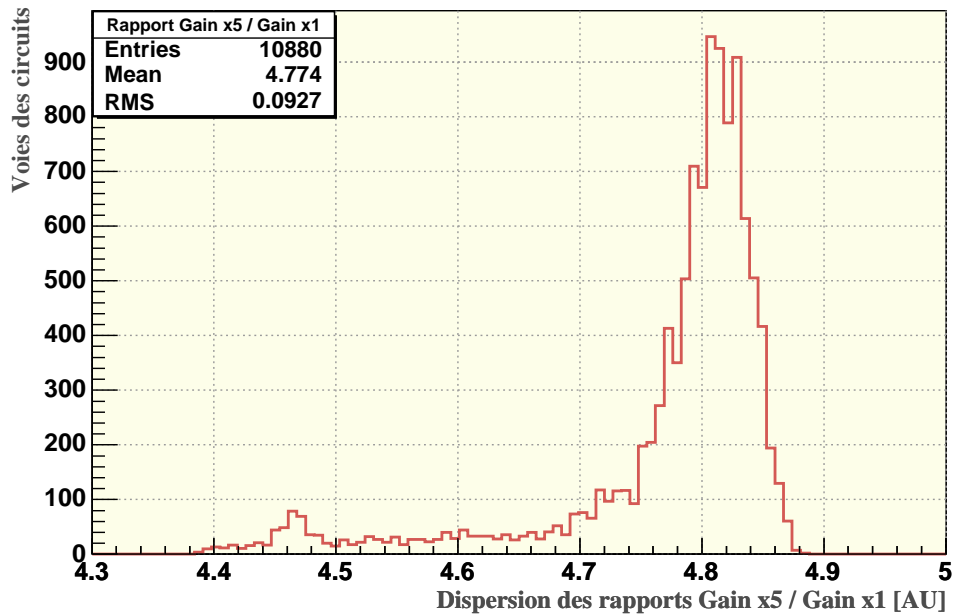


FIG. 3.15 – Distribution des facteurs de conversion pour toutes les circuits.

$$h(t) = \frac{t^n \times e^{-\frac{t}{\tau}}}{n! \tau^n} \quad (3.6)$$

Cette fonction quasi-gaussienne possède une forme relativement aplatie au sommet. La figure 3.16 montre la distribution temporelle de cette fonction. Théoriquement, avec un telle réponse, il est simple d'échantillonner l'impulsion à son maximum. Ce maximum est atteint pour $t_{max}=n\tau$ où t_{max} est appelé le *temps d'échantillonnage* et n correspond à l'ordre du filtre ($n=5$ dans notre cas). Les simulations [66] montrent qu'une erreur de $\pm 0.0025 \times t_{max}$ théoriquement attendue, induit un erreur de 0.1% sur l'amplitude échantillonnée. Parmi les 1200 circuits qui n'ont pas eu de défaut techniques, 680 ont été choisis. Le temps d'échantillonnage est choisi par circuit avec la procédure suivante : Une charge élevée est envoyée à chaque voie du circuit, elle est tout de suite numérisée et mise en forme pour l'échantillonnage. La sortie du filtre a été variée de 0 à 5000 ns divisée en 256 points de mesure afin d'obtenir une mesure de la charge par temps d'échantillonnage donné (voir figure 3.16). Les circuits qui ont présenté un dispersion inférieure à 50 ns au maximum de l'impulsion sur l'ensemble de voies qui conforment le circuit ont été choisis. La figure 3.17 montre une distribution finale des temps d'échantillonnage des 680 circuits choisis.

Dynamique des circuits

L'information sur l'injection de charge provenant du test de linéarité a contribué fortement dans la détermination de la dynamique de chaque voie du circuit. Grâce à ce test nous connaissons la charge maximale que le circuit peut intégrer. La dynamique est calculée utilisant l'information de la charge maximale à intégrer en soustrayant la valeur du piédestal associé. La figure

3.4 Sélection de circuits

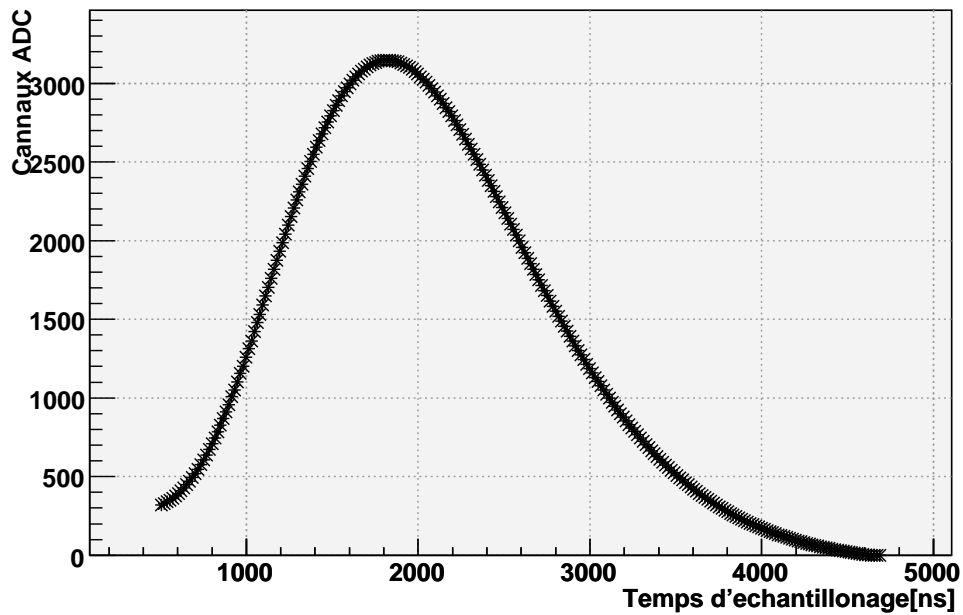


FIG. 3.16 – Distribution temporelle du temps d'échantillonnage qui détermine la mesure de l'amplitude du circuit préamplificateur.

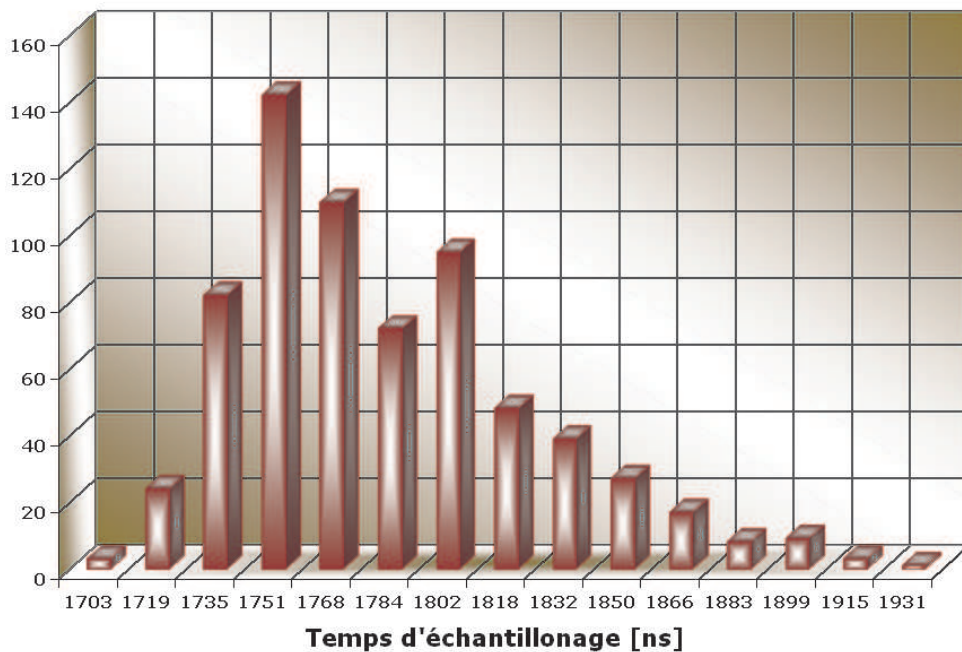


FIG. 3.17 – Histogramme des temps d'échantillonnage du RICH.

3.18 présente la dynamique en canaux d'ADC de l'ensemble des voies des 680 circuits sélectionnés pour équiper le RICH. L'information sur la dynamique de chaque voie sera exploitée dans la section 4.3 consacrée à l'étalonnage des *PM* du RICH.

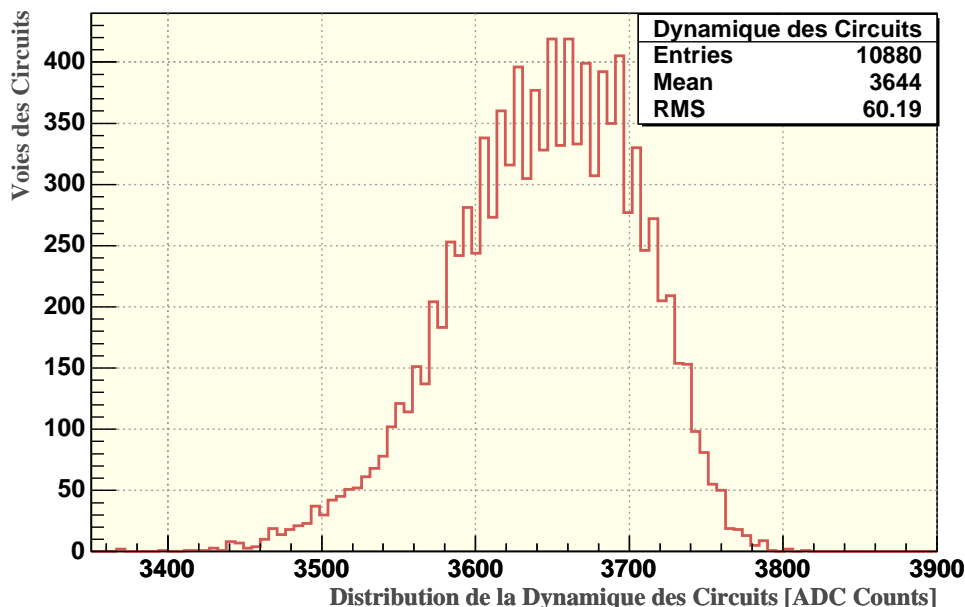


FIG. 3.18 – Distribution de la dynamique totale en canaux d'ADC de chaque voie des 680 circuits dédiés conformes pour le RICH en gain (x1.)

3.5 Guides de Lumière et Intégration des Cellules

3.5.1 Guide de Lumière

La présence du blindage crée un effet d'ombre. Un système de guidage et de collection de lumière a été développé pour compenser cet effet et pour augmenter l'acceptance⁸ géométrique du *PM*, augmentant ainsi la surface active du plan de détection. Les guides de lumière ont une forme de pyramide tronquée avec un facteur de convergence (rapport entre bases) de 31 mm par élément individuel et 33 mm d'hauteur [60]. Le guide est en fait un ensemble de 16 guides individuels de 30 mm d'hauteur (figure 3.19 gauche). Ensuite ils sont assemblés par la partie supérieure et collés sur une plaque de 34x34x1 mm du même matériau. La colle utilisée est un adhésif optique du type EPO-TEK 301. La figure 3.19 montre la structure et une photographie d'un guide de lumière.

3.5.2 Procédure de Remplissage

Une coquille plastique de polycarbonate a été prévue entre le blindage magnétique et le *PM* ainsi que son électronique de premier niveau. Une procédure de remplissage (*potting*) du volume confiné au moyen d'une gomme silicone polymerisante (Dow-Corning 93-500) isolante

⁸Compte tenu du fait que la surface active du *PM* est de 44%

3.6 Résultats de Test Réalisés a la Cellule de Photodétection

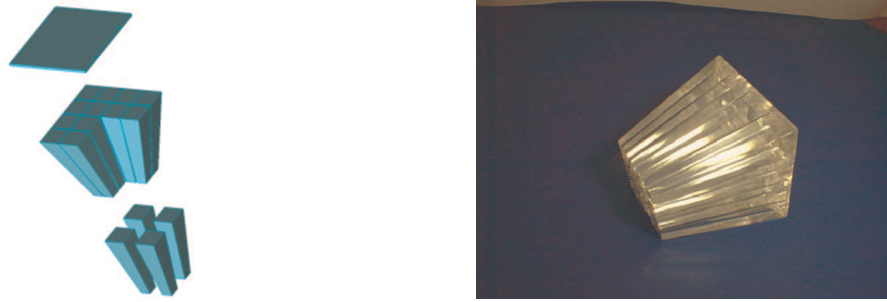


FIG. 3.19 – *Guide de lumière. Gauche : Assemblage des éléments. Droite : Guide Assemblé*

a été mise au point [62] pour isoler l'ensemble électriquement et éviter d'éventuels claquages (selon la loi de paschen⁹). La coquille assure l'alignement entre les pixels du *PM* et le guide de lumière dans tous les configurations possibles. Un interface optique (sous la forme d'une couche de 1 mm d'épaisseur de gomme silicone) est inséré entre la fenêtre du *PM* et le guide de lumière pour assurer un bon contact optique entre les deux parties et réduire les pertes de photons. Avant polymérisation, le matériau utilisé pour la fabrication de la gomme se présente sous forme liquide [61]. Il est nécessaire de bien le mélanger avant utilisation pour un bonne homogénéité. Le matériau est placé ensuite dans un four à environ 30-40 °C sous vide pour dégazage. L'interface optique est ensuite collée utilisant un dose du produit (figure 3.20 *haut à droite*). La partie la plus importante de l'opération consiste à injecter le produit (au moyen d'une seringue évitant toute présence de bulle d'air lors de l'opération) sous une pression de 1 bar à travers d'un trou de remplissage situé entre la coquille plastique et les cotes l'électronique de premier niveau. Il est impératif que cette séquence se réalise en position verticale pour éviter tout emprisonnement de bulle d'air et pour faciliter leur évacuation. Cette étape est représentée sur la figure 3.20 (*en bas à gauche*)

3.6 Résultats de Test Réalisés a la Cellule de Photodétection

Nous présentons à continuation les résultats d'une série de test faites aux cellules de photodétection.

3.6.1 Test sous l'influence du Champ Magnétique

Sachant que le plan de photodétecteurs devra fonctionner en présence d'un champ magnétique résiduel généré par l'aimant supraconducteur décrit dans la section 1.5) du chapitre 1. Une série de test a été réalisé afin de mieux comprendre l'effet du champ magnétique dans une cellule de photodétection.

⁹Champ électrique auquel gaz perd ses propriétés isolantes. Un clic électrique est crée et permet le passage d'un courant entre les deux points d'application de la tension d'essais. Cette loi présente un minimum de la tension de claquage pour une valeur particulière du produit de la pression par la distance, sinon, plus la pression augmente, plus la tension de tenue est élevée.

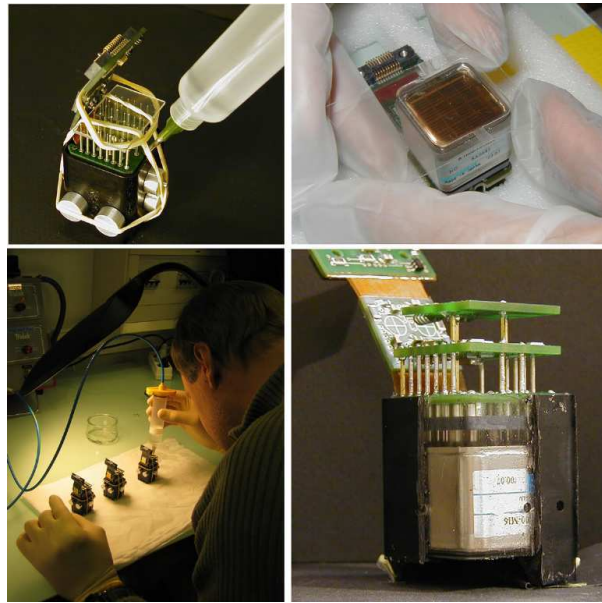


FIG. 3.20 – Procédure de remplissage. En haut à gauche et en bas à gauche : Injection du polymère autour du PM. Des élastiques et des vis de centrage sont placées au cours de cette opération pour le maintien du PM et de son électronique en position. En haut à droite : Colage de l'interface optique. En bas à droite : Potting polymerisé à l'intérieur de la coquille en plastique.

Banc de tests Magnétiques et cahier des charges

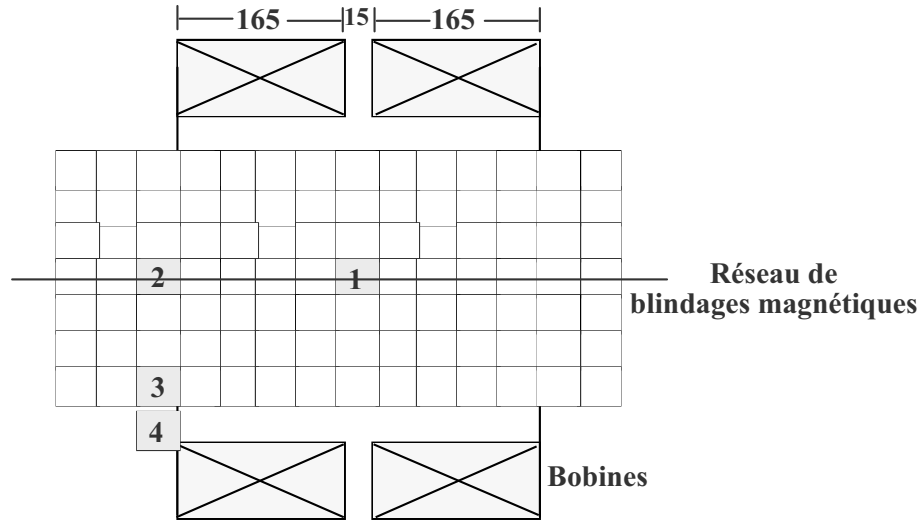
Le banc de test utilisé était constitué principalement de :

- † Deux bobines de 500 mm de diamètre chacune¹⁰ alimentées individuellement
- † Un réseau de blindages magnétiques (35 unités de 0.8mm d'épaisseur et 63 unités de 1 mm d'épaisseur) a été utilisé
- † Deux sondes à effet Hall pour mesurer les composants axiale et transversale du champ magnétique
- † Une LED pour étalonner le *PM*, un ordinateur équipé d'une carte d'acquisition de données pour l'enregistrement, et une boîte noire étanche à la lumière

Les variations de température dues à l'application d'un courant assez élevé (jusqu'à 5 A) dans les bobines, ainsi que les phénomènes d'hystérésis, ont été contrôlés dans cette série de mesures. Dans un premier temps nous avons mesuré le champ magnétique dans les positions indiquées sur la figure 3.21 sans le réseau des blindages magnétiques. Une fois les mesures faites, nous avons placé le réseau à l'intérieur des bobines. Dans le cas de la position 1 de la figure 3.21, nous avons remplacé le blindage associé par des blindages dont l'épaisseur était différent, étant l'un d'eux le candidat pour la version du vol. La mesure du champ a été fait au centre géométrique de chaque blindage. La figure 3.22 présente les valeurs du champ magnétique de chaque blindage. La saturation de chaque blindage est représentatif quand la valeur du champ

¹⁰Prêtées par l'INFN à Bologne, Italie.

3.6 Résultats de Test Réalisés a la Cellule de Photodétection



Notation:
1 : Mesure au centre.
3 : Mesure hors les aimants.
1 à 4 : Mesure du champ magnétique.

FIG. 3.21 – Montage utilisé durant le test.

est poche de 160 Gauss. Nous observons aussi un comportement linéaire aux valeurs du champ proches à 200 Gauss.

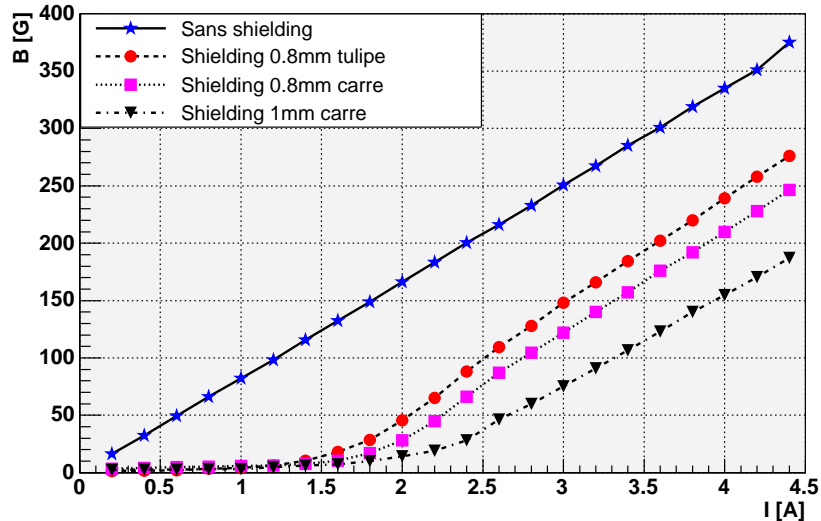


FIG. 3.22 – Evolution du champ magnétique à l’interieur des blindages testés. Le blindage dit “tulipe” est un des blindages du vol

Nous avons installé ensuite, une cellule de photodétection avec son guide de lumière et son blindage magnétique (figure 3.23 gauche) dans la position 1. Notre but a été de mesurer la perte de gain (dit gain relatif) par rapport au champ sur l’ensemble des 16 pixels du *PM*. Nous

3.6 Résultats de Test Réalisés a la Cellule de Photodétection

avons donc étalonné le *PM* au régime de photoélectron unique et ensuite, nous avons augmenté l'intensité de la LED de telle manière que le *PM* opère à une quarantaine de photoélectrons environ. Le gain relatif est simplement obtenu par comparaison entre le signal délivré sous champ magnétique et le signal délivré sans champ, c'est à dire qu'il est exprimé par le rapport $R = \frac{Q_{B_0} - Q_B}{Q_{B_0}}$ où B_0 se réfère, en toute rigueur, au champ magnétique terrestre. Les valeurs de Q_B et Q_{B_0} sont simplement obtenues par ajustement de fonctions poissonniennes et soustraction du piédestal électronique sur les mesures de l'ADC. Deux orientations ont été choisies pour placer le *PM*. La figure 3.23 droite montre un schéma des orientations utilisées pendant ce test.

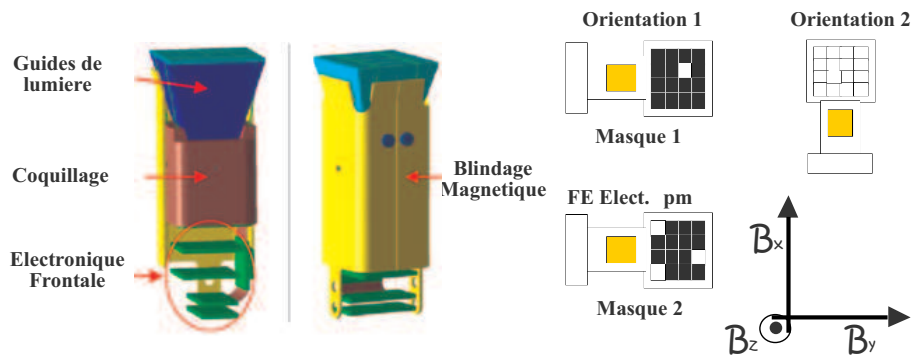


FIG. 3.23 – Module de photodétection utilisé pendant le test. Gauche : Cellule du modèle de vol entièrement assemblée. Droite : Orientations utilisées au centre du réseau de blindages

La figure 3.24 présente le comportement du rapport R avec le champ magnétique utilisant l'orientation 1 de la figure 3.23 droite. nous pouvons observer que ce comportement n'est pas uniforme sur l'ensemble des 16 pixels et nous constatons aussi un augmentation en gain sur la plupart des pixels. Cette augmentation est fortement mise en évidence dans l'orientation 2 (figure 3.23 droite). La figure 3.25 présente l'effet dans l'orientation 2. Ce phénomène peut être expliqué par un effet de *diaphonie* entre pixels. Pour confirmer cette théorie, nous avons utilisé deux types de masques. Le premier favorisait l'entrée de la lumière sur un seul pixel et le deuxième permettait d'avoir trois pixels éclairés. La figure 3.26 confirme cet effet utilisant l'orientation 1 pour des valeurs du champ superieures à 100 Gauss. L'effet est aussi mis en évidence dans l'orientation 2.

Finalement, nous avons mesure le même rapport R dans la position 4 (figure 3.21, hors les bobines). Nous constatons aussi l'effet dominant de la composante transversale du champ magnétique résiduel. Dans ce scénario, le champ devient divergent à cause des effets de ferromagnétisme dans le blindage(celui-ci peut attirer les lignes de champ et augmenter ainsi l'intensité du champ). La figure 3.27 montre le gain relatif par rapport au champ magnétique résiduel.

Il est très difficile de déterminer a priori quel sera le comportement du *PM* soumis à un champ magnétique, le déplacement des électrons à l'intérieur du tube étant complexe. Un étude en Août 2005 au Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses à Grenoble (LCMI) nous permettra d'approfondir un peu plus le comportement des modules en présence du champ magnétique en utilisant une zone complète du détecteur (143 cellules environ) avec la structure

3.6 Résultats de Test Réalisés à la Cellule de Photodétection

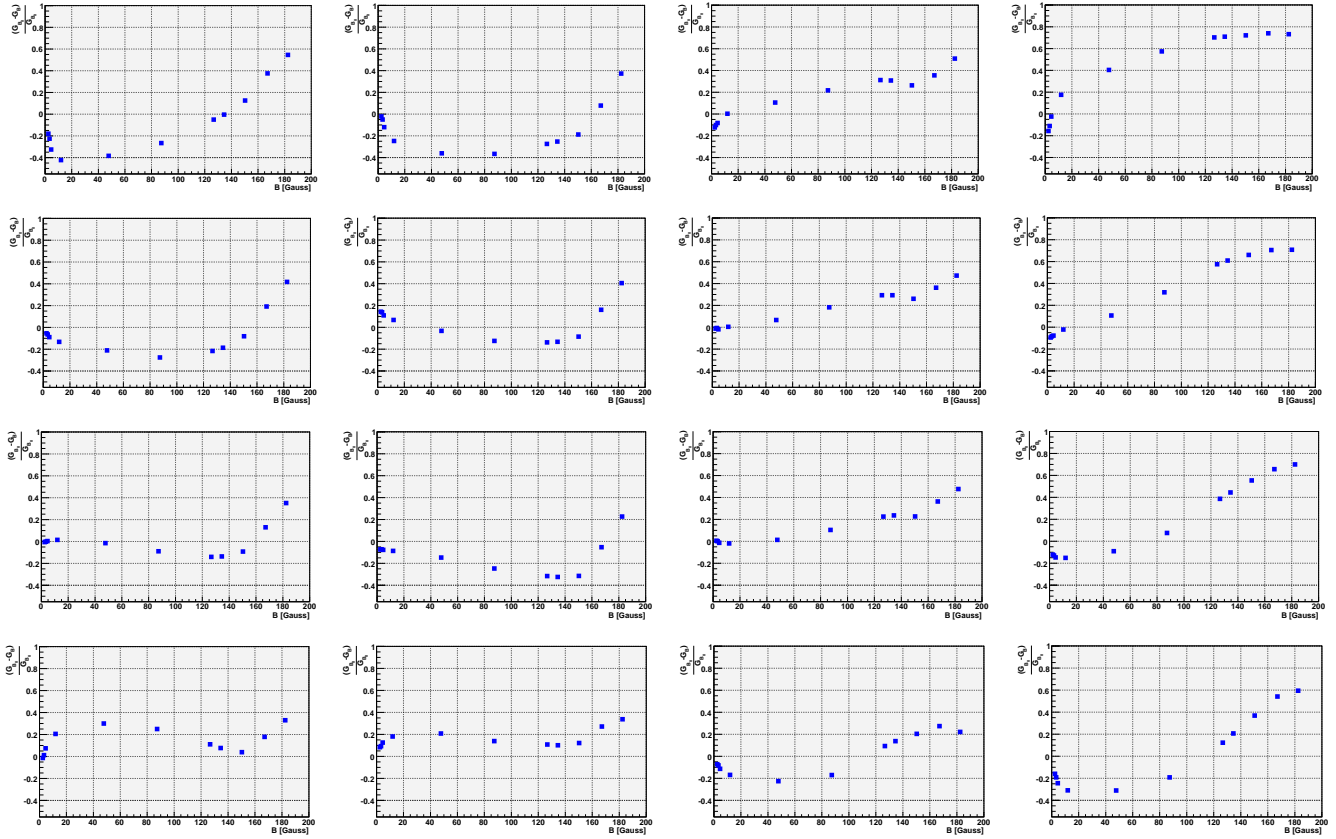


FIG. 3.24 – Comportement du gain relatif dans l'orientation 1 : Rapport du R en fonction de B_z . L'échelle a été fixée et elle est commune sur l'ensemble des 16 pixels.

métallique du modèle de vol.

3.6.2 Tests en Température

Le fait qu'AMS soit une expérience spatiale, a quelques inconvénients déjà évoqués auparavant¹¹, dont la variation de la température fait partie. Nous nous sommes intéressés à vérifier le caractère opérationnel du PM à haute température. Dans ce but, nous avons fait subir à une structure avec 8 cellules de photodétection quatre fois huit cycles de température de -30° à $+55^\circ$ (voire figure 3.28) afin de constater la stabilité du gain des PM dans cet environnement thermique. La température a été contrôlée par 8 capteurs¹² dont l'emplacement est représenté sur la figure 3.29.

Les résultats sont présentes sur la figure 3.30. Après quatre série de test nous avons constaté la grande stabilité en gain des PM (figure 3.30 à gauche). Nous avons faite des mesures du photoélectron unique avant la mise en température et à chaque série de tests. La figure 3.30 à droite montre la corrélation de gain des PM testés avant la mise en température et après la dernière

¹¹ Voir la section 1.4.1 du chapitre 1

¹² capteurs décrits dans l'anexe 1

3.6 Résultats de Test Réalisés a la Cellule de Photodétection

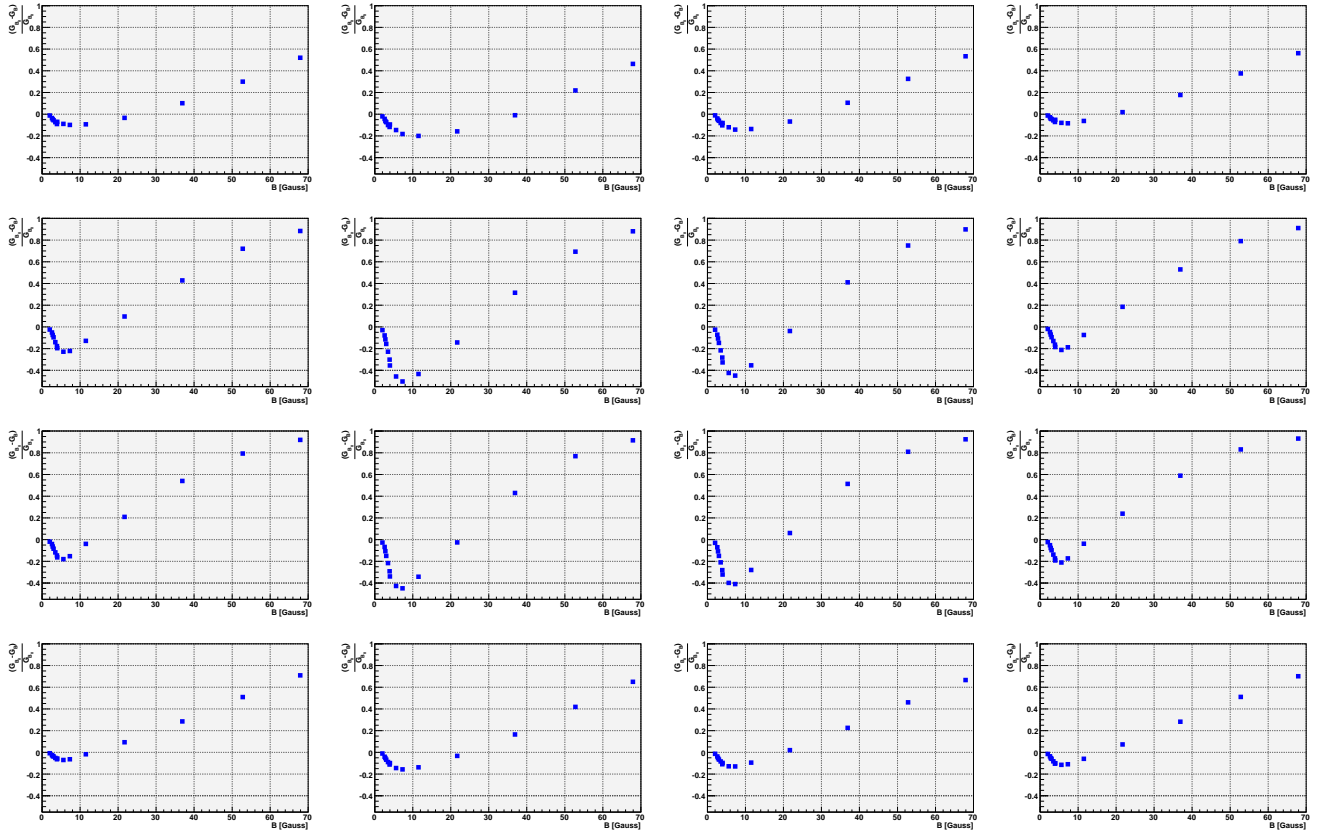


FIG. 3.25 – Comportement du gain relatif dans l'orientation 2. L'échelle a été fixée et elle est commune sur l'ensemble des 16 pixels.

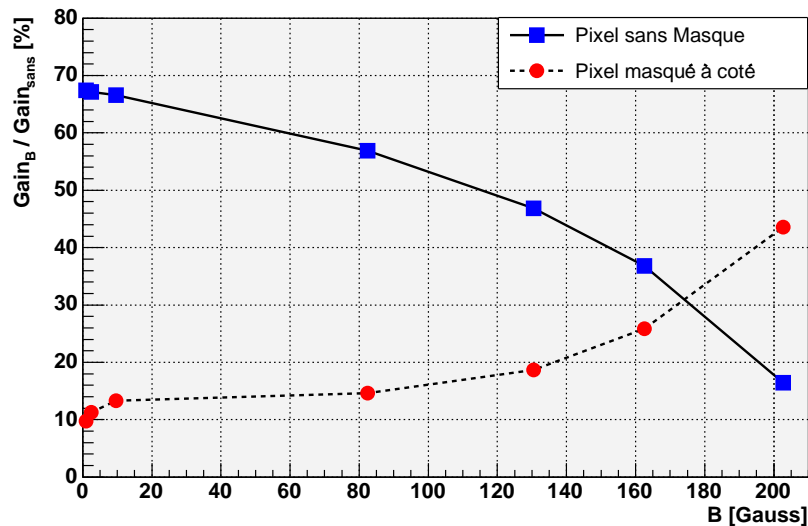


FIG. 3.26 – Rapport des gains de deux pixels voisins montrant l'effet de la diaphonie sur un pixel en fonction du champ magnétique.

3.6 Résultats de Test Réalisés à la Cellule de Photodétection

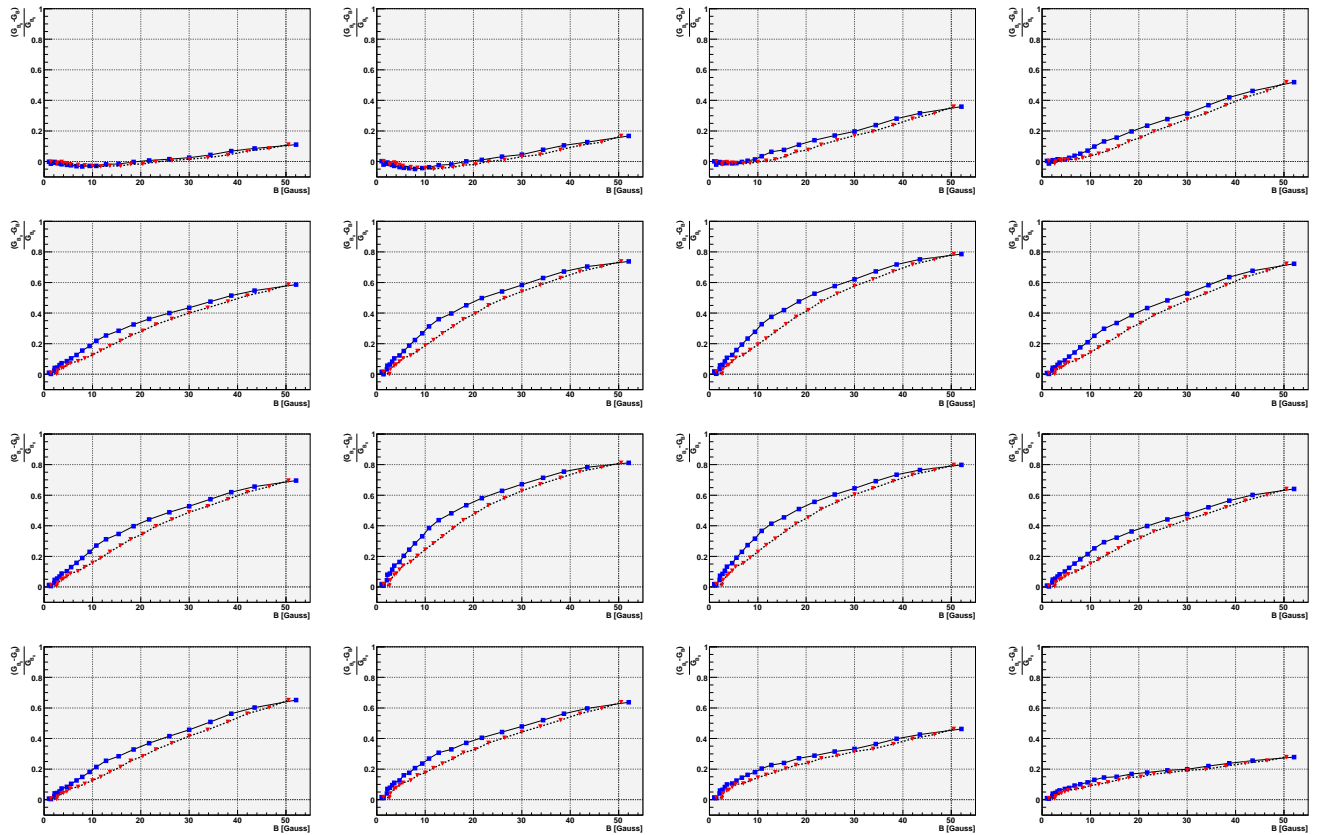


FIG. 3.27 – Hors les aimants, champ résiduel

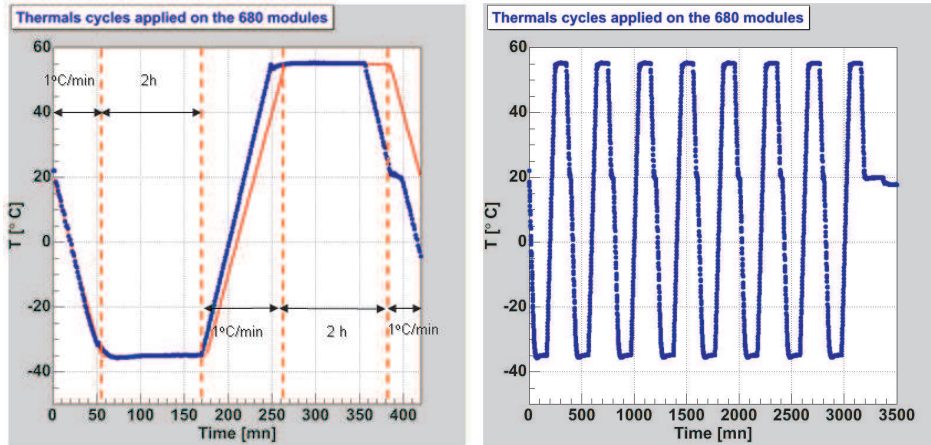


FIG. 3.28 – Cycles termiques. à gauche : description d'un cycle de température en fonction du temps. A droite : L'ensemble des huit cycles.

(quatrième) série de tests.

Bien que les tests obtenus soient rassurants, nous devons faire subir le même test à toutes les cellules de l'imageur Čerenkov d'AMS pour garantir la stabilité des mesures de chaque cellule

3.6 Résultats de Test Réalisés a la Cellule de Photodétection

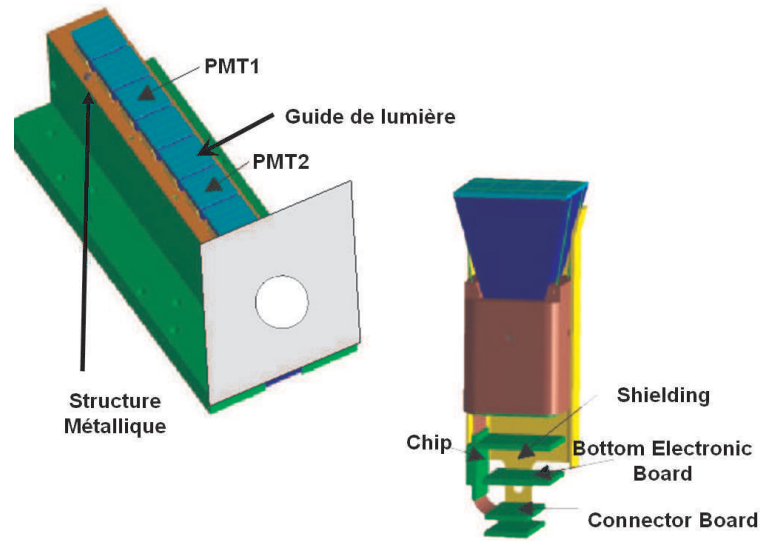


FIG. 3.29 – Emplacements des capteurs de température utilisés pour monitorer les cycles.

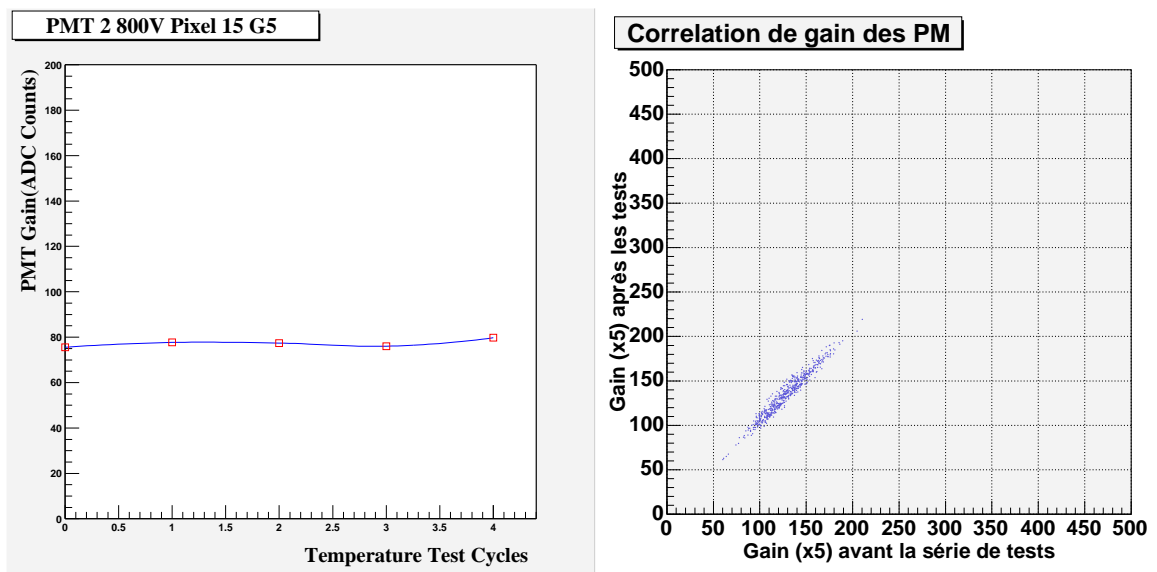


FIG. 3.30 – Evolution du gain après la série des cycles de temperature. A gauche : stabilité du gain (x5) après la série de tests. A droite : Correlation du gain des PM avant et après a la série de mesure.

(et ne pas se retrouver avec des zones mortes à l'intérieur de l'imager une fois installé dans l'espace).

3.6 Résultats de Test Réalisés a la Cellule de Photodétection

Test et étalonnage des photomultiplicateurs de l'imageur Čerenkov d'AMS

Comme nous l'avons décrit dans la section xx, le détecteur RICH est un des détecteurs qui fournira un mesure de la vitesse de la particule mais aussi il sera capable de fournir une mesure de la charge par le comptage des photons produits par le passage de la particule dans l'aérogel et collectés ensuite dans le plan de photodétection. Donc un bon étalonnage des photomultiplicateurs devient nécessaire. Nous allons décrire d'abord le banc de test developpé pour l'étalonnage des *PM*, ensuite nous discuterons les méthodes utilisées pour calculer les gains et l'appariement des *PM* dans le RICH. Finalement nous aborderons les résultats obtenus.

4.1 Étalonnage des PM du RICH

4.1.1 Le Banc de Test

Présentation du montage

Afin de caractériser les photomultiplicateurs du RICH d'AMS, un banc de test (figure 4.1) a été entièrement construit, dont les principales caractéristiques sont :

- ⊢ Une boîte noire étanche à la lumière et dans laquelle nous plaçons les photomultiplicateurs à tester.
- ⊢ Une diode photoémissive (DEL) bleue (atténuation variable) reliée et commandée à un générateur d'impulsions déclenché par la carte d'acquisition. La largeur temporelle est inférieure à 10 ns à la base et de 5 ns à mi-hauteur.
- ⊢ un carte (figure 4.2) de contrôle (FEC) conçue par les électroniciens du laboratoire [67] (construit dans l'architecture ELPDs, ALTERA 7000s et FLEX10k pour le contrôle), reliée aux photomultiplicateurs par des connecteurs flexibles (couramment nommés *FLEX*),

4.1 Étalonnage des PM du RICH

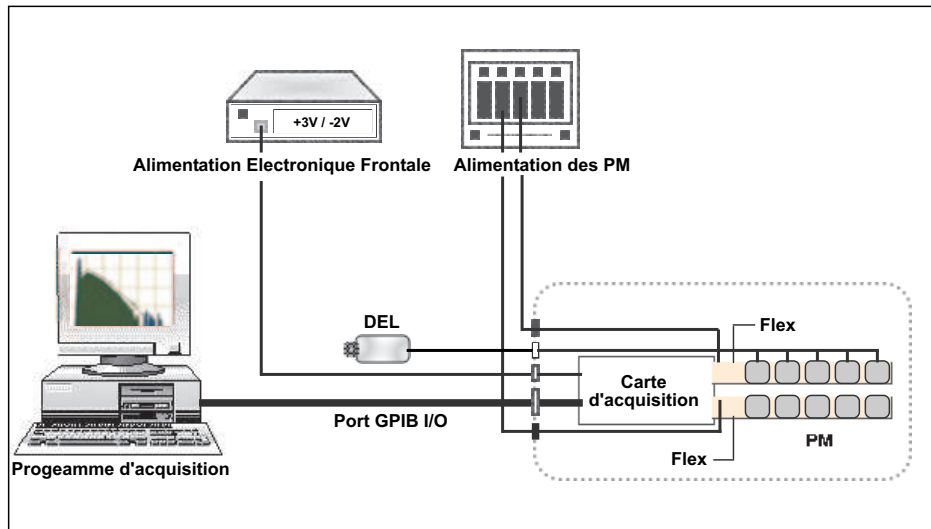


FIG. 4.1 – Le banc de tests des PM.

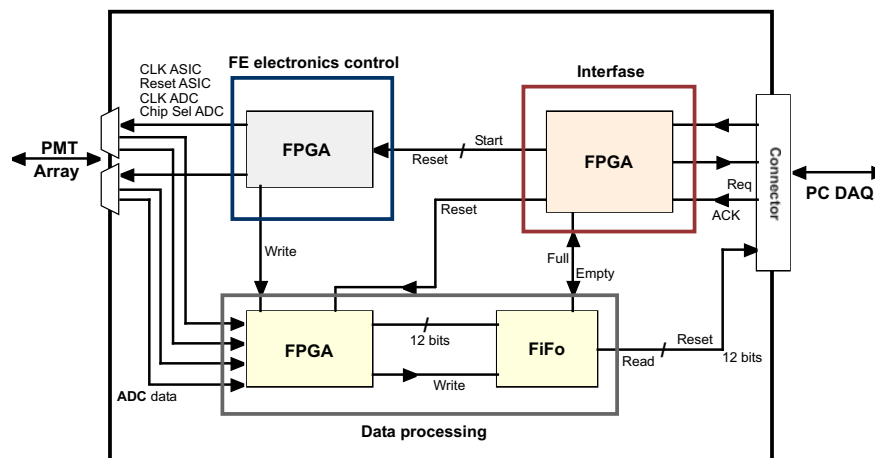


FIG. 4.2 – Diagramme de la carte d'acquisition développée au laboratoire.

qui reçoit le signal, interprète ce dernier et envoie le résultat à l'ordinateur. Cette carte configure aussi :

- Le temps d'échantillonnage pour l'ensemble des *PM*
 - Un convertisseur courant-tension (CVC) qui fournit l'alimentation à l'électronique de premier niveau
 - Une convertisseur analogique-numérique à 12 bits.
 - Des mémoires tampon (FIFO) pour stocker les données avant de les envoyer à l'ordinateur
- † Une carte d'entrée/sortie PCI-DIO-32HS développée par National Instruments ayant comme fonction la configuration des voies et le transfert des données à l'ordinateur.
- † Une programme qui pilote l'ensemble des éléments du banc de test, développé en LabVIEW dont j'ai eu la charge de développement également.

4.1.2 Cahier des charges

Les tests de *PM* ont été réalisés par groupe de 18 unités. Les gains respectifs étaient similaires (triés auparavant en prenant en compte les données fournies du constructeur) et répartis parallèlement sur deux *FLEXs*, fixées à une structure conçue pour les accueillir et finalement reliées avec la carte d'acquisition. Le nombre de points de mesure au régime du photoélectron unique a été fixé à 4 dans la région de 700V (pour les gains forts) et jusqu'à 900 Volts (pour des gains faibles) par pas de 50V.

Les 680 *PM* avec leur électronique de premier niveau ont été testés sur ce banc de test au laboratoire.

4.1.3 La Détermination du gain

Les mesures doivent être faites au régime du photoélectron unique. Les distributions mesurées suivent la statistique de la loi de poisson. Le *PM* est si faiblement éclairé que le nombre de coups dans le piédestal est grand. Le nombre total d'événements collecté est largement suffisant toutefois pour un nombre raisonnable d'événements en dehors du piédestal.

La probabilité qu'un événement soit pris dans le piédestal est (loi de Poisson) :

$$P_{ped} = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} = \frac{\mu^{(0)} e^{-\mu}}{(0)!} = e^{-\mu} \quad (4.1)$$

Donc, le nombre total d'événements qui se trouvent dans le piedestal peut s'écrire comme :

$$N_{ped} = N_{tot} \cdot P_{ped} = N_{tot} \cdot e^{-\mu} \quad (4.2)$$

Avec N_{tot} le nombre total d'événements collectés. Nous pouvons donc, déduire de la formule 4.2 le facteur μ comme :

$$\mu = -\ln\left[\frac{N_{ped}}{N_{tot}}\right] \quad (4.3)$$

Finalement, le gain du *PM* peut être ainsi déterminé en canal d'ADC comme :

$$gain = \frac{1}{\mu} \cdot (\langle ADC \rangle - X_{ped}) \quad (4.4)$$

Avec :

⊢ $\langle ADC \rangle$: La valeur moyenne de la distribution au-dessus du piedestal.

⊢ X_{ped} : La position du piedestal en canaux ADC.

4.2 Premier classement des modules : Un peu d'histoire...

Il faut préciser que pour obtenir le gain d'un *PM* nous devons connaître l'ensemble de paramètres ; N_{tot} est connu car le nombre d'événements pris par mesure est fixe et le même pour toutes les mesures, N_{ped} est calculé par l'intégration du nombre de coups dans le piédestal en utilisant une fenêtre d'intégration limitée à 3σ . Le reste des paramètres peut être calculé par les expressions 4.3 et 4.4.

4.2 Premier classement des modules : Un peu d'histoire...

Un premier classement en utilisant les données du constructeur (Hamamatsu) a été fait de façon à économiser du temps et surtout, à éviter de nombreuses manipulations qui pourraient être nuisibles dans le cadre des contraintes spatiales. Parmi les informations fournies par Hamamatsu il s'en trouve notamment deux qui nous ont été utiles pour le calcul de gain d'un *PM*, dont les méthodes utilisées par le constructeur sont décrites ci-dessous :

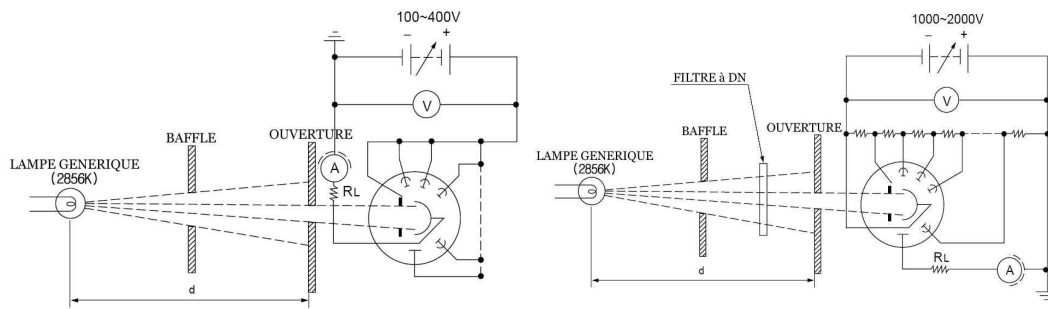


FIG. 4.3 – Principe de la Méthode utilisé pour la mesure. A gauche : sensibilité lumineuse de la cathode. A droite : sensibilité lumineuse de l'anode.

4.2.1 Sensibilité Lumineuse de la Photocathode

La sensibilité lumineuse de la photocathode est définie comme le courant produit par le photo-électron dans la photocathode par flux lumineux d'une lampe de tungstène ayant 2856K en température (fig 4.3, gauche), dans cette mesure, chaque dynode est alimentée par la même HT, donc le *PM* est utilisé en mode bipolaire.

4.2.2 Sensibilité Lumineuse de l'Anode

La sensibilité lumineuse de l'anode est définie comme le courant produit par l'anode par l'éclairage d'un flux lumineux dans la photocathode (fig 4.3, droite) et l'intensité de lumière produite par la lampe a été réduite avec l'aide d'un filtre neutre. Le pont diviseur utilisé a eu une tolérance minimale.

4.2.3 Calcul du gain à partir des données du Constructeur

Une fois connues les valeurs de la cathode et de l'anode, le gain peut être ainsi calculé comme :

$$Gain_{cons} = \frac{I_{anode}}{I_{cathode}} \quad (4.5)$$

Il faut préciser que toutes les mesures faites par Hamamatsu ont été réalisées à 800V donc, le gain qu'on pourrait calculer serait également à 800V. Une fois les gains des *PM* calculés, nous avons fait un premier classement dans les grandes zones du détecteur (zones A,C,E, et G du RICH, voir figure 2.8) en faisant un gradient croissant par flex et par zone (figure 4.4). Bien que nous ayons décidé de faire ce premier classement des *PM* avec leur électronique de premier niveau avec les données du constructeur, il était évident que nous devions faire d'abord une vérification de ceux-ci, constater leur état de fonctionnement et réaliser des mesures du gain indépendantes que d'un part confirment les valeurs du constructeur et d'autre part nous donne la possibilité (et la souplesse) de reclasser à nouveau les *PM*.

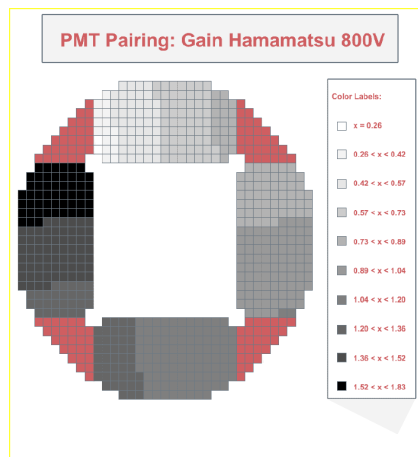


FIG. 4.4 – Premier classement des *PM* du RICH utilisant les données constructeur, réalisant un gradient de gains dans le plan de détection.

Après avoir testé les 680 pms avec leur électronique de premier niveau, il était naturel de comparer les gains obtenus au laboratoire à 800V avec les mêmes calculés avec les données du constructeur. La figure 4.5 présente cette comparaison, qui appelle plusieurs remarques :

- ⊢ La pente de la corrélation du gain des *PM* n'est pas la même (par rapport à la droite idéale) pour les deux types de données, autrement dit ; les résultats de nos mesures sont supérieurs aux gains fournis par le constructeur (nous avons un décalage systématique de 30% environ) .
- ⊢ nous observons aussi une dispersion non négligeable ($\approx 13\%$) pour des *PM* de mêmes gains.

Le fait d'être au dessus par rapport aux mesures faites par le constructeur peut se comprendre si nous considérons que l'information de l'efficacité de collection entre la photocathode et la

4.2 Premier classement des modules : Un peu d'histoire...

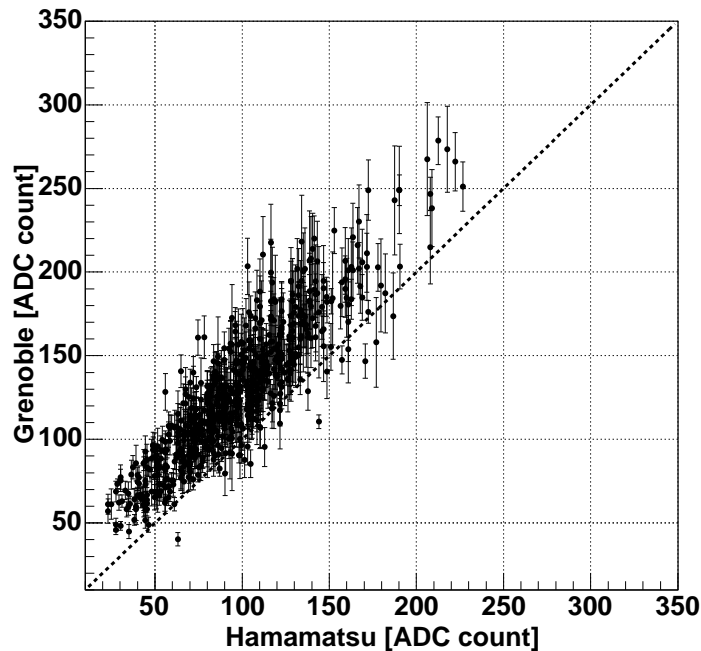


FIG. 4.5 – Comparaison entre les gains obtenus au laboratoire versus les gains calculés avec les données du constructeur. Unités en canaux ADC. la ligne noire pointillée représente la droite idéale.

première dynode a été prise en compte dans les données du constructeur (nous avons les valeurs séparées de la cathode et de l'anode). Dans notre cas nos mesures étaient faites sans compter le même effet parce que nous ne pouvons pas savoir le flux de photons qui arrive dans la photocathode d'un part et d'autre part nous n'avons pas accès au courant de la photocathode non plus. Une manière d'évaluer ce paramètre c'est de calculer le rapport entre les deux gains afin d'estimer de combien le résultat est éloigné des valeurs du constructeur, la distribution du paramètre η est représentée sur la figure 4.6.

Pour comprendre la dispersion de pms ayant le même gain observée sur la figure 4.5, nous avons considéré plusieurs sources qui peuvent contribuer à celle-ci :

- † Le banc de test et les manipulations.
- † Les différences entre les ponts diviseurs des *PMs* (*modèle de vol* et le pont standard *Hamamatsu*).
- † La dispersion du gain des électroniques..

4.2.4 Erreurs liés au banc de tests

Des séries de mesures ont été effectuées afin de vérifier l'influence du banc de test ou d'éventuelles mauvaises manipulations dans la mesure. Sachant que les tests étaient faits par groupe

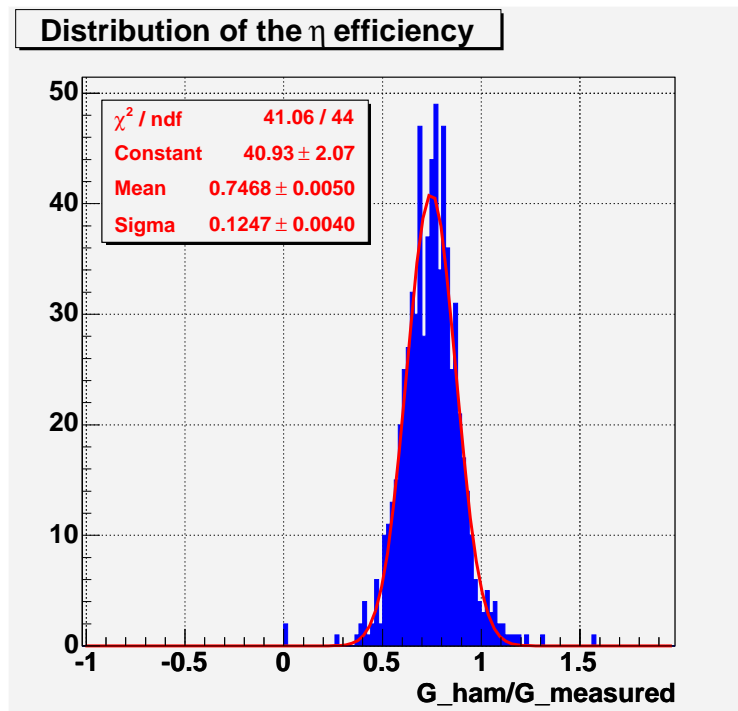


FIG. 4.6 – Estimation de l'efficacité de collection (η)

de 18 *PM* avec de gains similaires et répartis parallèlement sur deux FLEXs (section 4.1.2), nous nous sommes intéressés à l'influence sur la mesure de gain de la position d'un *PM* en test. Dans ce but nous avons fait trois séries de mesures avec un *PM* en le plaçant dans toutes les 18 positions de test. Les résultats sont représentés dans les figures 4.7, 4.8 et 4.9.

La figure 4.7 montre des variations du gain avec la position de 5% environ, mais nous savions auparavant qu'il y a eu de mauvaises manipulations en ce qui concerne l'installation des modules dans les FLEXs donc, une deuxième série de mesures a été faite et qui est représentée sur la figure 4.8. Nous pouvons constater que la position sur un FLEX n'a presque aucune conséquence sur le résultat de la mesure. Cependant le passage d'un FLEX à l'autre n'est pas passé inaperçu avec 5% de différence, finalement ; la troisième série de mesures a été faite en augmentant la lumière (figure 4.9), mais l'erreur qu'on observe est négligeable.

4.2.5 Erreurs liées aux électroniques de premier niveau

D'autres tests ont été réalisés, pour lesquels nous avons choisi deux électroniques avec des caractéristiques très proches et nous avons regardé la dispersion entre elles par rapport à la position sur le FLEX. La figure 4.10 montre ces variations. Nous pouvons constater que les gains diffèrent d'environ 10%, donc nous avons refait le même test en ayant des électroniques avec des caractéristiques très différentes néanmoins, la figure 4.11 nous confirme le fait que les fluctuations dues à l'électronique sont inférieures à celles de l'erreur expérimentale.

4.2 Premier classement des modules : Un peu d'histoire...

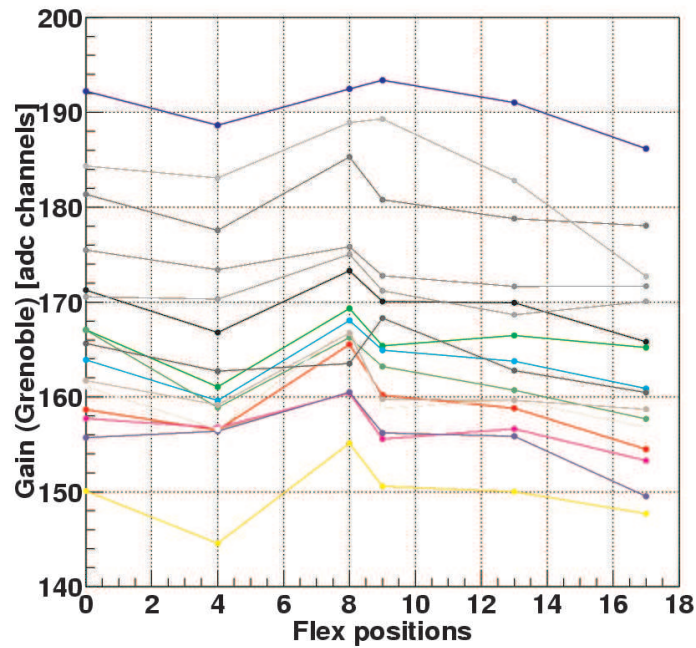


FIG. 4.7 – Variation du gain des 16 pixels d'un PM avec la position dans le FLEX.

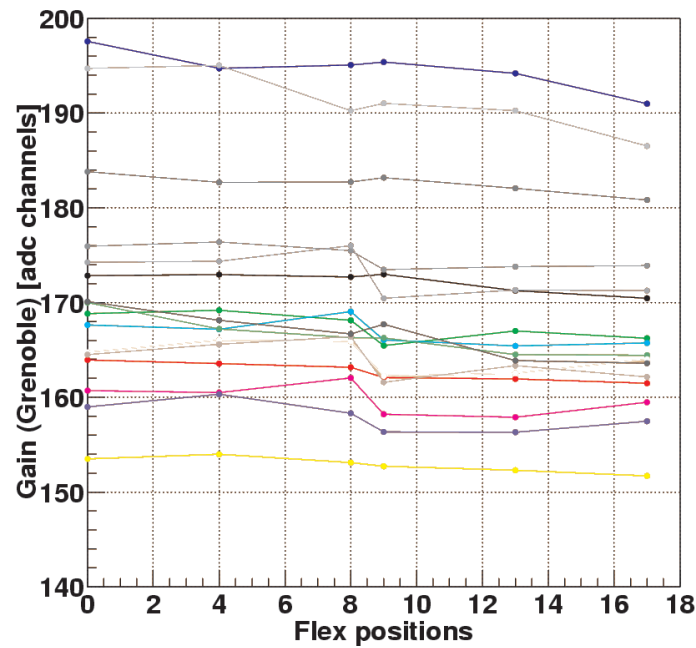


FIG. 4.8 – Variation du gain des 16 pixels d'un PM avec la position dans le FLEX. Répétition de la série de mesure.

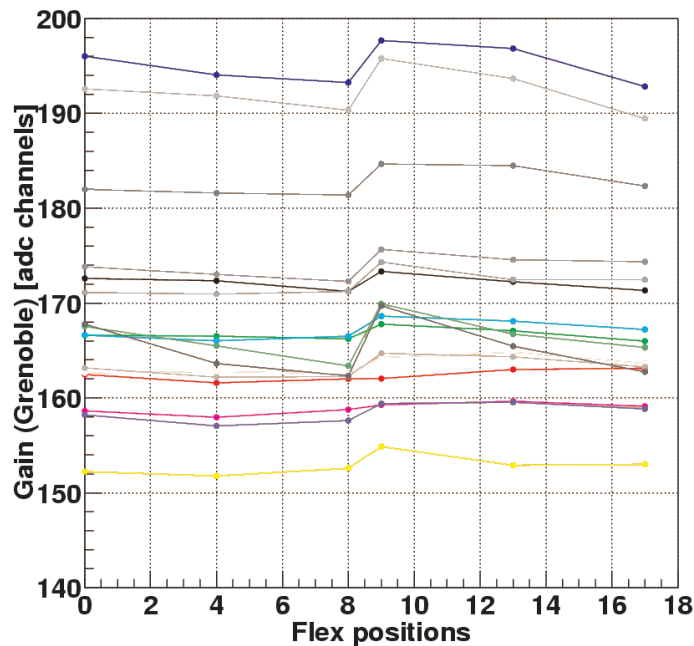


FIG. 4.9 – Variation du gain des 16 pixels d’un PM avec la position dans le FLEX. mesure avec plus de lumière envoyé

4.2.6 Erreurs liés aux ponts diviseurs

Pour explorer les différences entre les ponts diviseurs utilisés, nous avons donc décidé de faire des tests avec trois ponts diviseurs : le pont diviseur du modèle de vol (dit RICH), un pont diviseur “hybride” car il s’agit du pont diviseur du constructeur (Hamamatsu) avec l’impédance du modèle du vol (pont diviseur dit Grenoble) et le pont diviseur standard du constructeur (dit Hamamatsu)

Nom	Pont Diviseur	Impédance
RICH	2.22, 2.32, 1...1, 1.18, 2.32, 2.32	$Z=79 \text{ M}\Omega$
Grenoble	2.36, 2.31, 2.31, 1...1, 1.18, 2.31	$Z=79 \text{ M}\Omega$
Hamamatsu	2.36, 2.31, 2.31, 1...1, 1.18, 2.31	$Z=1.8 \text{ M}\Omega$

TAB. 4.1 – Les différents ponts diviseurs testés. Les chiffres indiquent les valeurs des résistances utilisées dans chaque pont diviseur

Les tests ont été faits avec 15 *PM* dont 10 avaient des valeurs proches en gain, la figure 4.12 montre les résultats obtenus. De la même figure nous pouvons observer le fait que le pont diviseur dit Hamamatsu ne présente pas autant de dispersion que les deux autres, la plus grande dispersion est celle obtenue avec le pont diviseur RICH, le pont “hybride” donnant un résultat intermédiaire. Cela indique que le pont diviseur a une conséquence directe dans l’évolution du gain ainsi que l’impédance utilisée dans le pont. Dans le modèle du vol, l’impédance est grande

4.2 Premier classement des modules : Un peu d'histoire...

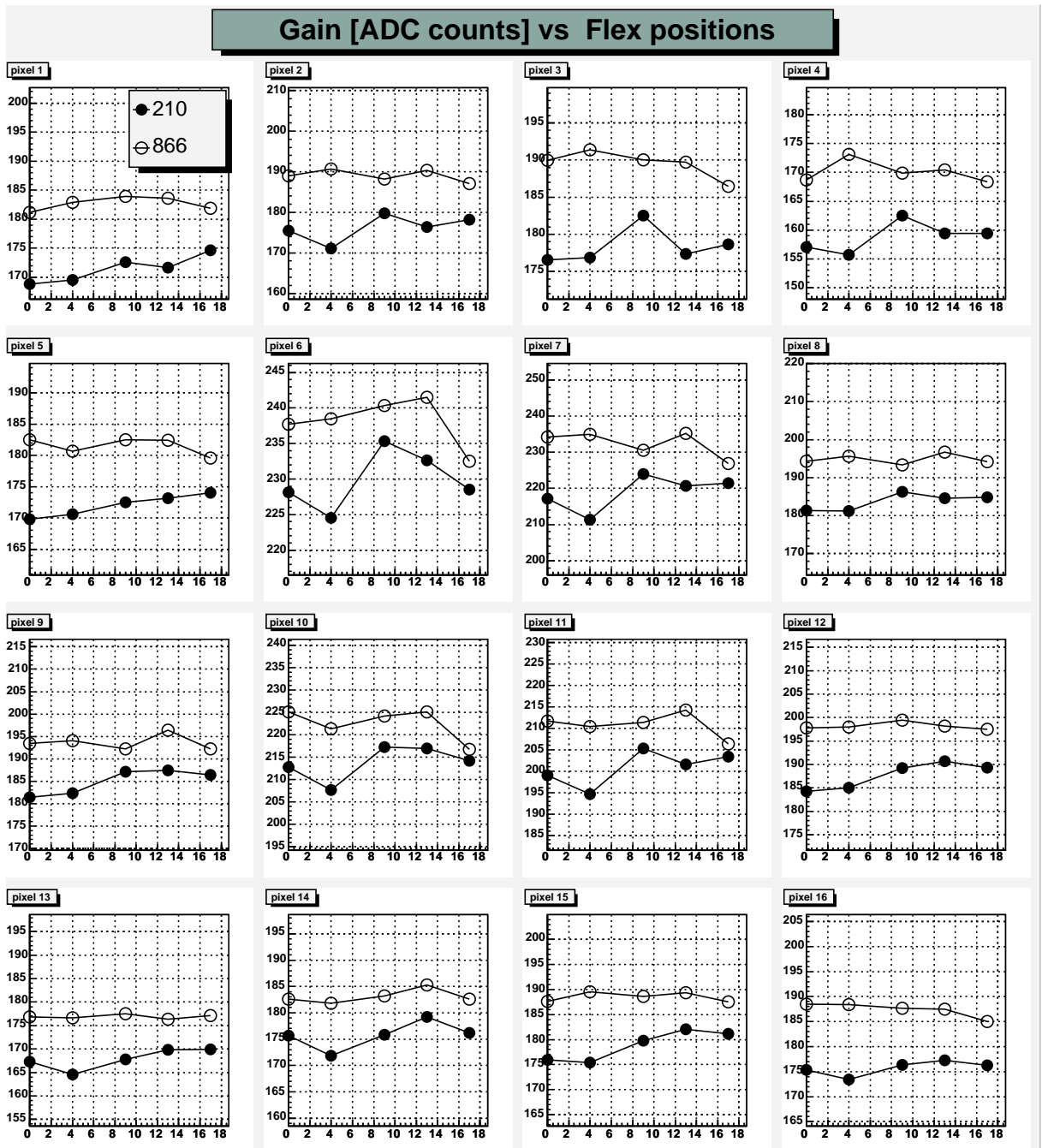


FIG. 4.10 – Variation du gain des 16 pixels d'un PM avec la position dans le FLEX avec deux électroniques semblables. On observe une dispersion d'environ 10%

4.2 Premier classement des modules : Un peu d'histoire...

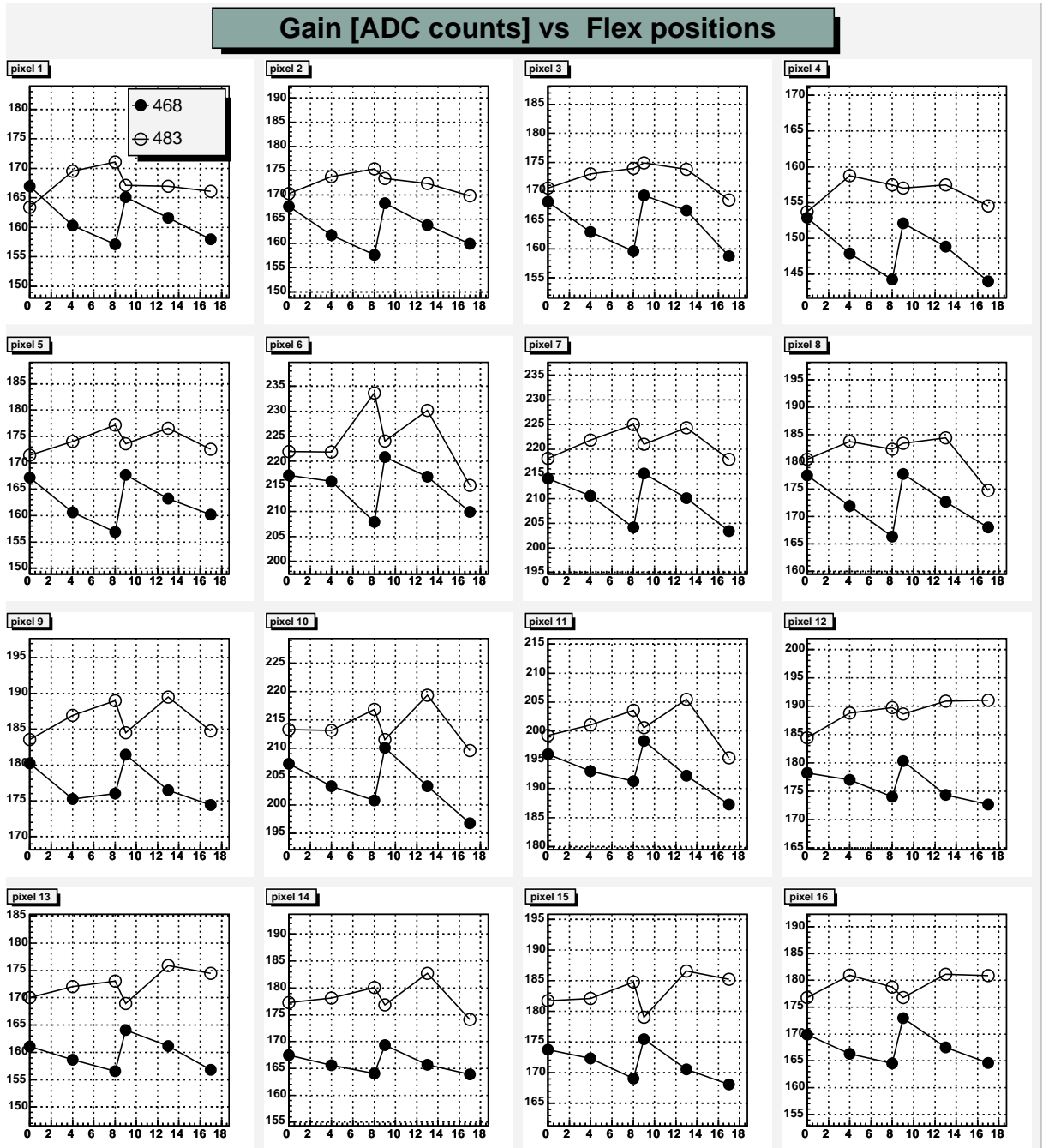


FIG. 4.11 – Variation du gain des 16 pixels d'un PM avec la position dans le FLEX avec deux électroniques différentes.

4.3 Second tri des *PM* du RICH d'AMS

car nous devons consommer le minimum de courant possible (si nous prenons en compte le fait que le *PM* agit comme un générateur de courant), dû aux limitations en consommation électrique des expériences spatiales.

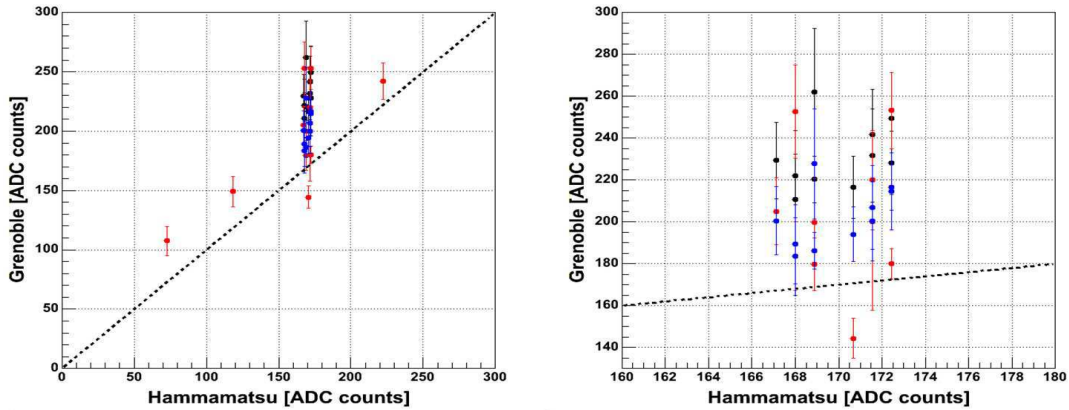


FIG. 4.12 – A gauche : dispersion de gains avec les trois ponts diviseurs testés. cercles vides : RICH. carrés : Grenoble. étoiles : Hamamatsu. A droite : Agrandissement de la partie plus dense.

4.2.7 Conclusion

Les variations observées dans les mesures de gain peuvent être expliquées. En ce qui concerne la partie systématique, elle est due à la surestimation de l'efficacité de collection de nos mesures. La dispersion des gains proches peut également s'expliquer par le changement de pont diviseur ainsi que le choix de l'impédance total dans le *PM* du modèle de vol. Ces variations nous ont permis de mieux comprendre le phénomène et surtout de faire confiance aux mesures réalisées au laboratoire. Donc, un reclassement final des *PM* du plan de détecteurs du RICH sera nécessaire.

4.3 Second tri des *PM* du RICH d'AMS

Comment nous l'avons décrit au début du chapitre, le RICH sera capable de fournir une mesure de la charge, tout en permettant une séparation isotopique dans un certain domaine d'énergie, avec $1 \leq Z \leq 26$ au moins, ce qui veut dire que les *PM* du RICH doivent être capables de mesurer un photo-électron pour les basses charges, jusqu'à plus d'un cinquantaine pour le fer. Autrement dit, il va falloir établir un compromis pour avoir une bonne résolution au régime du photo-électron pour les basses charges, tout en ayant une large dynamique pour les $Z \geq 26$.

Le second tri a été réalisé en trois temps. Le premier a consisté à assurer une gamme flexible de tensions par pixel de tous les *PM* du détecteur, le deuxième a été la définition d'une dynamique HT individuelle par *PM*. Finalement nous avons assigné une position géographique à chaque *PM* dans le détecteur. Chaque étape sera décrite dans les sections suivantes.

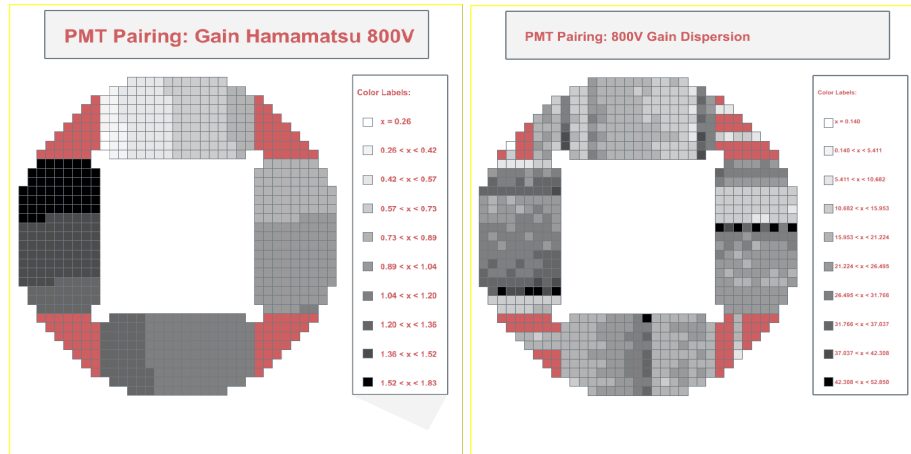


FIG. 4.13 – Gains des PM à 800V. A gauche : Premier classement des PMs du RICH en prenant en compte les données du constructeur tout en réalisant un gradient par rapport aux gains. A droite : Gains obtenus au Laboratoire.

4.3.1 Critères et sélection de l'alimentation des pixels du RICH.

Nous avons fixé une bande flexible d'alimentation pour tous les pixels avec les critères suivants :

- ⊢ Chaque pixel d'un doit avoir un minimum de 15 canaux ADC permettant d'avoir une bonne séparation du pic au régime du photo-électron. Cette valeur sera nommée HV_{min} .
- ⊢ La dynamique (cf 3.4.2) que chaque pixel doit atteindre au moins est de 100 photo-électrons. Valeur nommée HV_{max} .

L'information sur la dynamique a été possible grâce au test indépendant des électroniques de premier niveau¹.

La figure 4.14 présente un exemple avec un pixel du modèle du vol. Les critères montrés ci-dessus ont été utilisés sur l'ensemble des pixels du détecteur.

4.3.2 Sélection de la Dynamique HT Individuelle (DHTI)

Il ne faut pas oublier que le PM choisi dispose de 16 pixels avec une seule alimentation commune, contrainte qui nous oblige à choisir ensuite une valeur de HT pour l'ensemble des pixels d'un PM. La Dynamique HT Individuelle (DHTI) d'un PM définie pour les valeurs d' HV_{min} et HV_{max} des pixels du même PM est bornée par la valeur maximale d' HV_{min} et la valeur minimal d' HV_{max} , correspondant à l'intersection des dynamiques individuelles des 16 pixels de telle manière que la HT utilisée soit toujours compatible avec les dynamiques individuelles des 16 pixels.

Les critères montrés ci-dessus ont été appliqués sur l'ensemble des 680 photomultiplicateurs du RICH d'AMS et permettent de garantir les mêmes performances optimales pour l'ensemble des PM. La figure 4.15 présente l'exemple d'un PM et la figure 4.16 montre la distribution des DHTI de l'ensemble des 680 PMs testés.

¹Voir section 3.4.2

4.3 Second tri des *PM* du RICH d'AMS

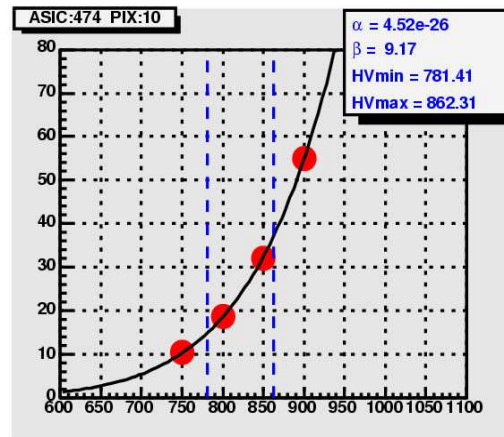


FIG. 4.14 – variation du gain avec la Haute Tension pour un pixel. les lignes verticales pointillées représentent les critères HV_{min} et HV_{max} . La méthode utilisée pour calculer le gain est celle de la section 4.1.3. Les points représentent les valeurs des gains mesurés au laboratoire. La courbe représente l'ajustement des données suivant la relation $G = \alpha V^\beta$

4.3.3 Distribution des *PM* dans le plan du détecteur

Il a été montré dans la section 3.2 que le détecteur est soumis à des contraintes sévères dues aux limitations imposées par les vols spatiaux, notamment les contraintes en poids et en consommation. La limitation en puissance électrique a joué un rôle très important et par cela, il a été décidé d'alimenter le RICH avec 4 blocs principaux d'HT. Chaque bloc HT alimentant 170 pms réparties dans 40 lignes d'alimentation. La figure 4.17 (*droite*) montre les lignes d'alimentation d'une boîte dans le RICH. De la même figure nous observons que les lignes d'alimentation sont réparties par groupes de 3, 4 et 5 *PM*. Une autre information à considérer est le fait que les *PM* seront disposés sur des FLEX²(qui assurent la lecture des signaux des *PM* et les transfèrent vers les cartes d'acquisition) dont le temps d'échantillonnage³ sera fixe pour l'ensemble des modules de chaque FLEX. La figure 4.18 montre la distribution des temps d'échantillonnage des électroniques frontales du RICH. L'ensemble a été réparti en 15 groupes homogènes.

Selection des *PM*

Après avoir pris en compte ces deux paramètres nous avons décidé de reclasser les *PM* en premier lieu par leur temps d'échantillonnage et ensuite par leur groupe respectif d'alimentation. Ce qui veut dire que par temps d'échantillonnage fixe, nous allons régler les alimentations en prenant en compte les groupes d'alimentation déjà montrés dans la figure 4.17 (*droite*) et les valeurs de DHTI de chaque *PM* de la figure 4.16. L'assignation de l'alimentation est alors faite en trouvant les domaines de recouvrement par groupes de 3 à 6 selon l'emplacement géographique du *PM*. La figure 4.19 montre des régions de recouvrement d'alimentation par temps d'échantillonnage donnée.

Cette méthode d'appariement par recouvrement commun a aussi des points faibles car elle

²Des nappes de conduction FLEXibles cités dans la section 4.1.1

³Voir la section 3.3.1

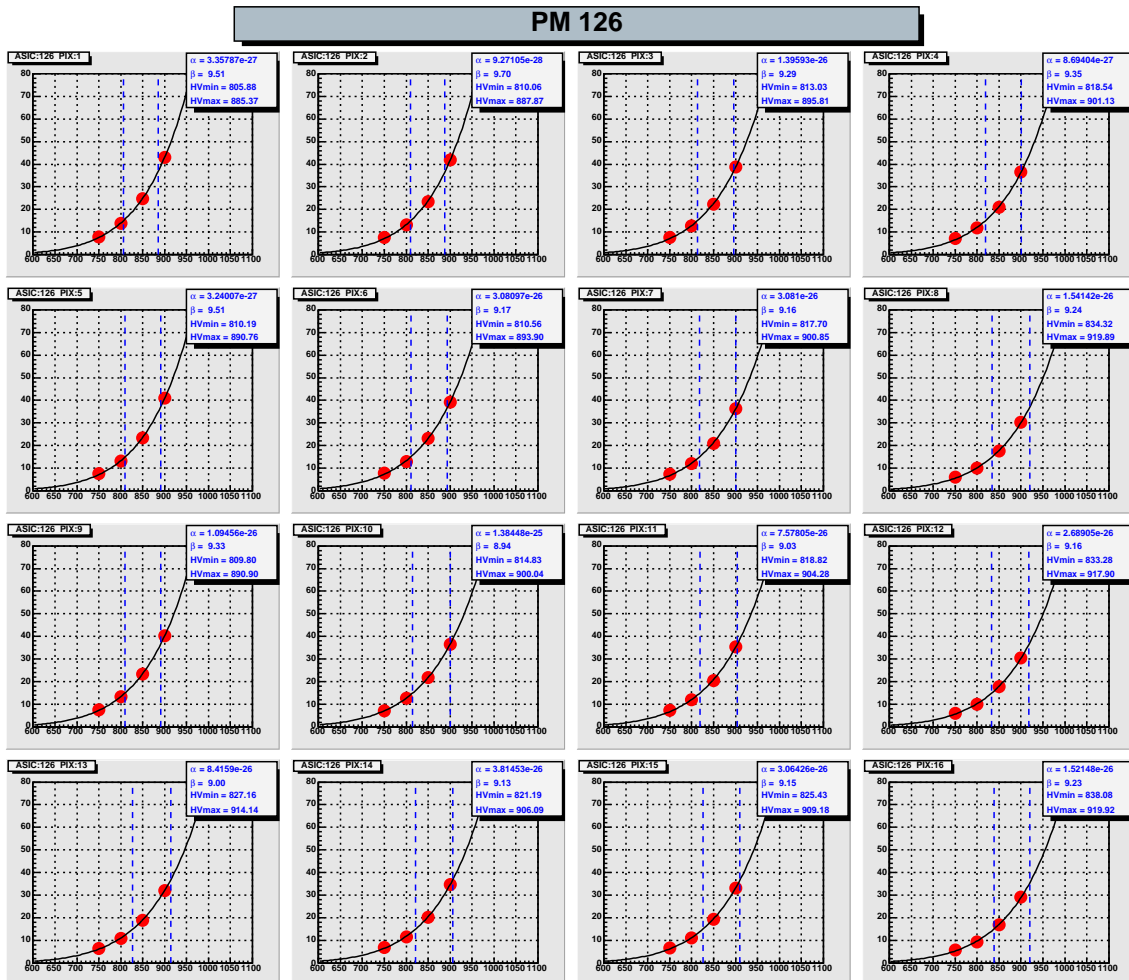


FIG. 4.15 – variation du gain avec la Haute Tension pour les 16 pixels d'un PM. les lignes pointillées représentent les limites de la dynamique res HV_{min} et HV_{max} .

est fortement dépendante de l'uniformité des gains à l'intérieur des photomultiplicateurs, si l'uniformité d'un PM est faible, cela se traduit par un étrécissement de sa DHTI optimale et qui par la suite peut poser des problèmes dans le calcul d'alimentation par groupes. Nous avons eu de cas de PM dont l'uniformité était faible néanmoins. Nous avons pu résoudre le problème en ordonnant les régions d'alimentation selon leur valeur moyenne (par ordre croissant). La figure 4.20 nous illustre cet effet avec un cellule à faible DHTI.

4.4 Résultats

La figure 4.21 montre la distribution géographique des alimentations des cellules du RICH d'AMS. Nous pouvons observer aussi que dans les zones **A** et **E** se trouvent des cellules dont les gains sont les plus forts, cela est lié à la présence du champ magnétique résiduel produit par l'aimant supraconducteur qui baigne le détecteur (car les PM sont naturellement sensibles au

4.4 Résultats

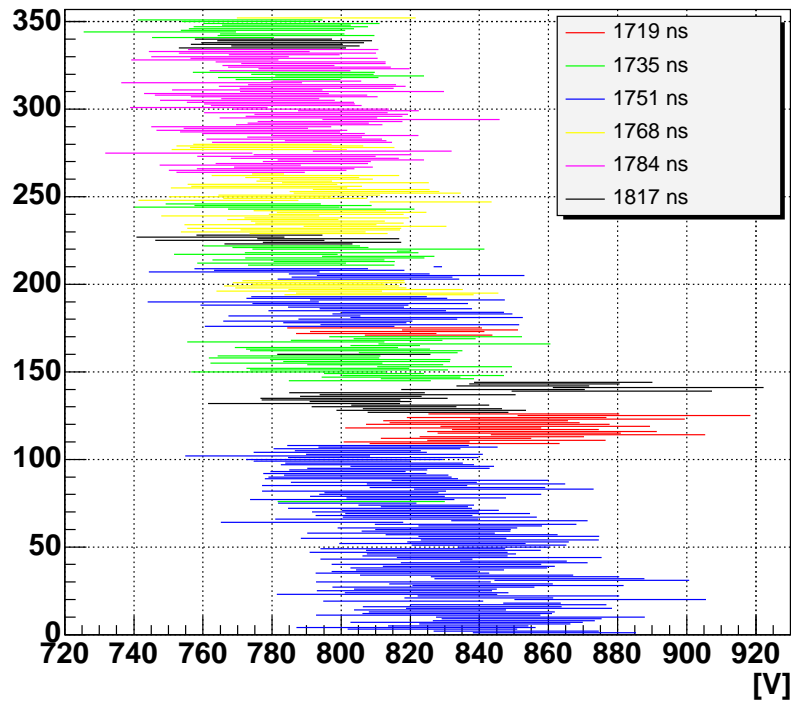


FIG. 4.16 – Distribution de la DHTI sur l'ensemble des PM. Chaque ligne représente le domaine $[HV_{min}, HV_{max}]$ individuel d'un PM.

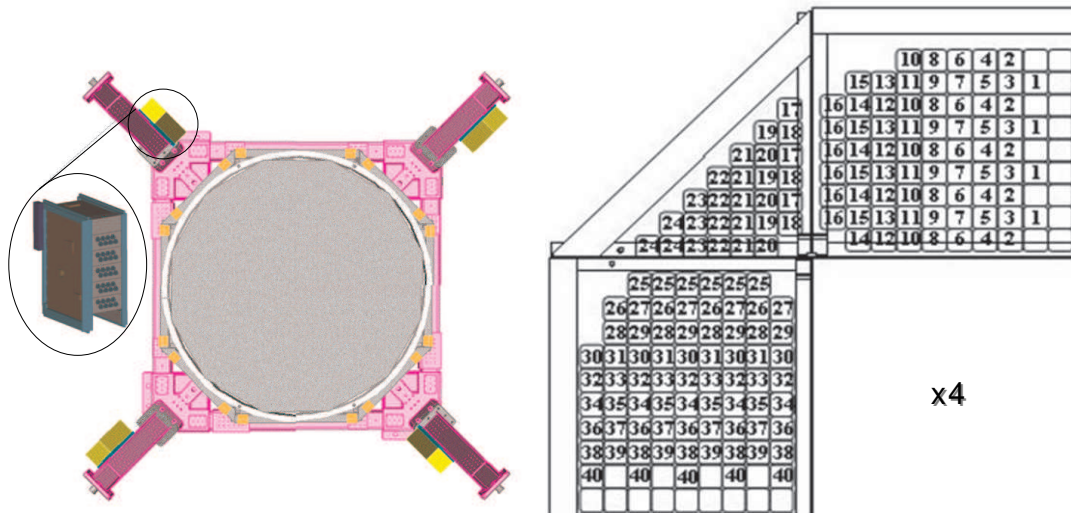


FIG. 4.17 – Alimentation des PM dans le RICH d'AMS. Gauche : Emplacement géographique des 4 blocs d'alimentation. Droite : Topologie des lignes d'alimentation d'un bloc HT. Les 40 lignes alimentent un total de 170 PM. Ces lignes fourniront l'alimentation aux cellules de photodétection.

champ magnétique).

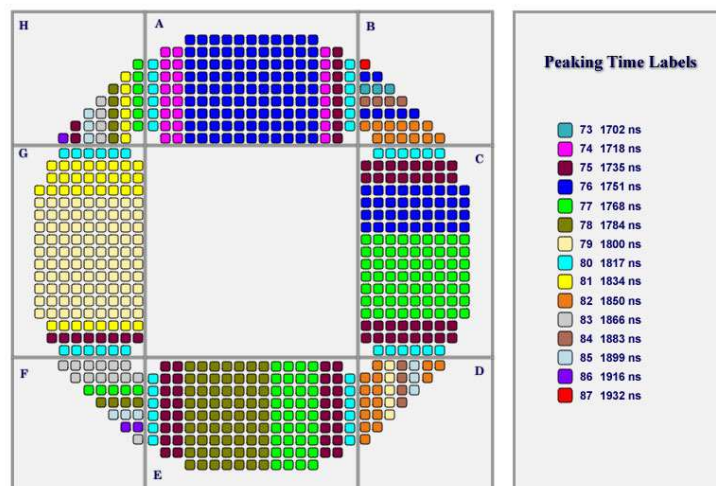


FIG. 4.18 – Distribution géographique des temps d'échantillonnage des électroniques de premier niveau dans le RICH d'AMS.

La figure 4.22 montre le gain de chaque cellule. A droite, on présente la distribution de gain ($\times 1$) de chaque *PM* pour la valeur la plus basse des 16 pixels. Cette valeur est par ailleurs représentée géographiquement dans la partie gauche de la même figure. Celle-ci nous montre dans un premier ordre, l'uniformité des gains autour du détecteur. La figure 4.25 montre la dynamique en nombre de photo-électrons de l'ensemble des modules du détecteur. La dynamique totale est largement au-dessus de 100 photo-électrons (Figure 4.24), situation qui nous est tout à fait favorable dans la capacité de détection des événements du fer et de séparation isotopique de la masse (convoluée notamment avec les contraintes dues à la pixelisation et à la linéarité, entre autres).

4.4.1 Test en Température : Cycles Thermiques

Le fait qu'AMS soit une expérience spatiale, a quelques inconvénients déjà évoqués auparavant⁴, dont la température fait partie. Après le reclassement il a fallu valider le caractère opérationnel de chaque cellule. Dans ce but, nous avons fait subir aux modules de vol huit cycles de température de -30° à $+55^\circ$ (voire figure 4.26). La température était contrôlée par 10 capteurs⁵ dont l'emplacement est représenté sur la figure 4.27.

Nous avons donc décidé de refaire les mesures du photo-électron unique comme méthode de validation sachant que nous avons déjà fait la même opération auparavant. Cette fois-ci nous avons fait un seul point de mesure à 800 Volts avec comme paramètres de vérification : *le gain du PM, le piédestal et sa largeur*. Ce test nous permet aussi de suivre les déformations éven-

⁴Voir la section 1.4.1

⁵capteurs décrits dans l'annexe 1

4.4 Résultats

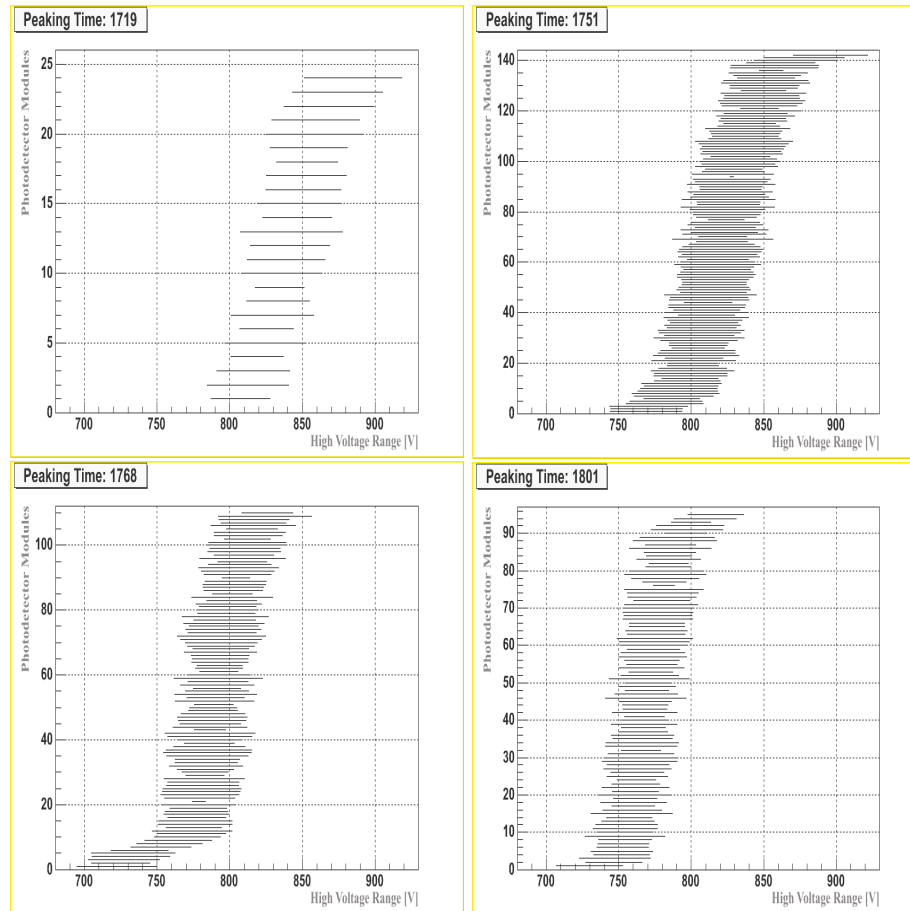


FIG. 4.19 – DHTI des PM pour des temps d'échantillonnage donné (indiqués sur les graphiques), ordonnés verticalement selon la moyenne.

tuelles liées au potting et coating. Une vérification a été faite avant le test et après le test. Trois modules ont été repérés dont l'un avait une bulle entre l'interface optique et la photocathode, le reste était des excès de potting au même niveau de la photocathode.

Nous pouvons considérer les tests comme un succès car 677 cellules n'ont pas présenté de problèmes après les 8 cycles thermiques (soit le 99.5%). Il y a eu deux électroniques qui n'ont pas survécu à ces tests ainsi qu'un photomultiplicateur, et qui ont été remplacés par la suite. Nous avons pris les données d'étalonnage comme données de base pour les comparer directement avec celles obtenues après les 8 cycles. La figure 4.28 nous présente les variations en gain (x5) normalisées avec les données d'étalonnage, les variations du piédestal et de sa largeur sont aussi représentées dans la figure 4.29.

Nous pouvons conclure que ce test a été un succès car les variations du gain, du piédestal et de sa largeur, sont inférieures aux variations systématiques que le banc de tests peut induire. Néanmoins, nous avons eu des cas où le piédestal s'est déplacé de plus de 30 canaux (gain x5). Toutefois la valeur moyenne du piédestal de ces modules restent encore éloignée du canal 0 en sortie de l'ADC⁶. Finalement la figure 4.30 présente la variation de l'erreur de la détermination

⁶ce qui veut dire que le risque d'avoir un signal en dehors de la gamme de codage reste improbable

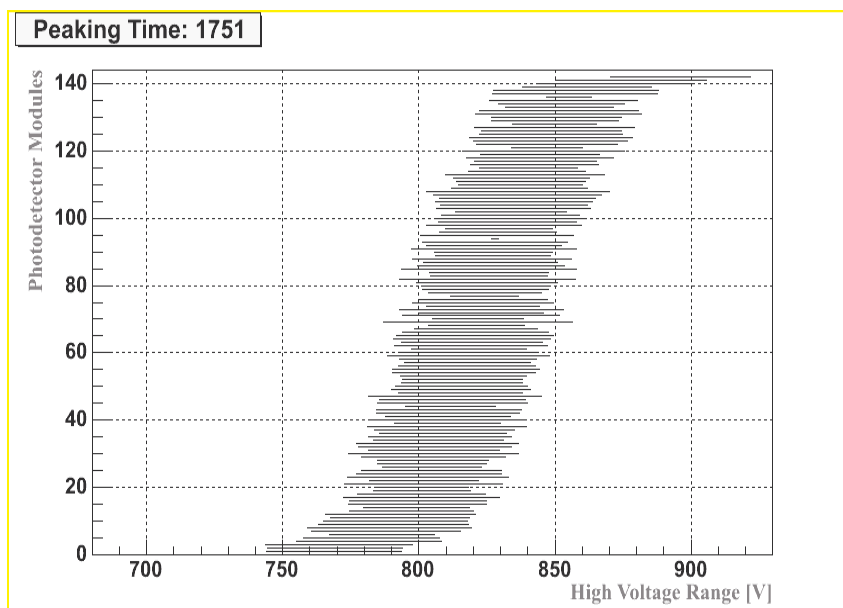


FIG. 4.20 – DHTI des PM pour un temps d'échantillonnage donné (1751 ns), ordonnés selon la moyenne de la région. Nous pouvons observer au milieu du graphique le cas d'un PM à dynamique HT très faible.

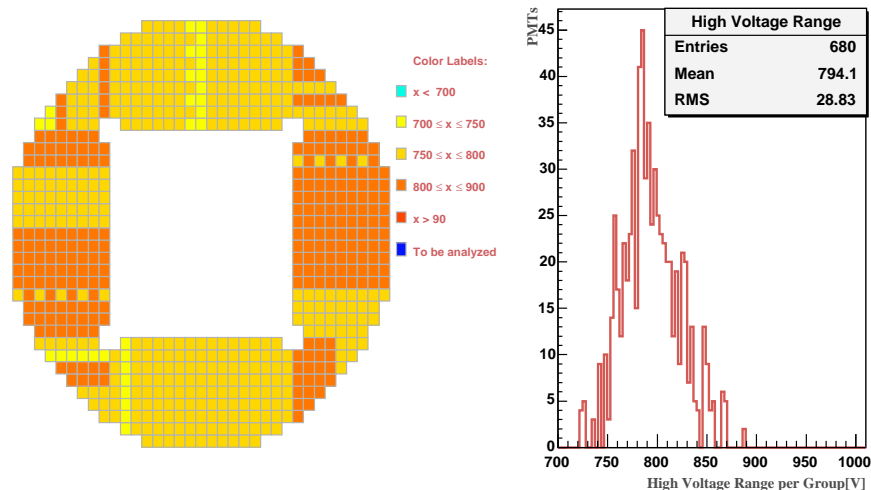


FIG. 4.21 – DHTI des PM du RICH d'AMS. Gauche : distribution géographique. Droite : Histogramme des tensions sélectionnés.

du gain des modules par rapport au gain de référence, nous pouvons ainsi apprécier le fait que l'erreur induite par la méthode est non négligeable aux faibles gains étant donné le rapprochement entre le piédestal et le pic du photoélectron, montrant une fois de plus un point faible de cette méthode.

4.4 Résultats

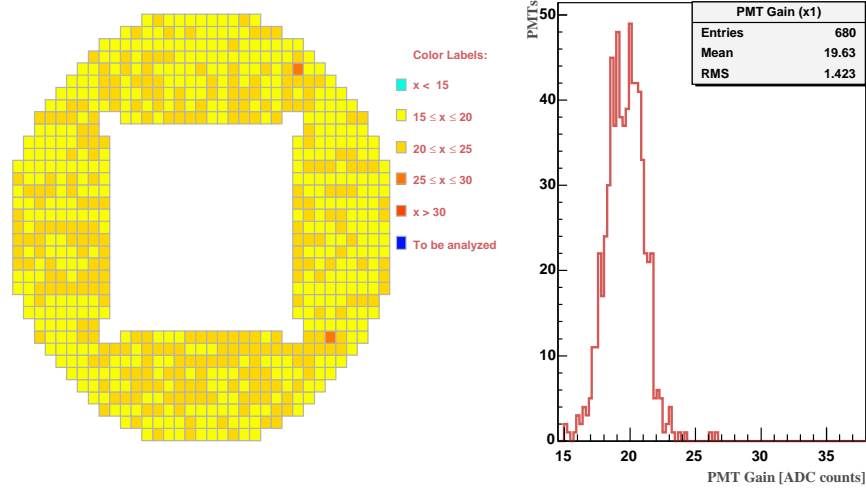


FIG. 4.22 – Gain des PM après le reclassement dans le RICH d'AMS. Gauche : La distribution géographique des gains (les carrés correspondent aux pixels dont la valeur est minimum). Droite : Distributions correspondante des valeurs minimales du gain.

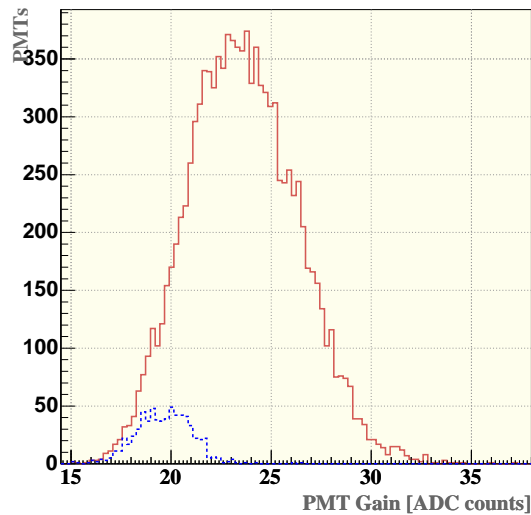


FIG. 4.23 – Distribution des gains du RICH d'AMS. Histogramme pointillé : Gains des pixels dont la valeur est la plus basse. Histo continue : tous les pixels du RICH.

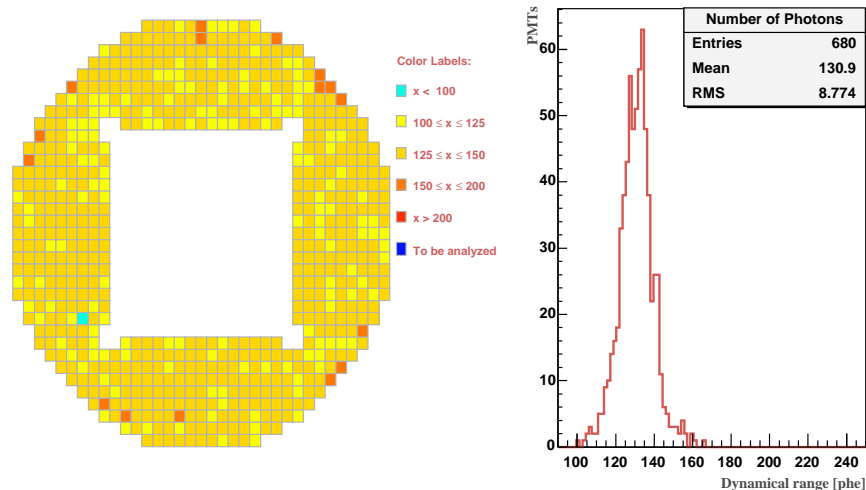


FIG. 4.24 – Dynamique des PM après le reclassement dans le RICH d’AMS. A gauche : L’emplacement géographique dans le RICH (les carrés correspondent aux pixels dont la valeur est minimum). A droite : Distribution correspondante des valeurs minimales de la dynamique.

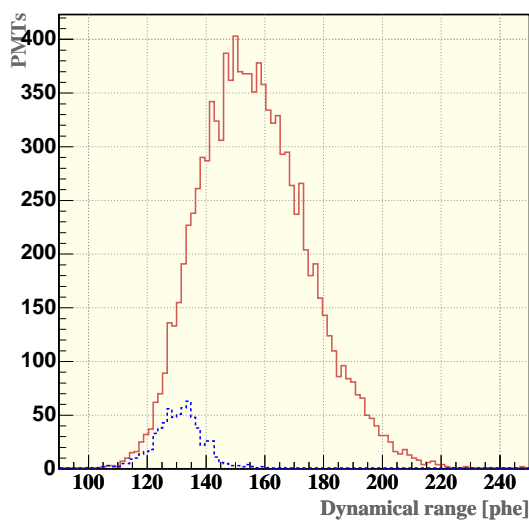


FIG. 4.25 – Distribution de la dynamique du RICH d’AMS. Histogramme pointillé : Pixels dont la valeur est la plus basse. Histogramme continue : tous les pixels du RICH.

4.4 Résultats

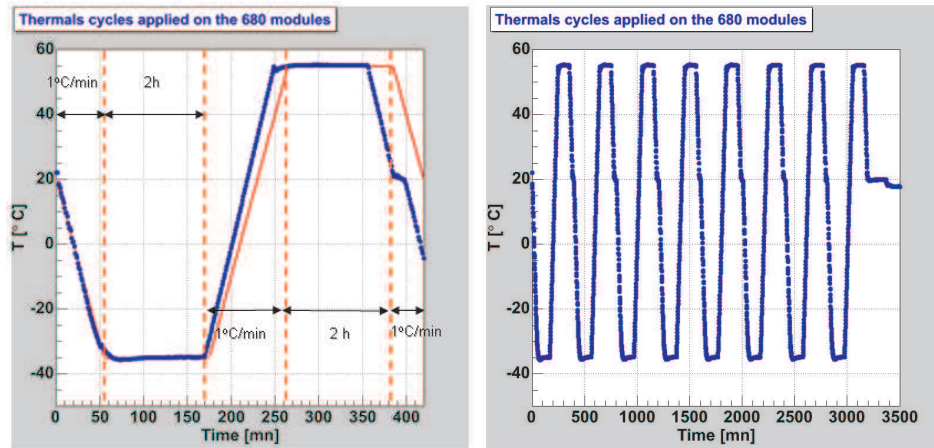


FIG. 4.26 – Cycles thermiques. à gauche : description d'un cycle de température en fonction du temps. A droite : L'ensemble des huit cycles.

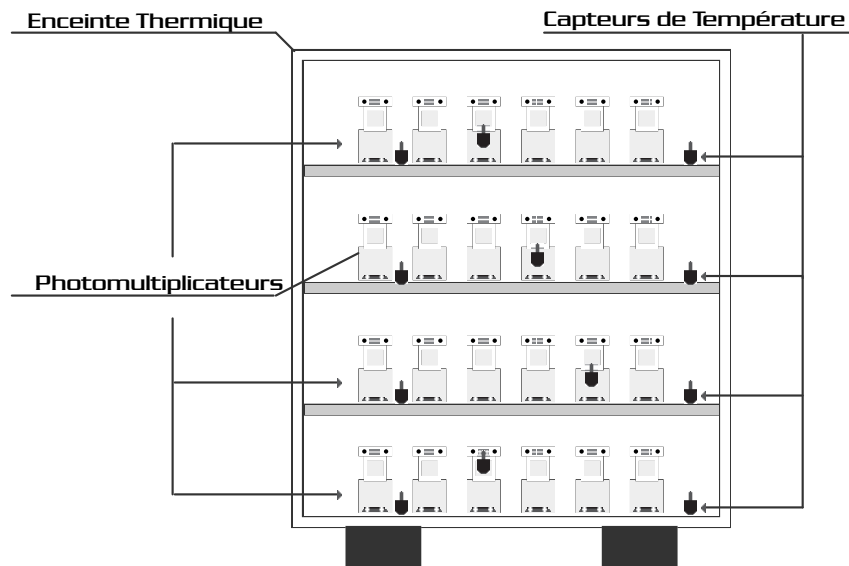


FIG. 4.27 – Disposition des cellules dans le four et emplacements des capteurs de température utilisés pour monitorer les cycles.

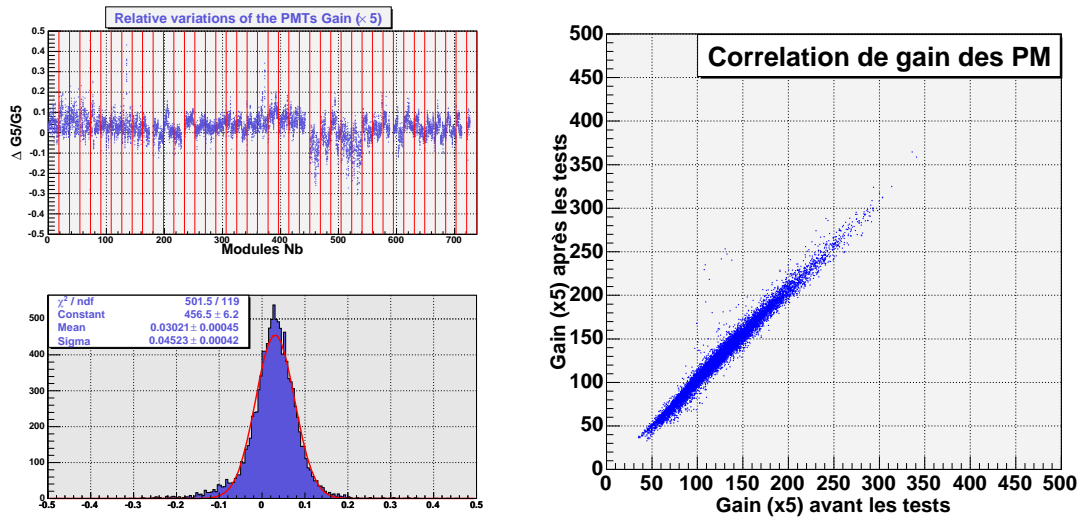


FIG. 4.28 – Distributions du gain (x5) A gauche en haut : dispersion du gain par rapport a la série de mesure. A gauche en bas : histogramme de ces variations. A Droite : Comparaison entre les gains obtenus au laboratoire avant les séries de tests versus les gains obtenus après les cycles thermiques.

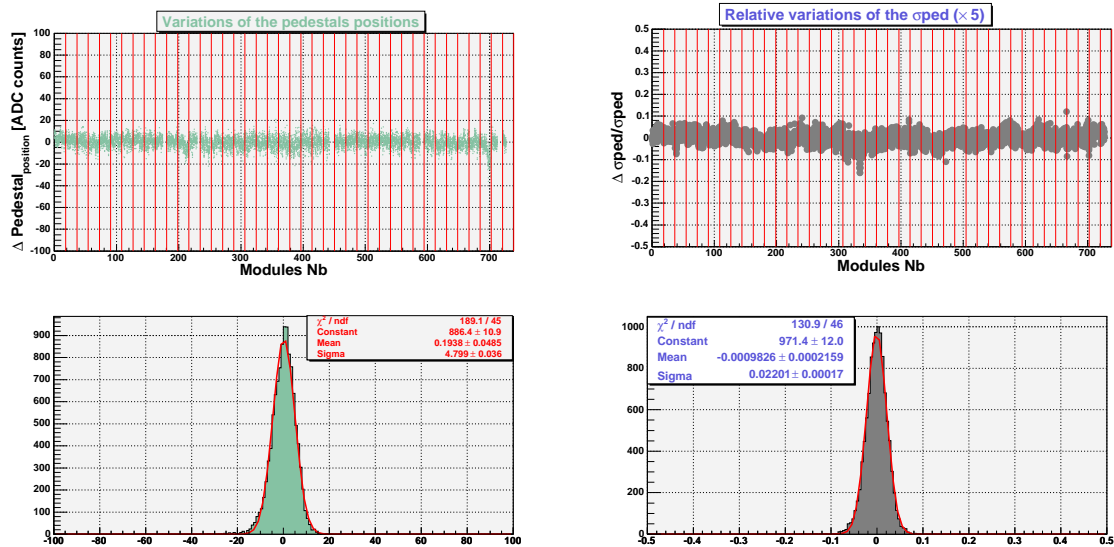


FIG. 4.29 – Variations du piédestal (gauche) et de sa largeur (droite) dans les modules du vol du RICH. Haut : dispersion par rapport a la série de mesure. Bas : histogramme avec les variations.

Conclusion

Une méthode d'étalonnage et de reclassement proposée et acceptée par la collaboration a été décrite. Cette méthode nous permet d'avoir un très bon compromis entre la résolution et la dynamique nécessaire pour mesurer les événements du fer jusqu'à l'hydrogène.

4.4 Résultats

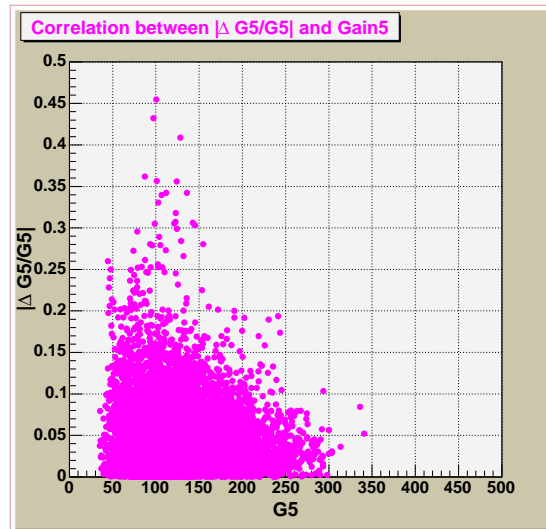


FIG. 4.30 – Evolution de l'erreur commise dans la détermination des gains par rapport aux gains de référence.

L'emplacement des modules du détecteur a été optimisé par rapport au champ magnétique de l'aimant supraconducteur. Des tests de validation ont été réalisés également afin de prouver la robustesse des modules du détecteur RICH d'AMS.

Mesures Optiques sur les Aerogels de l'Imageur Čerenkov d'AMS

Les détecteurs Čerenkov sont largement utilisés en physique des hautes énergies pour identifier la charge et mesurer la vitesse des particules qui les traversent. Une bonne résolution en vitesse n'est obtenue qu'au voisinage du seuil Čerenkov, qui dépend directement de l'indice de réfraction du matériau radiateur. D'où l'intérêt de matériaux d'indices variés et homogènes. L'aérogel (notés AGL dans la suite) de silice permet de couvrir une gamme d'indices comprises entre 1.015 et 1.2, domaine intermédiaire entre les indices des gaz et des liquides. Dans ce chapitre nous allons présenter les propriétés optiques de ce matériau ainsi que sa méthode de fabrication. Ensuite nous allons décrire la méthode utilisée pour déterminer l'indice de réfraction des AGL ainsi que la conception d'un banc de test au laboratoire.

5.1 Un Peu d'Histoire

Les AGL ont été découverts en 1931 [68] mais une première tentative fut faite en 1972 par Linney et Peters [69] avec des grains de silice comprimés. Leur idée était qu'un matériau constitué de grains de silice d'un diamètre très inférieur à la longueur d'onde de la lumière, dispersés dans l'air apparaîtrait comme un matériau d'indice intermédiaire entre celui des grains de silice et celui de l'air. La validité de cette idée a pu être contrôlée expérimentalement [70]. Cependant un tel matériau présentait une mauvaise transparence optique. Pour obtenir un solide poreux plus léger et plus transparent, Cantin et al [71, 72] ont pensé à faire appel à des aérogels de silice. Ces matériaux qui, à l'origine avaient été étudiés dans un tout autre but [73], peuvent être réalisés avec une gamme d'indices entre 1.01 et 1.06 et, après frittage entre 1.06 et 1.2.

Dans les années 80, les AGL utilisés n'étaient pas aussi transparents et ils avaient un gros problème de diffusion de la lumière. La plupart du rayonnement Čerenkov produit dans l'AGL était tout de suite diffusée par le même matériau, permettant à une fraction s'échapper de cet effet tout en conservant la direction d'émission d'origine. Pour ces raisons les AGL ont été uti-

5.2 Préparation des Aérogels de Silice

lisés dans les années 80 comme compteurs Čerenkov à effet de seuil utilisant un paramètre de qualité optique nommé Λ et qui est défini comme la longueur d'atténuation de lumière à 400 nm. La valeur typique du paramètre Λ dans les années 80 était de $\Lambda = 1\text{cm}$. Dans le début des années 90 grâce aux nouvelles techniques de production des AGL Λ a augmenté à 2cm situation qui a rendu enfin possible l'utilisation des AGL comme radiateur dans les imageurs Čerenkov à focalisation de proximité. Les premières expériences avec les AGL comme milieu radiateur ont été réalisées par V.I Vorobionov et al [74] en 1991, et par H. van Hecke et al [75] en 1993 dans un imageur en prenant des photos des anneaux produits dans les AGL. En 1995 J. Seguinot et T. Ypsilantis [49] ont envisagé l'usage des AGL dans l'expérience LHCb et parallèlement ils ont fait appel à un test [77] afin de détecter les anneaux Čerenkov avec un nouveau aérogel avec 2.3 cm d'épaisseur fabriqué au Japon [78] pour l'expérience BELLE entre le laboratoire KEK et l'entreprise Matsushita Co.

5.2 Préparation des Aérogels de Silice

Le matériau de départ est un mélange d'orthosilicate de méthyle et de méthanol. Par hydrolyse en présence d'ammoniaque, on produit de l'acide orthosilicique (voir fig 5.1). Celui-ci, par polycondensation, en quelques heures, donne l'alco gel. L'aérogel est obtenu par élimination du méthanol qui imprègne l'alco gel. Si cette élimination se faisait simplement par chauffage à la pression atmosphérique, ou sous vide, le matériau s'effondrerait sur lui-même, du fait des forces dues à la tension superficielle du solvant. On obtiendrait ainsi un xérogel qui se présente sous forme des grains de quelques millimètres de diamètre. Pour éviter l'action de la tension superficielle, il faut éliminer les interfaces liquide-gaz. Ceci peut être obtenu en évacuant le solvant dans des conditions hypercritiques, ainsi que l'avait suggéré pour la première fois Kistler [68]. Pratiquement, l'alco gel est placé avec un excès de méthanol dans un autoclave. La température est ensuite montée linéairement jusqu'à 260 degrés. La pression est alors de 180 à 200 Kg/cm^2 , suivant le degré de remplissage de l'autoclave. Puis, le méthanol est évacué lentement, en 8 heures environ. La densité et l'indice de réfraction obtenus dépendent de la proportion de méthanol dans le mélange initial. A titre d'exemple, pour des échantillons de densité entre 0.04 et 0.3, correspondent à des indices de réfraction entre 1.01 et 1.06.

5.3 Propriétés des AGL

5.3.1 Densité

Il existe deux façons d'exprimer la densité des AGL, le premier est lié à la densité de *masse* et le deuxième est attribué à la densité *squelettique*. La densité de masse est définie comme le rapport de la masse de l'AGL avec son volume. Cette valeur peut atteindre les 0.003 g/cm^3 (à titre d'exemple, la densité de l'air est de 0.001 g/cm^3), ce qui rends aux AGL les matériaux les plus légers connus jusqu'à présent. La densité de masse est souvent mesurée soit ayant une référence dont nous sommes certains de son volume et leur densité est par la suite calculée au moyen de la loi d'Archimède, soit l'échantillon est coupé en une forme régulière et mesuré. La

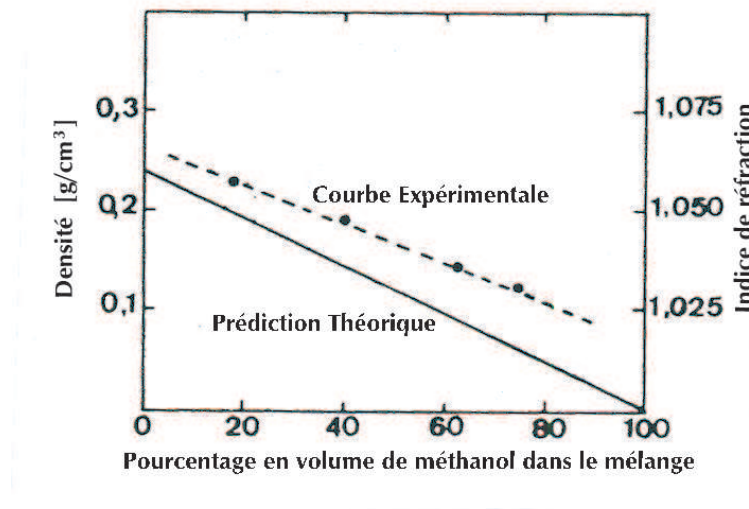


FIG. 5.1 – Variation de la densité et de l'indice de réfraction des aérogels obtenus en fonction des proportions du mélange initial d'orthosilicate de méthyle et de méthanol [87]

densité squelettique des particules des AGL est proche à la masse solide¹ (2.2 g/cm³) [84].

L'information de la densité est importante car nous pouvons déduire l'indice de réfraction à partir de la densité donnée par [85] :

$$n = 1 + 0.21\rho \quad (5.1)$$

De cette relation, nous observons que l'indice de réfraction au voisinage de $n = 1$ varie linéairement avec la densité ρ .

5.3.2 Dispersion

À présent il n'y a pas de mesures expérimentales de la dispersion optique des AGL. Néanmoins, une détermination peut être faite à partir des propriétés optiques de son constituant, c'est à dire la silice fondue. Considérant que la variation de n avec λ est due à la variation de α (relation 5.1) :

$$\frac{\Delta(n - 1)}{n - 1} \approx \frac{\Delta\alpha}{\alpha}$$

Pour un matériau donné, α ne dépend pas de la densité, et on peut finalement écrire que :

$$\frac{\Delta(n - 1)}{n - 1} \approx \text{Constante}$$

Sur une plage de longueur d'onde donnée, l'indice de réfraction n_{AGL} d'un AGL de silice peut ainsi être exprimé en fonction de l'indice de silice n_{SiO_2} :

¹Résultat obtenu avec un pycnomètre à helium. Celui-ci fournit une mesure précise du volume utilisant les principes d'Archimède et la loi de Boyle.

5.3 Propriétés des AGL

$$\frac{\Delta(n_{AGL})}{n_{AGL} - 1} = \frac{\Delta(n_{SiO_2})}{n_{SiO_2} - 1}$$

L'évolution de $n_{SiO_2}(\lambda)$ est disponible dans la référence [80]. A partir de la formule ci-dessous, on peut estimer la dispersion des radiateurs AGL. Le calcul, développé dans la référence [81], donne :

$$n_{AGL}(\lambda) \approx \frac{\bar{n}_{AGL} - 1}{2 \bar{n}_{SiO_2} \times (\bar{n}_{SiO_2} - 1)} \times \left[\frac{0.6961663 \times (0.0684043)^2}{\lambda^2 - (0.0684043)^2} + \frac{0.4079426 \times (0.1162414)^2}{\lambda^2 - (0.1162414)^2} + \frac{0.8974794 \times (9.896161)^2}{\lambda^2 - (9.896161)^2} \right]$$

avec λ exprimé en μm et $\bar{n}_i = n_i(0.4)$. La figure 5.2 représente la dispersion optique pour 3 radiateurs AGL d'indice moyen 1.025, 1.035 et 1.05, évaluée avec la formule précédente.

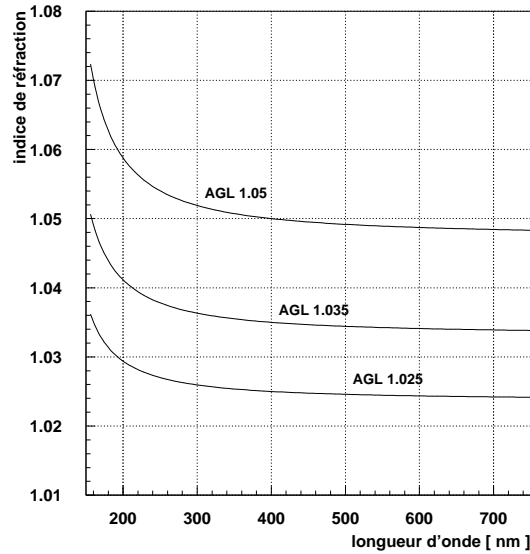


FIG. 5.2 – Chromatisme de l'aérogel (forme colloïdale de quartz fondu) [86].

L'inconvénient majeur des AGL vient de la forte diffusion Rayleigh qui disperse la lumière Čerenkov transmise vers le plan de détection. La quantité de lumière diffusée est proportionnelle à :

$$I_{Rayleigh} \sim e^{-\frac{Cx}{\lambda^4}}$$

où x est l'épaisseur de radiateur traversée, λ la longueur d'onde du photon émis et C un coefficient de "clarté" expérimental, de l'ordre de $10^{-2} \mu\text{m}^4 \cdot \text{cm}^{-1}$. La dépendance en $\frac{1}{\lambda^4}$ a pour conséquence de diffuser fortement les photons dans l'UV, zone du spectre où la distribution des photons Čerenkov est la plus importante. Un autre inconvénient des AGL vient de leur fragilité

mécanique : ces matériaux sont très friables et doivent être manipulés avec précaution. Les AGL sont néanmoins utilisables sur des expériences embarquées [82, 83].

5.3.3 Propriétés Thermiques

La propriété de conduction thermique est probablement la plus étudiée dans les AGL. Kisler a démontré que la conductivité thermique des AGL était de l'ordre de 0.02 W/mK en pression atmosphérique et de 0.01 W/mK au vide [68]. Le passage de l'énergie thermique à travers des matériaux isolants se fait en trois mécanismes : par conduction (dit également solides), par convection (pour les gaz) et finalement par rayonnement (connu aussi comme infrarouge). La somme de ces trois contributions fournit la conductivité thermique totale du matériau [88]. Le calcul de ce coefficient se complique si l'absorption par rayonnement des AGL change (si ce changement est produit, le mécanisme par conduction est ainsi altéré). Les AGL peuvent donc, être utilisés comme isolants grâce à sa clarté, à basse températures, la contribution par rayonnement de la conductivité thermique est négligeable. A hautes températures, le même composant devient dominant dans la conductivité thermique et il doit être considéré.

5.4 Détermination de l'Indice de Réfraction des Aerogels

5.4.1 Motivations

La variation de l'indice de réfraction à l'intérieur d'une tuile d'aérogel altère d'une part la résolution en vitesse de l'imageur par rapport à une valeur de n fixe [89]. Cette variation modifie la résolution de la séparation isotopique pour les charges. En effet, la limite maximale pour une bonne séparation isotopique en charge est autour de $Z=6-7$. Pour une valeur de $Z=6$ la résolution en vitesse est $\Delta\beta \approx 0.15 \times 10^{-3}$. De la même relation 2.8 : $\frac{\Delta n}{n} \approx \frac{\Delta\beta}{\beta}$, donc $\frac{\Delta n}{n}$ doit être inférieur à 0.15×10^{-3} ce qui nous donne :

$$\Delta n_\beta \ll 1.5 \times 10^{-4}$$

De la relation 2.3 (chapitre 2), le nombre de photons produits par le passage de la particule dans une tuile d'aérogel est $N=N_0 Z^2 d\theta_c^2$ avec d l'épaisseur de l'aérogel et θ_c l'angle Čerenkov².

Sachant que $\theta \approx [2(n-1)]^{\frac{1}{2}}$ le nombre de photon revient à :

$$N \approx N_0 Z^2 d(n-1)$$

donc :

²du fait de l'approximation des petites angles $\sin \theta \approx \theta$

5.4 Détermination de l'Indice de Réfraction des Aerogels

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta N}{N} \oplus \frac{\Delta(n-1)}{(n-1)} \oplus \frac{\Delta d}{d} \right) \quad (5.2)$$

Le premier terme est lié à l'incertitude expérimentale sur le nombre de photons mesurés, le deuxième est associé à l'incertitude sur l'uniformité de l'indice de réfraction à l'intérieur de la tuile et finalement le troisième est attribué à l'incertitude sur l'épaisseur de la tuile.

Dans notre cas, la dispersion de l'indice est due fortement à la densité qui n'est pas homogène sur tout le volume de la tuile. Cette dispersion ne doit pas provoquer une perte en résolution pour le Fe. A titre d'exercice, la dispersion en Z mesurée est de l'ordre de 0.25 unités de charge. Si nous voulons d'abord, que cette dispersion n'affecte pas aux hautes charges comme $Z=26$ (Fe). Ensuite, que la valeur de l'épaisseur est fixe et finalement une valeur de l'indice de réfraction $n=1.03$. La valeur limite serait de l'ordre $\frac{\Delta(n-1)}{(n-1)} \ll 2 \times 0.25/26 \approx 2 \times 10^{-2}$ et $\Delta(n-1) = \Delta n \ll 6 \times 10^{-4}$.

Le terme $\frac{\Delta(n-1)}{(n-1)}$ conditionne la limite supérieure pour une bonne séparation en charge. La connaissance de l'indice de réfraction ainsi que la dispersion dans toutes les tuiles est nécessaire. Pour cet effet un banc de test a été développé pour lequel j'ai été chargé des développements instrumentaux ainsi que des systèmes d'acquisition correspondants et qui feront l'objet des sections suivantes.

5.4.2 Méthode de mesure

La détermination de l'indice de réfraction des AGL se fait par la recherche de l'angle minimum de déviation d'un faisceau monochromatique envoyé dans l'un des coins d'une tuile d'aérogel avec un angle d'incidence α . L'aérogel se comporte alors comme un prisme (ayant des surfaces planes et polies), dont le rayon sortant n'est pas parallèle au rayon incident. L'angle formé par les directions du rayon incident et du rayon émergent est appelé angle de déviation δ . La figure 5.3 montre un diagramme schématisé de la mesure ainsi que les notations utilisées dans la détermination de l'indice. La variation de l'angle d'incidence est assurée par un plateau motorisé³. Le rayon sortant est intercepté par un écran et par une caméra numérique située à l'arrière de l'écran. La détermination de l'angle de déviation δ nécessite l'information de deux distances : d'une part, le décalage du rayon dévié par rapport au rayon sans déviation (et sans la présence d'aérogel) et d'autre part, la distance du point de départ du rayon dévié à l'intérieur de l'aérogel jusqu'à l'écran (l'estimation de ce dernier point nécessite un développement algébrique lourd). La figure 5.4 montre un diagramme du banc de test utilisé (et qui sera décrit dans la section suivante). Cette détermination est également l'objet d'une étude décrite dans la référence [90].

Le plateau tourne k fois faisant varier l'angle d'incidence α afin d'obtenir les angles de déviation δ respectifs. L'indice de réfraction est déterminé au moyen d'une fonction (relation 5.3) qui permet d'exprimer l'angle de déviation δ en fonction de l'angle d'incidence α avec l'indice de réfraction du milieu traversé (et d'autres variables illustrées sur la figure 5.3).

³Plateau avec un moteur pas à pas avec une résolution de 0.01 rad.

5.4 Détermination de l'Indice de Réfraction des Aerogels

$$\delta = \alpha - \beta + \arcsin\left\{n \sin\left[\beta - \arcsin\left(\frac{\sin \alpha}{n}\right)\right]\right\} \quad (5.3)$$

ou n est le rapport n_2/n_1 , et les angles α et δ sont également en accord avec :

$$\begin{aligned} n_1 \sin \alpha &= n_2 \sin \alpha_2 \\ \alpha_3 &= \beta - \alpha_2 \\ n_2 \sin \alpha_3 &= n_1 \sin \alpha_4 \\ \delta &= \alpha_4 - \alpha_5 = \alpha_4 + \alpha - \beta \end{aligned}$$

La relation 5.3 est très connue et largement utilisé [92, 93]. Nous pouvons montrer que l'angle de déviation passe par un minimum lorsque les rayons incidents et émergents sont symétriques par rapport au plan bissecteur du prisme [80] et qui est :

$$\begin{aligned} \alpha_{min} &= \arcsin(n \sin(\beta/2)) : \\ \delta_{min} &= 2 \arcsin\left[n \sin \frac{\beta}{2}\right] - \beta \end{aligned}$$

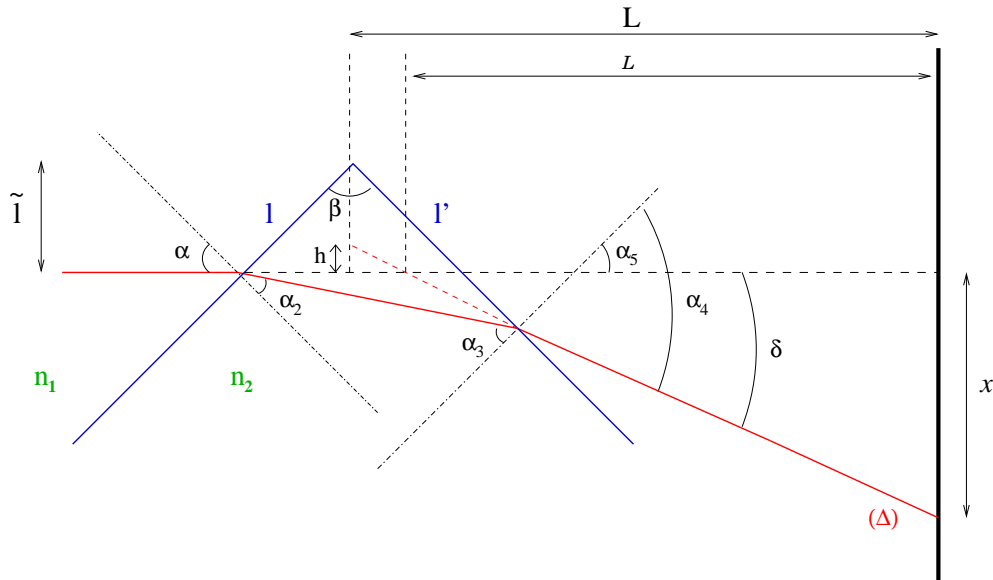


FIG. 5.3 – Diagramme des angles d'incidence et de déviation produits par le passage d'un faisceau monochromatique. Nous présentons également les notations utilisés pour déterminer l'indice de réfraction. [53].

La détermination du point de départ du rayon dévié à l'intérieur de l'échantillon d'AGL n'est pas facile néanmoins, si nous prenons en compte la distance L^4 comme référence, nous

⁴distance entre l'écran et le sommet de l'angle du prisme

5.4 Détermination de l'Indice de Réfraction des Aerogels

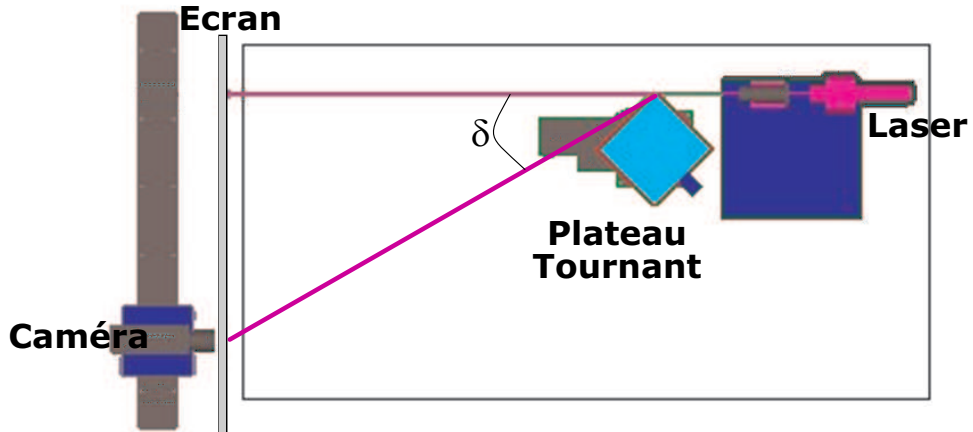


FIG. 5.4 – Diagramme du banc de test utilisés pour déterminer l'indice de réfraction.

obtenons la relation $\mathcal{L}/(L - \mathcal{L}) = x/h$ ou h a été déjà définie sur la figure 5.3. Admettons pour l'instant que la variable l' est fixe, donc nous pouvons obtenir :

$$(\Delta) : y = \frac{x - l' \cos \beta/2 + \tilde{l}}{L - l' \sin \beta/2} (L - z) - x$$

$$\mathcal{L} = \frac{xL}{h + x}; \quad \frac{\Delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}} = \frac{h}{x}$$

et

$$h = \frac{x - l' \cos \beta/2 + \tilde{l}}{L - l' \sin \beta/2} L - x$$

Pour donner un ordre de grandeur, si nous avons $x = 30$ cm, $\beta = \frac{\pi}{2}$, $n = 1.05$, $\alpha = \alpha_{min} \approx 0.84$ rad et La distance $L = 3$ m, nous obtenons un valeur $h \approx 1.6$ mm. Autrement dit, $\Delta \mathcal{L} \approx 1.6$ cm. Ce résultat est loin d'être négligeable et doit être considéré dans l'analyse. Dans le cas où \tilde{l}^5 n'est pas connue, nous avons donc :

$$l' = \frac{\sin(\frac{\pi}{2} - \alpha_2)}{\sin(\frac{\pi}{2} - \beta + \alpha_2)} l = \frac{\cos \alpha_2}{\sin(\frac{\pi}{2} - \beta + \alpha_2) \cos \alpha} \tilde{l}$$

⁵Il faut préciser que la mesure de \tilde{l} est vraiment difficile (imprécise).

Qui peut se traduire en :

$$\mathcal{L} = \frac{xL}{h+x} = \frac{x(L - l' \sin \beta/2)}{x - l' \cos \beta/2 + \tilde{l}}$$

et :

$$\delta = \arctan \frac{x}{\mathcal{L}} = \arctan \frac{x - l' \cos \beta/2 + \tilde{l}}{L - l' \sin \beta/2} \quad (5.3)$$

avec la valeur de l' exprimé en termes de :

$$l' = \frac{\cos[\arcsin(\frac{\sin \alpha}{n})]}{\sin[\frac{\pi}{2} - \beta + \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n})] \cos \alpha} \tilde{l}$$

Reprennant l'exercice précédent, $l' \approx 1.5 \tilde{l} \approx 4.5$ cm. Cette contribution doit être également prise en compte pour l'analyse.

5.4.3 Effet du Parcours du Faisceau

Un autre effet à considerer est la différence de parcours du faisceau au moment de traverser la tuile d'AGL. La figure 5.5 montre l'effet amplifié. Nous constatons que pour un faisceau de taille x_1 , le parcours accompli par ses rayons extrêmes change avec :

$$\Delta p = x_1 \tan \alpha - \frac{\sin \beta}{\sin(\frac{\pi}{2} - \beta + \alpha_2) \cos \alpha} x_1 + x_1 (\tan \alpha_4 - \tan \delta)$$

$$\alpha_2 = \arcsin \frac{\sin \alpha}{n}$$

Le premier terme est essentiellement la différence de parcours, le deuxième est la contribution de la différence de parcours à l'intérieur de l'échantillon et le troisième présente la différence de parcours entre l'échantillon et l'écran. Le terme important est le deuxième dû à la dépendance de la clartée du milieu, ce qui nous donne :

$$\begin{aligned} \Delta p_{AGL} &= \frac{\sin \beta}{\sin(\frac{\pi}{2} - \beta + \arcsin \frac{\sin \alpha}{n}) \cos \alpha} x_1 \\ &= D x_1 \end{aligned}$$

5.4 Détermination de l'Indice de Réfraction des Aerogels

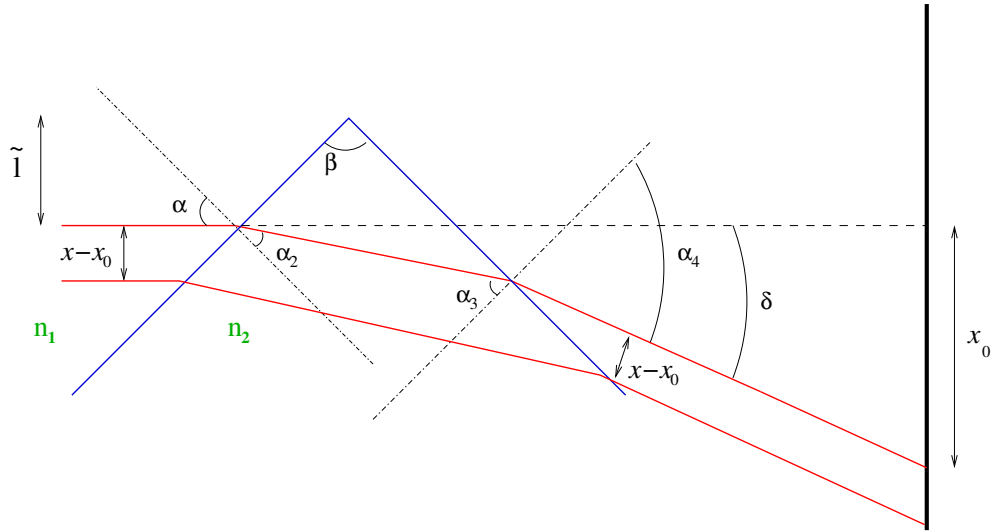


FIG. 5.5 – Diagramme de la différence de parcours pour un faisceau à l'intérieur d'une tuile. Les notations utilisées sont également présentées.

La transmittance des AGL est décrite au moyen de la dispersion de Rayleigh avec :

$$A(d) = A_0 e^{-\frac{Cd}{\lambda^4}}$$

où d représente la longueur traversée par le faisceau et C est la clarté et qui est inversement proportionnelle à la longueur de dispersion : $C \sim \frac{1}{L_{scat}}$. Donc, si un rayon passe à la distance $|x - x_0|$ du centre de faisceau, celui-ci souffrira une atténuation par rapport à l'intensité d'entrée avec un factor $A(x)$ (alors, $I(x) = I_0(x) A(x)$) avec

$$A(x) = A_0 e^{-\frac{C}{\lambda^4} D(x-x_0)}$$

Donc, L'intensité en x devient :

$$I(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{C}{\lambda^4} D(x-x_0) - \frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(x-x_1)^2}{2\sigma^2}} e^{-\frac{C^2 D^2 \sigma^2}{2\lambda^8}} \quad (5.4)$$

avec $x_1 = x_0 - \frac{CD\sigma^2}{\lambda^4}$. Le faisceau finalement ne sera pas atténué mais il souffrira un décalage par contre. A titre d'exemple ; $L = 3$ m, $x_0 = 30$ cm, $\beta = \frac{\pi}{2}$, $n = 1.05$, $\alpha = \alpha_{min} \approx 0.84$ rad and $l' \approx 1$ cm, $C = 0.0051 \mu m^4 cm^{-1}$ et $\sigma = 3$ mm, le décalage⁶ est de l'ordre de⁷ de $x_0 - x_1 \approx 0.25$ mm.

⁶La valeur de clarté est obtenue par un ajustement des paramètres de la transmittance dans le radiateur [91].

⁷Pour ces valeurs, $D = \frac{\sin \beta}{\sin(\frac{\pi}{2} - \beta + \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}) \cos \alpha)} \approx 2$

Des nouvelles incertitudes sont produites par l'estimation de σ , D , x_0 et C . L'erreur associé à x_1 est défini comme :

$$\Delta x_1 = \sqrt{(\Delta x_0)^2 + \left(\frac{CD\sigma^2}{\lambda^4}\right)^2 \left[\left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + 4 \left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D}\right)^2 \right]}$$

avec⁸

$$\frac{\Delta D}{D} = \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{n}\right)^2 + \left|\frac{4}{\tan 2\alpha}\right| (\Delta \alpha)^2}$$

Autrement dit, l'incertitude lié à elle même est :

$$\frac{\Delta(x_0 - x_1)}{x_0 - x_1} = \sqrt{\left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + 4 \left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D}\right)^2}$$

Si nous prenons $\Delta \alpha = 0.05^\circ$ (donc, $\Delta \alpha \approx 10^{-3}$ rad), $\frac{\Delta n}{n} \approx 10^{-4}$, $\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \approx 0.1$, $\frac{\Delta C}{C} \approx 0.3$, nous obtenons $\frac{\Delta D}{D} \approx 10^{-3}$, et

$$\frac{\Delta(x_0 - x_1)}{x_0 - x_1} \approx 2.10^{-1}$$

5.5 Banc de Test

Un banc optique destiné à ces mesures a été construit. J'ai été chargé de la réalisation de cet ensemble. Il est présenté sur les figures 5.6 et 5.7. Les principales caractéristiques sont :

- † Une laser rouge de 633 nm de longueur d'onde.
- † Un plateau tournante avec un résolution de 0.01 rad.
- † Un support pour accueillir les AGL au moment de la mesure.
- † Une caméra numérique.
- † Un écran à feuille de papier calque.
- † Un ordinateur pour l'aquisition des donnés.
- † Une programme qui pilote l'ensemble des éléments du banc de test, développé en LabVIEW dont j'ai eu la charge de développement également.

Le banc de mesure a été conçu pour que le nombre de manipulations à réaliser sur les tuiles d'AGL soit strictement minimum. En effet, de multiples manipulations des ces tuiles peuvent détériorer leurs qualités optiques. Les test vont également se dérouler dans une salle blanche

⁸assuming $\beta = 90^\circ$

5.5 Banc de Test

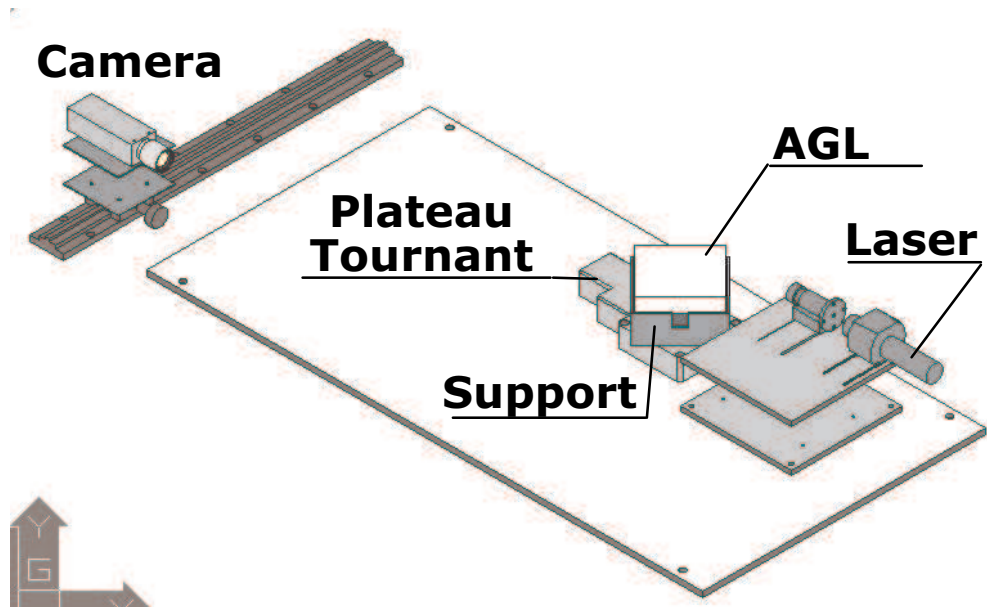


FIG. 5.6 – Banc de test utilisé pour la détermination de l'indice de réfraction.

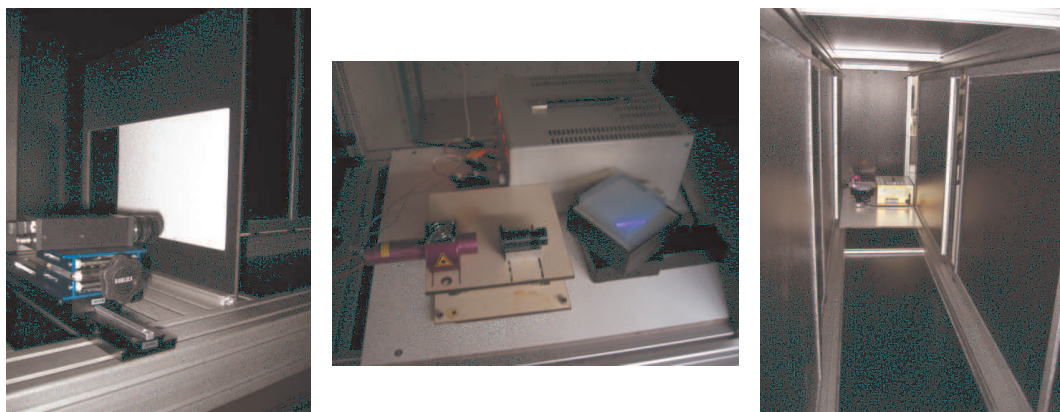


FIG. 5.7 – Vues du banc de test. A gauche la caméra avec l'écran. Au centre : le laser avec le plateau tournante et un échantillon d'AGL. A droite : longueur du banc de test $\approx 5m$.

afin d'exclure toute source de contamination. Un stockage propre a été prévu. La mesure de l'indice de réfraction se fera aux quatre coins de chaque tuile d'AGL, afin d'obtenir une meilleure connaissance de l'indice ainsi qu'une information sur la dispersion à l'intérieur d'une tuile. Le système d'acquisition de données permet de mesurer soit l'ensemble de coins, soit un groupe de coins choisis. Les paramètres d'entrée sont le type de tuile à mesurer⁹, les coins à mesurer et le nombre d'angles d'incidence à parcourir. Une fois ces paramètres définis, le programme commande le plateau tournante et le synchronise avec l'enregistrement d'une image par la caméra numérique. Par chaque angle d'incidence donné, le faisceau laser réfracté par l'aérogel est affiché sur l'écran placée devant la caméra. L'image est le résultat de la réfraction produite dans l'aérogel (puisque les variations de l'angle d'incidence se traduisent en déplacements horizontaux sur l'écran). Chaque image est enregistrée en format BMP (bitmap) et des fichiers supplémentaires concernant les informations de la couleur Rouge, Verte et Bleue sont créés à partir de l'image. La décomposition en ces couleurs est nécessaires d'une part pour le caractère monochrome du laser (nous disposons d'un laser bleu et un laser rouge) et le traitement de l'image se fait dans la contribution de couleur associé et d'autre comme solution de secours ou cas où l'intensité du laser soit telle que le CCD de la caméra soit saturé.

Les fichiers sont ensuite analysés a fin d'obtenir la position x par angle d'incidence donné et de calculer l'angle de déviation. La détermination de la position du faisceau réfracté se fait au moyen d'un fit gaussien¹⁰ en 2 dimensions, un autre fit gaussien 1D en la direction de mouvement du faisceau également ainsi que le bary-centre. La figure 5.8 montre les fits ainsi que la forme du faisceau.

Après avoir déterminé les positions x pour les angles d'incidence α , nous pouvons enfin calculer les angles de déviation et réaliser un ajustement utilisant la relation 5.3. La figure 5.9 présente l'ajustement sur un coin d'un aérogel d'indice de réfraction de 1.04.

5.6 Campagnes de Mesures.

Nous allons présenter les mesures réalisés en 2001 sur les tuiles d'aérogel du deuxième prototype et la campagne de mesures des tuiles définitives de l'imageur Čerenkov d'AMS.

5.6.1 Test réalisés en 2002 pour le Prototype de Deuxième Génération.

En été 2002 nous avons testé des AGL du fournisseur Matsushita avec des indices 1.03 et 1.5 dans le cadre d'une collaboration avec l'institut de physique de l'UNAM (Mexico). Le but était de déterminer la valeur des indices de réfraction ainsi que la dispersion entre tuiles, motivés par les concepts décrits dans la section 5.4.1. Pendant ce test la correction de la clarté ainsi que la

⁹Il existe plusieurs formes des tuiles des AGL pour l'imageur. La section 5.6.2 décrira les types.

¹⁰Un fit par une fonction de Bessel qui reproduit le faisceau est aussi prévu afin de déterminer avec une meilleure précision la position.

5.6 Campagnes de Mesures.

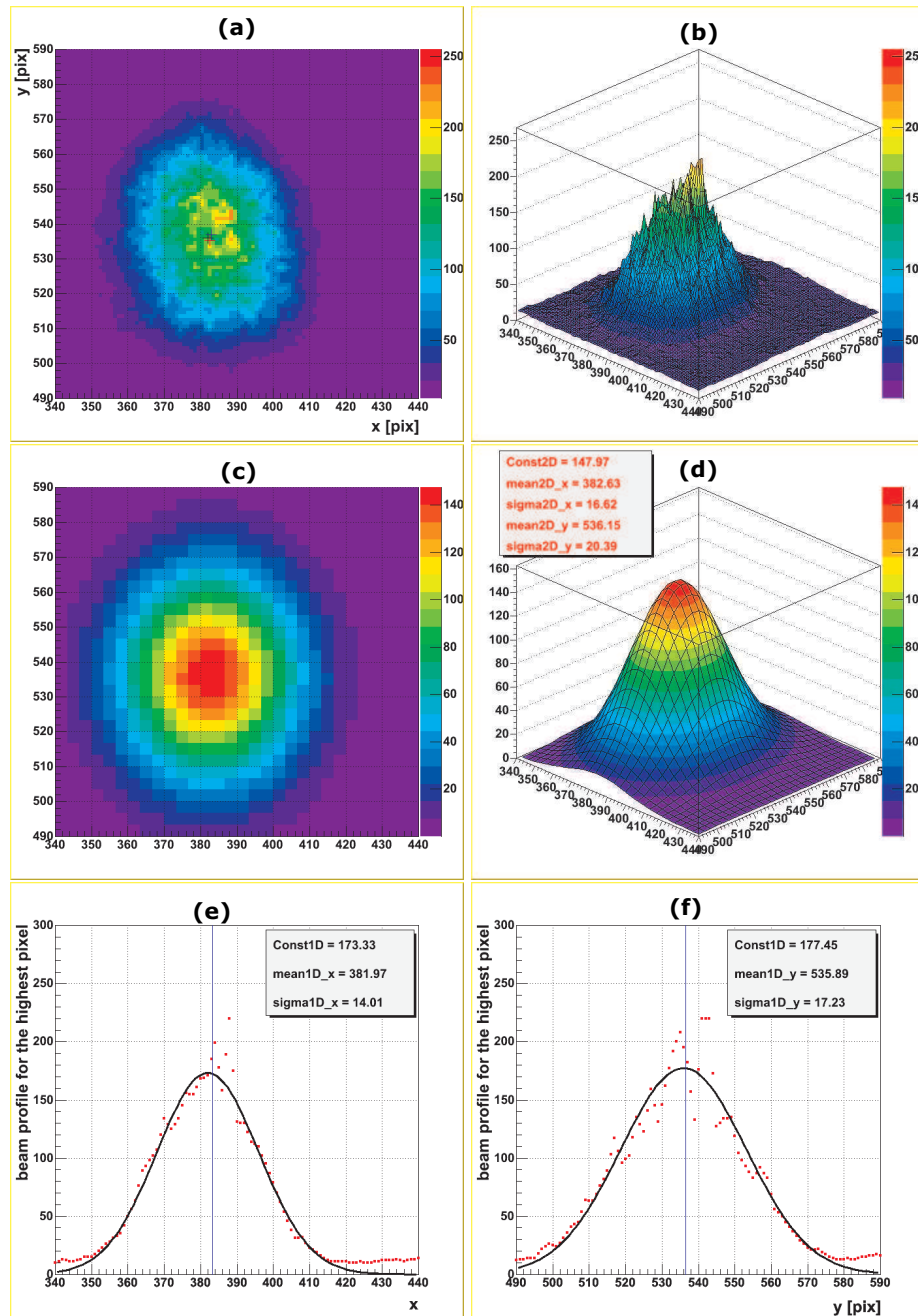


FIG. 5.8 – Fichiers type pour la détermination de la position du faisceau réfracté à angle d'incidence donné. (a) : Image de réfraction enregistrée par la caméra (information en une seule couleur). (b) : Image de réfraction du faisceau en 3D. (c) : Résultat du fit 2D appliqué à l'image b. (d) : Vue en 3D du fit 2D. (e) : Fit 1D en la position x. (f) : Fit 1D de la position y de l'image.

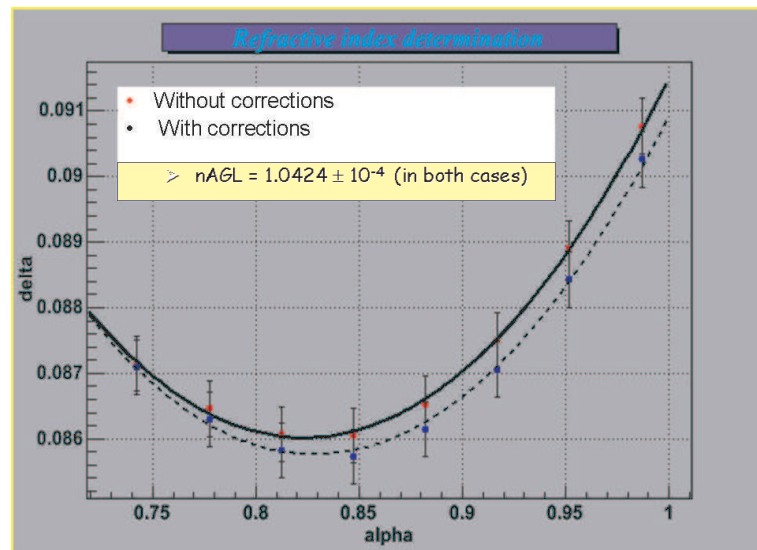


FIG. 5.9 – Variation de l’angle de déviation δ en fonction de l’angle d’incidence α . La précision affichée est tirée du fit.

détermination de la position du point de déviation n’ont pas été incorporées. La figure 5.10 présente les images de réfraction prises par une caméra pour différents AGL avec différents indices et fournisseurs.

Plus de 50 échantillons d’AGL ont été testés dans cette campagne. Ils étaient divisés en 2 indices en compétition avec deux fournisseurs différents (Matsushita et Novosibirsk). La plupart des AGL provenaient de l’entreprise Matsushita. Les tuiles de $10 \times 10 \times 1$ cm avec des indices 1.03 et 1.05. Les quatre coins ont été mesurés sur 80% des tuiles. La dispersion des indices sur l’ensemble des tuiles est représenté sur la figure 5.11 et qui est de l’ordre de 0.77×10^{-3} . Or l’incertitude associée sur la vitesse serait du même ordre (sachant que $\frac{\Delta n}{n} \approx \frac{\Delta \beta}{\beta}$). D’où l’importance de connaître la dispersion de l’indice. La figure 5.12 montre la dispersion de l’indice à l’intérieur de la même tuile sur l’ensemble des échantillons utilisés pendant le test en cosmiques du prototype. Une fois les indices des AGL connus, nous avons fait l’exercice d’ordonner les échantillons en gradient d’indice et tester en cosmiques. Le résultat est montré sur la figure 5.13. La résolution en vitesse est nettement améliorée de 3.9×10^{-3} à 3.2×10^{-3} . Ce résultat souligne la nécessité de mesurer précisément les indices des tuiles d’AGL afin de les disposer dans le radiateur dans une configuration où l’effet soit réduit au minimum possible.

5.6.2 Les aérogels de l’Imagur Čerenkov d’AMS

La figure 5.14 montre les différentes formes des tuiles d’AGL qui vont équiper le plan de radiateur. Ces formes ont été choisies par l’entreprise Carlo Gavazzi vu la géométrie de l’imagur et la structure qui l’hébergera. Plus d’une centaine d’échantillons seront produites à l’Institut Boreskov de Catalysis de Novosibirsk en Russie. Les références [45, 94, 53] ont réalisé des études sur le prototype et les campagnes de test en faisceau au CERN qui ont permis de déter-

5.6 Campagnes de Mesures.

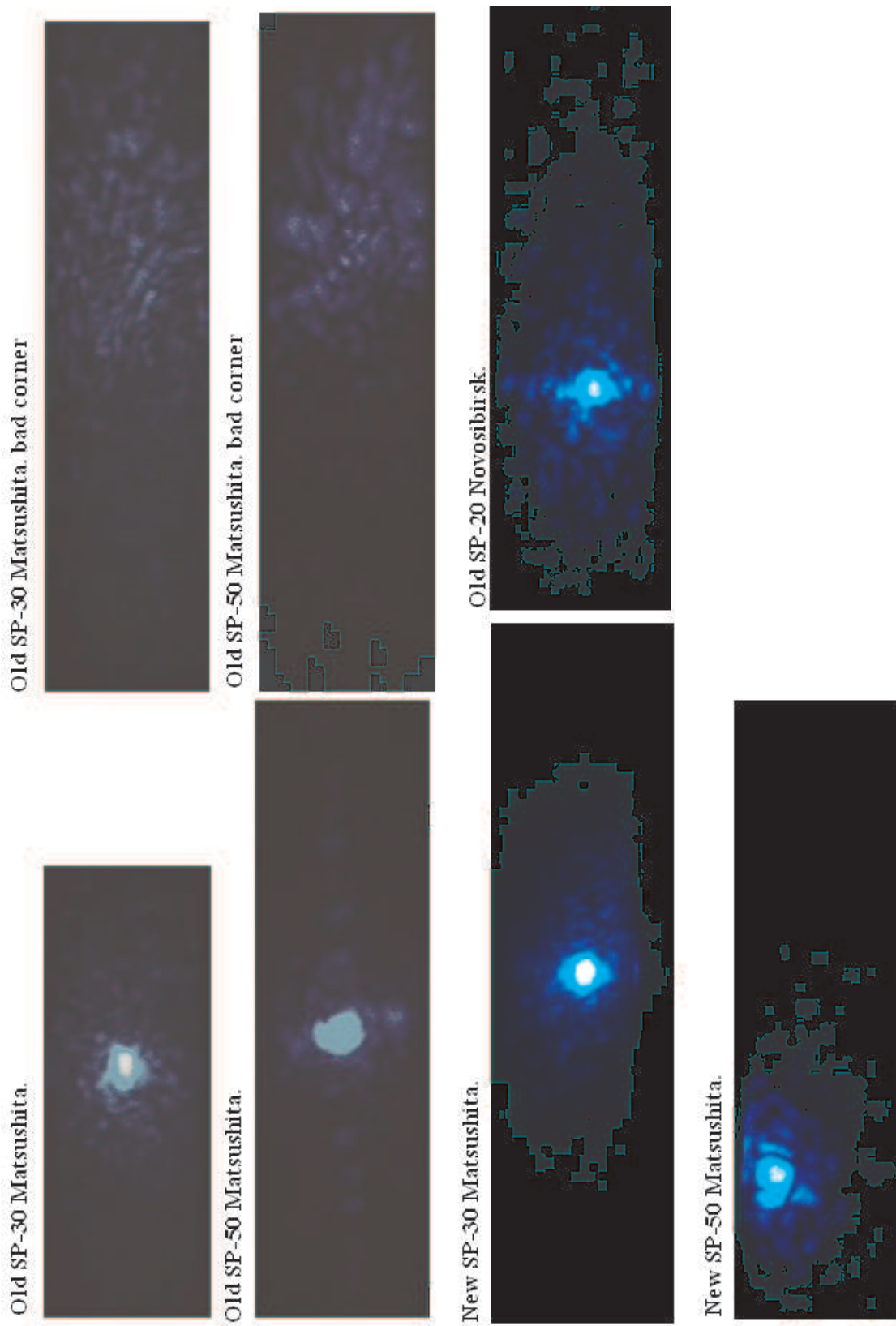


FIG. 5.10 – *Patrons de réfraction enregistrés pendant le test.*

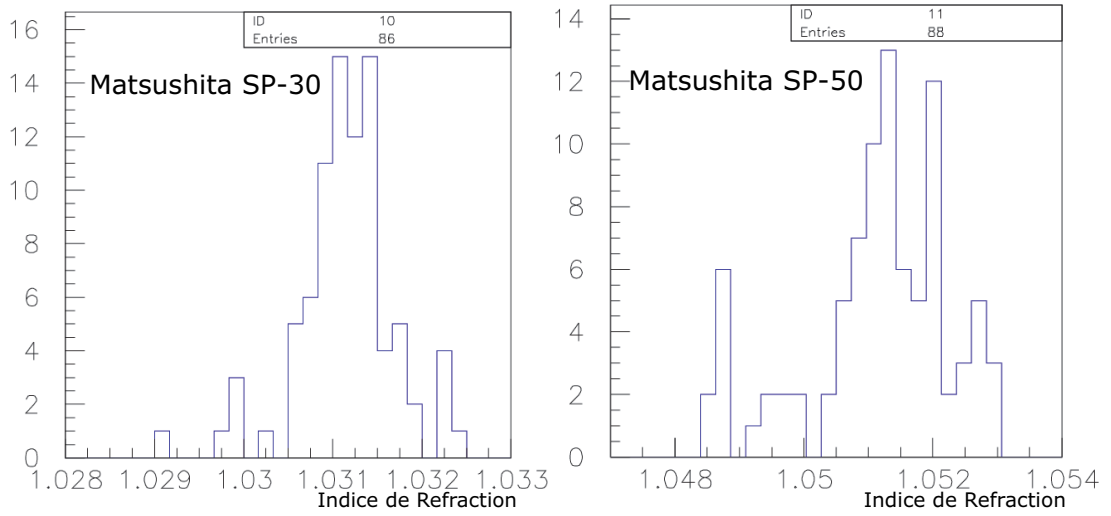


FIG. 5.11 – Dispersion des AGL du prototype utilisé en tests de rayonnement cosmique du prototype de deuxième génération. A droite : indice 1.03. A gauche : indice 1.05.

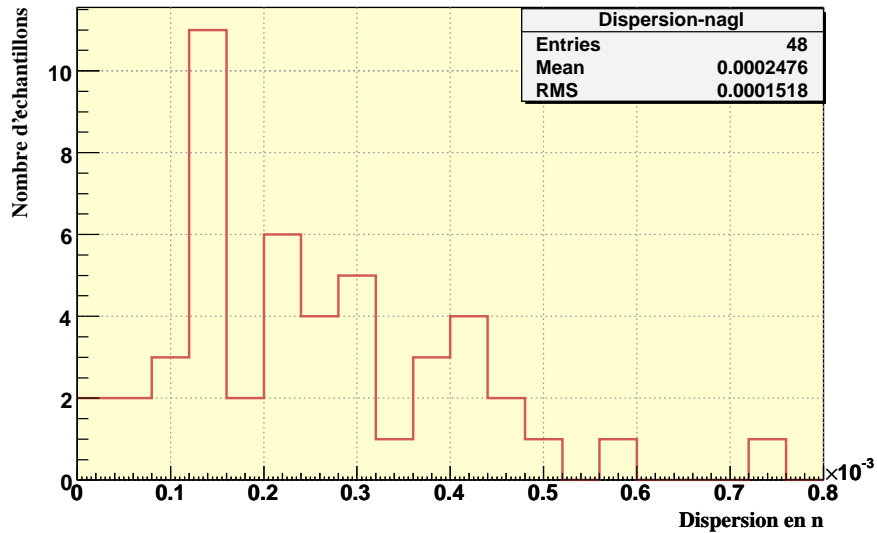


FIG. 5.12 – Dispersion de l'indice à l'intérieur d'une même tuile sur l'ensemble d'échantillons utilisés pendant les test en rayonnement cosmique du prototype. Les tuiles ont été fabriqués par l'entreprise japonaise Matsushita.

5.6 Campagnes de Mesures.

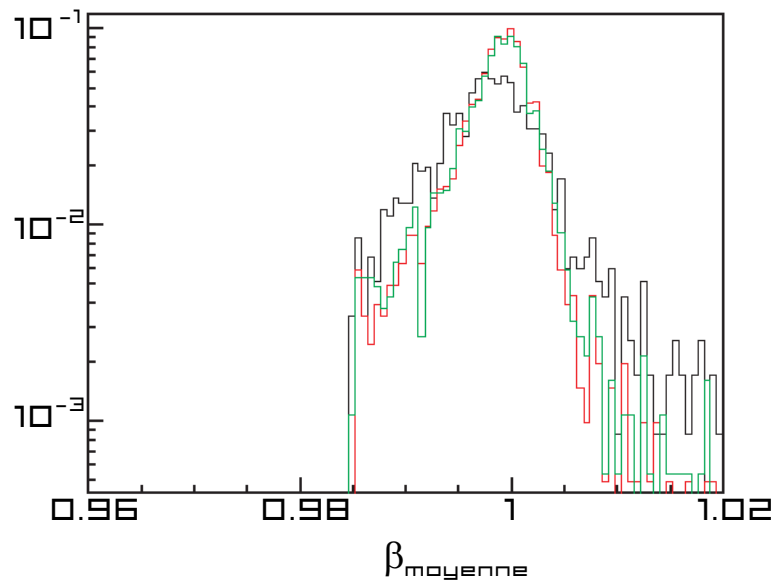


FIG. 5.13 – *Vélocité moyenne pour des blocs d'AGL non-ordonnés (histogramme continu) et ordonnés en gradient d'indice (histogramme pointillée clairs) [45].*

miner le choix de l'aérogel. La décision n'a pas été facile vue les qualités optiques des candidats cependant, l'aérogel de Novosibirsk a été retenu. La campagne de test commencera à la fin de Juillet 2005 pour des raisons de calendrier concernant la production des échantillons. L'intégralité des tuiles doit être mesurée à la fin de Septembre et l'intégration finale du détecteur démarera en Octobre.

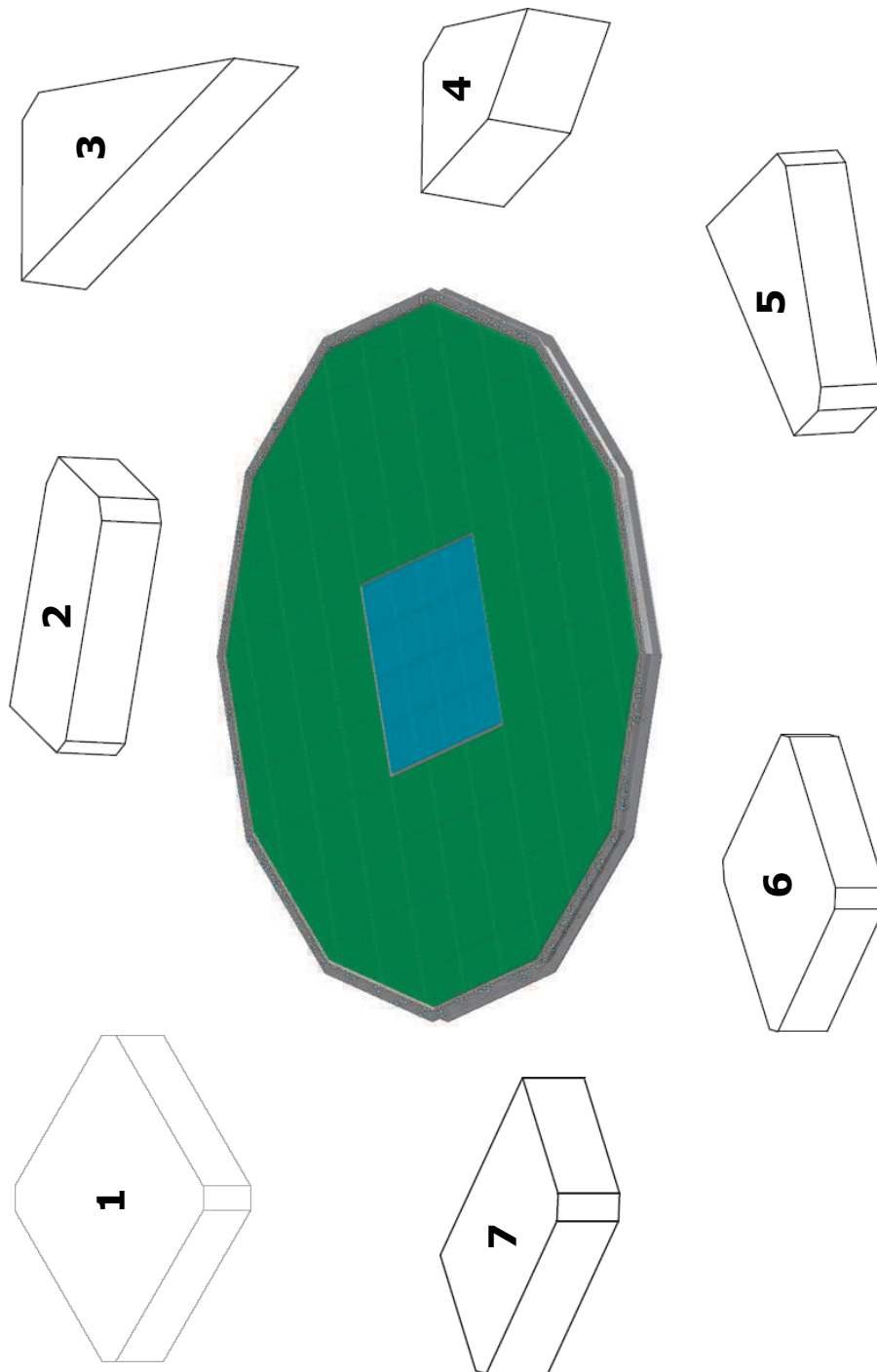


FIG. 5.14 – Diagramme des différents formes pour les échantillons des AGL de l'imageur Čerenkov d'AMS conçues par l'entreprise Carlo Gavazzi [95].

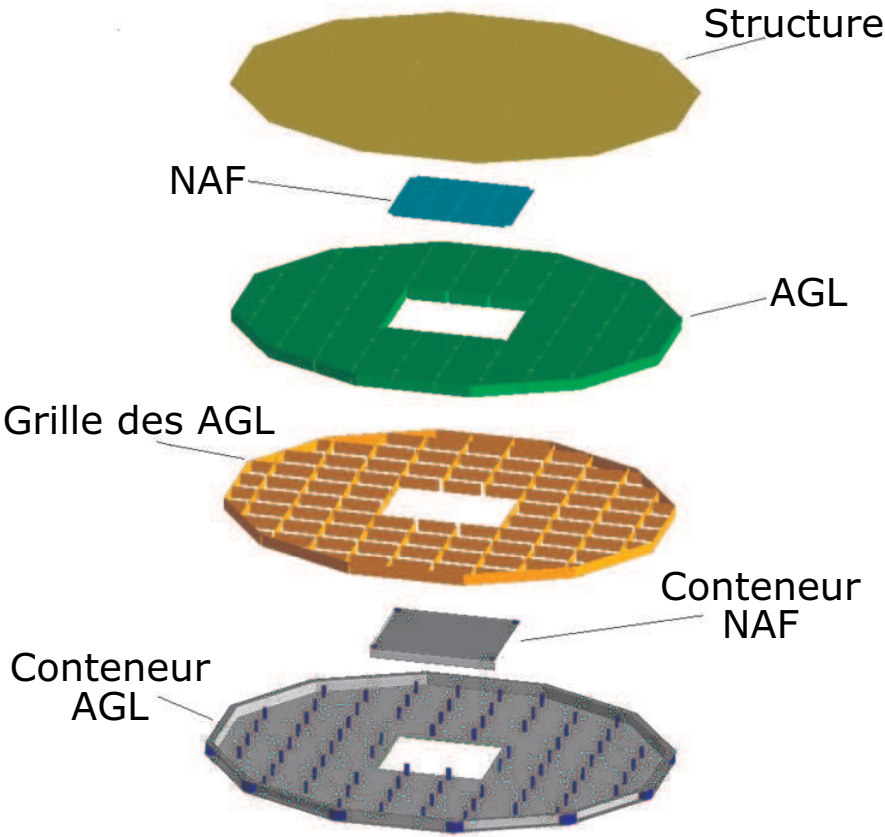


FIG. 5.15 – Conteneur des AGL et du NAF [95].

Conclusions et Perspectives

L'identification des rayons cosmiques est envisageable au moyen d'un détecteur adapté. La mise en oeuvre d'un spectromètre magnétique en orbite nécessite un engagement élevé au niveau expérimental. La préparation du détecteur AMS est maintenant dans sa phase finale et le vol à bord de la navette spatiale est programmé en 2008. Les travaux expérimentaux présentés dans cette thèse ont été menés sur les exigences de fiabilité et de qualité des technologies spatiales. Cette étape a nécessité 4 ans de travail puisque chaque élément a été minutieusement caractérisé, amélioré et mis en place pour son intégration finale. Les développements des bancs de mesures ont été importants pour tester et caractériser les électroniques frontales de lecture développées au laboratoire. La maîtrise de ces composants nous a permis de sélectionner les meilleurs pour équiper l'imageur Čerenkov d'AMS et de proposer une stratégie d'étalonnage des cellules de photodétection.

En ce qui concerne les tests des cellules de photodétection, nous avons validé le fonctionnement aux variations de température similaires à celles que subira sur la Station Spatiale Internationale sur l'ensemble des cellules du plan de détection. Nous avons étudié la réponse des PM sous champ magnétique, et mis en évidence une diaphonie à l'intérieur du PM. Une forte variation en gain et en efficacité quantique a été trouvée pour les pixels centraux selon la position et l'orientation du PM. De nouveaux tests au LCMI en septembre 05 pourront fournir une information plus complète de la réponse des PM sous l'influence d'un champ proche à celui que nous aurons dans AMS.

Une méthode d'étalonnage et de reclassement proposée et acceptée par la collaboration a été décrite. Cette méthode nous permet d'avoir un très bon compromis entre la résolution à un photon et la dynamique nécessaire pour mesurer les événements du fer jusqu'à l'hydrogène. L'emplacement des modules du détecteur a été optimisé par rapport au champ magnétique de l'aimant supraconducteur. Des tests de validation ont été réalisés également afin de prouver la robustesse des modules du détecteur RICH d'AMS.

Finalement un banc de test a été entièrement développé pour mesurer les indices de réfraction des aérogels ainsi que l'information sur la dispersion de l'indice autour de l'échantillon

5.6 Campagnes de Mesures.

mesuré. Ces mesures sont importantes car elles nous permettront de fixer la résolution en vitesse des particules qui traversent le détecteur ainsi que la résolution en charge. La précision atteint pour ces mesures est de l'ordre de 10^{-4} .

Nous espérons le décollage de la navette spatiale au début de 2008, et nous sommes impatients d'analyser les premières données fournies par l'expérience spatiale AMS.

Appendice 1 : Capteurs de Température

Des capteurs numériques Beaucoup de capteurs de température sont présentés en boîtier du type TO92 à deux ou trois fils, ou même sous des formes CMS encore plus compactes. Il s'agit, la plupart du temps, de sondes analogiques délivrant une tension proportionnelle à la température ou dont la résistance varie avec celle-ci. Il est alors délicat de les placer au bout d'une grande longueur de ligne bifilaire, tandis que chaque capteur nécessite un câblage individuel. Un premier pas dans la voie du numérique consiste à utiliser des composants qui délivrent une fréquence proportionnelle à la température, l'affichage pouvant alors se faire (en degrés Kelvin) sur un fréquencemètre ordinaire ou "virtuel" (sur ordinateur). Mais il existe aussi tout un choix de capteurs de température avec, ou sans, fonctions d'alarme incorporées dans la gamme de composants "1-Wire" de DALLAS.

Chaque composant de cette famille possédant un numéro d'identification unique à 64 bits, le principe "MicroLAN" permet d'en adresser individuellement un seul parmi les dizaines ou les centaines que l'on peut brancher simultanément sur le bus monofil. Bien que les capteurs de température de ce type contiennent une électronique "intelligente" (dont un convertisseur analogique/numérique pouvant atteindre 12 bits de résolution), il est souvent possible de les télé-alimenter en "parasite" par le bus lui-même (RS-232,USB), tant leur consommation est faible. Il faut cependant tenir compte du fait que la valeur "standard" (4,7 k) de leur résistance de tirage est trop forte par rapport à ce que consomme un capteur de température lorsque son convertisseur analogique/numérique est actif. DALLAS recommande donc d'alimenter directement le bus en + 5V pendant ces périodes, au moyen d'un "strong pull-up" (mise en court-circuit de la résistance de tirage). Cette façon de procéder nécessite toutefois des circuits plus compliqués, certaines précautions et des procédures logicielles supplémentaires. Une approche plus simple consiste à diminuer la résistance de tirage, sans toutefois aller jusqu'à élever exagérément le niveau de tension matérialisant le zéro logique. Compte tenu de la valeur proche de 100 Ω de la résistance passante des transistors "drain ouvert" équipant les composants "1-Wire", il ne faudrait pas descendre en dessous de 1,5 k.

Nous n'avons pas besoin d'un circuit imprimé pour le capteur, celui-ci venant en tout et pour tout se raccorder au deux fils du bus dont notamment les sondes du type DS18B20 (figure 5.16,

5.6 Campagnes de Mesures.

utilisés pour nous dans les séries de cycles thermiques des cellules de photodétection) accepte d'être alimentées ainsi localement allégant la charge de celui-ci. Une tension permanente de +3 à 5V est alors appliquée entre les broches GND(-) et Vdd (+). Il demeure cependant toujours possible d'imposer le mode "parasite" en mettant tout simplement la broche Vdd à la masse (figure 5.17. Dans le cas d'une sonde spécifiquement prévue pour fonctionner en mode "parasite", la broche correspondante est inutilisée et peut donc indifféremment rester en "l'air" ou être mise à la masse. La nature purement numérique de la liaison entre le capteur et sa carte d'acquisition des données fait qu'une résistance parasite, venant en série ou en parallèle avec la sonde, ne faussera aucunement les mesures. Du moins tant que sa valeur restera dans des limites ne bloquant pas carrément les transmissions de données

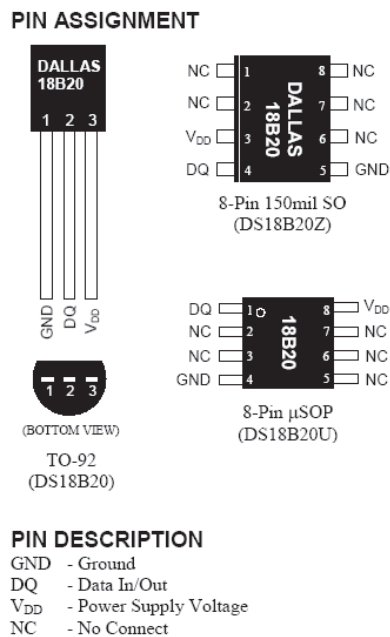


FIG. 5.16 – Capteur thermique DS18B20 en différents styles.

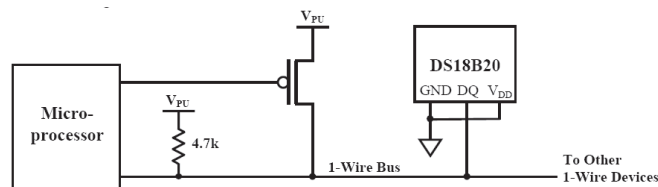


FIG. 5.17 – Configuration du capteur thermique DS18B20 en mode parasite.

Bibliographie

- [1] J. A. Simpson. Elemental and isotopic composition of the galactic cosmic rays. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 33, 323381, (1983)
- [2] K. Kampert. Cosmic ray and particle physics. In *Symposium on fundamental issues in elementary matter*, Bad Honnef, Alemania, 25-29 Sep (2000)
- [3] K. Greisen. End of the cosmic ray spectrum ? *Physical Review Letters*, 16(17) :748750, (1966)
- [4] J. Linsey (Collaboration Volcano Ranch). Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10²⁰ eV. *Physical Review Letters*, 10 :146, (1963)
- [5] Collaboration HiRes. In *26th International Cosmic Ray Conference*, Salt Lake City, EU , 17-25 Août (1999)
- [6] M. Drees, G. Jungman, M. Kamionkowski, and M. Nojiri. Neutralino annihilation to gluons. *Physical Review*, D49 :636, 647, (1994)
- [7] P. Salati, F. Donato, and N. Fornengo. Cosmic-ray antideuterons as a signature for neutralino annihilation in the galactic halo. In *26th International Cosmic Ray Conference*, volume 2, page 289, Salt Lake City, Estados Unidos, 17-25 Agosto (1999)
- [8] Buénerd, M., et al *Nucl. Instrum. Methods A.*,
- [9] E. A. Baltz, J. Edsjo, K. Freese, and P. Gondolo. The positron excess and supersymmetric dark matter. In *4th International Workshop on the identification of dark matter*, York, UK, 2-6 Sept (2002)
- [10] P. Salati, F. Donato, and N. Fornengo. Antideuterons as a signature of supersymmetric dark matter. *Physical Review*, D62 :043003, (2000)
- [11] J. Navarro, C. Frenk, and S. White. The structure of cold dark matter halos. *Astrophysical Journal*, 462 :563, (1996)
- [12] P. Ullio, L. Bergstrom, J. Edsjo, and C. Lacey. Cosmological dark matter annihilations into gamma-rays : a closer look. *Physical Review*, D66 :123502, (2002)
- [13] A. D. Sakharov. CP symmetry violation, C-asymmetry and barionic asymmetry of the universe. *JETP Letters*, 5 :24, (1967)

BIBLIOGRAPHIE

- [14] A. Cohen, A. de Rujula, and S. Glashow. A matter-antimatter universe ? *Astrophysical Journal*, 495 :539, (1998)
- [15] Ahlen, A., et al., *Nucl. Instrum. Methods A.*, 350,351 (1994)
- [16] Alcaraz, J., et al., *Nuovo Cimento IIA*, 112,1325 (1999)
- [17] Alvisi, D., et al., *Nucl. Instrum. Methods A.*, 437,212, (1999)
- [18] Barancourt, D., et al., *Nucl. Instrum. Methods A.*, 454,174 (2000)
- [19] Aguilar, M., et al., *Phy. Reports*, 366,331 (2002)
- [20] Boesio, M., et al., *Astrophys. J.*, 518,457, (1999)
- [21] Seo, E.S., et al., *Astrophys. J.*, 378,763 (1991)
- [22] Menn, W., et al., *Astrophys. J.*, 533, 281 (2000)
- [23] Buckley, J., et al., *Astrophys. J.*, 429, 736 (1994)
- [24] Golden, R.L., et al., *Astrophys. J.*, 436, 769 (1994)
- [25] Barwick, S.W., et al., *Astrophys. J.*, 498, 779 (1994)
- [26] Duvernois, M.A., et al., *Proceedings of the 26th ICRC*, 3, 49 (1999)
- [27] Moskalenko, I.V., et al., *Astrophys. J.*, 493, 694 (1998)
- [28] Hedin, A.E ., et al., *J. Geophys. Res.*, 96, 1159 (1991)
- [29] Tsyganenko, N.A ., et al., *J. Geophys. Res.*, 101, 271 (1996)
- [30] Derome, L., et al., *Phys. Lett B.*, 489, 1 (2001)
- [31] Derome, L., et al., *Phys. Lett B.*, 515, 1 (2001)
- [32] Derome, L., et al., *Phys. Lett B.*, 521, 139 (2001)
- [33] Fiandrini, E., et al., astro-ph/0106241 (2001)
- [34] Zuccon, P., et al., astro-ph/0111111 (2001)
- [35] Boezio, M., et al., *Astrophys. J.*, 561, 787 (2001)
- [36] Moskalenko, I.V., et al., 565, 280 (2002)
- [37] Donato, F., et al., *Phis. Rev. Lett D*, 62, 043003 (2000)
- [38] Coutou, S., et al., *Proceedings 27th ICRC* (2001)
- [39] The AMS Collaboration *Nucl. Instrum. Methods A.*, en preparation
- [40] AMS note 2003-03-02.
- [41] P.A. Cherenkov, *Phys. Rev.* **52**, 378 (1937).
- [42] I. Frank et I. Tamm, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **14**, 107 (1937).
- [43] V.L. Ginsburg, *Zh. Fiz. SSSR* **2**, 441 (1940) et *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **10** (6), 589 (1940).
- [44] J.V. Jelley, *Cherenkov radiation and its application*, (Pergamon Press, Oxford, 1958).
- [45] B. Baret, thèse de l'université Joseph Fourier (en préparation), Grenoble (2004).
- [46] G. Boudoul, thèse de l'université Joseph Fourier, Grenoble (2003).
- [47] W. Adam *et al.*, *NIM A* 338, 284 (1994)
- [48] R. Duperray, thèse de l'université Joseph Fourier, Grenoble (2004).

- [49] J.D. Berst, R. Marbot et J. Séguinot, notes internes Delphi 83-104 (1983).
- [50] J.A. Hauger *et al.*, Phys. Rev. C **57**, 764 (1998).
- [51] S. Cecchini *et al.*, hep-ex/0201039 (2000).
- [52] I. Pshenichnov et K. Sümmerer, communication privée, voir aussi K. Sümmerer et B. Blank, nucl-ex/9911006 (1999).
- [53] AMS-RICH Collaboration., The AMS-RICH Prototype : Test Beam Results. in preparation
- [54] "PMT Handbook." Hamamatsu Photonics(1992)
- [55] A. Einstein., Ann.Physik.,17,132 (1905)
- [56] "PMT Handbook." (Chapitre 6) Hamamatsu Photonics(1992)
- [57] Buénerd, M. & Ren, Z, NIM A 454,476 (2000)
- [58] G. Boudoul, Thèse de l'Université Joseph Fourier (2003)
- [59] <http://www.vacuumschmelze.de/>
- [60] "Caracterización de los fotomultiplicadores del detector RICH del experimento AMS" A. Torrentó, Diploma Thesis IAC-Univ. de La Laguna, 2003
- [61] http://www.dowcorning.com/content/etronics/etronicsencap/etronics_enc_ov.asp
- [62] Jean-Pierre Scordilis, Marc Marton. "Procédure de Potting des Photomultiplicateurs". 2005.
- [63] L. Gallin-Martel, J. Poux, O. Rosseto, M. Yamouni, "A 16 Channel Analog Integrated Circuit for PMT pulses Processing", ISN Report 01-49,2001
- [64] L. Gallin-Martel, J. Poux, O. Rosseto, "A BiCMOS Integrated Charge to Amplitude Converter", IEEE 1996 Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Anaheim, 3rd-10rd November 1996
- [65] "FE-Electronics : Status" L. Gallin-Martel, R. Foglio AMS-RICH meeting, Madrid, February 2003
- [66] Olivier Rossetto. Communication privée
- [67] "Création d'une Carte de Test pour le Projet AMS." Benoît FERROUD, Guillaume MESTRALLET. Rapport de Stage Microélectronique.
- [68] S.S Kistler, J. Phys. Chem.34,(1932)52
- [69] Linney, A.D and Peters, B., Nucl.Instrum.Mehtods 100 (1972) 545
- [70] Linney, A.D, Cantin, M., Koch, L., Maubras, Y., Mestreau, P., Roussel, D., Soutoul, A., Valot, P et Delseny, M., Proc. 13th Intl. Cosmic Ray Conf., Denver
- [71] Cantin, M ., et al. J. Chim. Phys 11 (1974) 1537
- [72] Cantin, M ., et al. Nucl.Instrum.Mehtods 118 (1974) 177
- [73] Nicolaon, G.A et Teichner, S.J Bull. Soc. Chim 5 (1968) 1906
- [74] V.I Vorobionov et al. Proceedings of the Workshop on Physics and Detectors for DAPHNE, report INFN-Frascati, 1991
- [75] H. van Hecke, Nucl.Instrum.Mehtods A343 (1994) 311

BIBLIOGRAPHIE

- [76] E. Barrelet, Nre Results on Cherenkov Ring-Imaging Obtained with a TPC-Type Photon Detector Using TMAE and a Fussed-Quartz Window, International Conference on High Energy Physics, Lisbon, 9-15 July, 1981.
- [77] R. De Leo et al “ Proposal to add Ring Imaging Čerenkov Detector to HERMES”, INFN-ISS 96/9 et E. Cisbani et al., “ Progress report on the feasibility studies of a RICH detector for HERMES” INFN-ISS 96
- [78] Courtoisie de M. Yokoyama, Matsushita Electric Works, Osaka, Japon.
- [79] M. Born and A. Wolf, Principle of Optics, Pergamon, 1975.
- [80] Handbook of optics, Bass edit., McGraw Hill.
- [81] M. Buénerd et Z. Ren, *Optical dispersion of Aerogel in the RICH simulation*, ISN internal report 98-63.
- [82] Y.Asaoka et al., *Development of a Large Area Aerogel Cerenkov Counter Onboard BESS*, Preprint submitted to Nucl. Instrum. Methods A., , 12 May 1998.
- [83] F.Barao et al., *Analysis of the Aerogel Threshold Cherenkov data from AMS flight (STS-91)*, submitted to Nucl. Instrum. Methods A., , AMSnote-99_10_01.
- [84] T. Woignier, J. Phalippou, J. Non-Cryst. Solids 93, 1987, 17
- [85] G. Poelz et R. Reithmuller, Nucl. Instrum. Methods A., 195(1982)491
- [86] Thomas Thuiller. Thèse de l’Université Joseph Fourier (1999)
- [87] Engelman J.J et Cantin, M., “Détection et Idéntification des Particules par Effet Čerenkov dans les Aérogels de Silice” Journal de Physique., 39(1978) C3-57
- [88] Aerogels, ed. J. Fricke, Springer, Berlin, 1986
- [89] Communication privée.
- [90] Buénerd, M., Mangin-Brinet, M., Menchaca-Rocha, A., Protassov, K., Vargas, M., Veziant, O., “Refractive Index Measurements of Silica Aerogels for AMS RICH Detector” in preparation.
- [91] Berdugo. J Communication Privée.
- [92] Villoro, M.F., Plascencia, J.C., Nunez, R., Menchaca-Rocha, A., Hernandez, J.M., Camarillo, E., Buénerd, M. “Measurement of the Dispersion Law for Hydrophobic Silica Aerogel SP-25”. Nucl. Instrum. Methods A., 480(2002) 456-462.
- [93] Buzykaev, A.R., Daniluk, A.F., Ganzhur, S.F., Kravchenko, E.A., Onuchin, A.P., “ Measurement of Optical Parameters of Aerogel” Nucl. Instrum. Methods A., (1999).
- [94] L. Arruda, “Čerenkov Ring Acceptance in the RICH Detector of the AMS Experiment ; Optimization of a Dual Radiator Configuration”, Master Thesis, AMS-note 2004-03-05.
- [95] Carlo Gavazzi Space Agency. Milano, Italy.

Table des figures

1.1	<i>Abondance relative des éléments présents dans le rayonnement cosmique au sommet de l'atmosphère. (○) : données basse énergie (70 – 280 MeV/A). (●) : compilation de données à 1 – 2 GeV/A. (◇) : Référence des abondances relatives dans le système solaire. Les données sont normalisées à $[Si] = 100$. d'après J.A. Simpson(1983) [1].</i>	4
1.2	<i>Spectre d'énergie des rayonnement cosmiques mesures sur terre pour toutes les particules.</i>	5
1.3	<i>Spectre d'énergie des RC des composants principaux.</i>	7
1.4	<i>Surpopulation du rapport e^+/e^+e^- dû au nombre de positrons produits par annihilation de neutralinos. La courbe Pointillé présente la composant supersymétrique. La courbe des traits représente la contribution d'autres processus. Solide : L'addition de deux.</i>	8
1.5	<i>Evolution du flux d'antideuteron secondaires par rapport à l'énergie.</i>	8
1.6	<i>Vue shématique du détecteur AMS-01.</i>	11
1.7	<i>Rigidité multiplié avec le signe de la charge de la particule $Z=2$ dans la recherche d'anti-helium.</i>	11
1.8	<i>Limit supérieur du rapport du flux $\bar{H}e/He$.</i>	12
1.9	<i>Spectre primaire de protons mesuré par AMS-01 (mis à l'échelle par $E^{2.5}_K$.</i>	12
1.10	<i>Spectre primaire d'helium mesuré par AMS-01 en fonction avec l'énergie cinétique par nucleon.</i>	13
1.11	<i>Fraction différentiel de positrons par rapport aux autres expériences.</i>	13
1.12	<i>Spectre complet de protons en sens descendant pour trois valeurs de latitude magnétique différentes. Le spectre de protons ascendants est aussi représenté.</i>	14
1.13	<i>Vue CAO du détecteur AMS et de sa réponse à différentes particules.</i>	15
1.14	<i>Définition de l'angle Beta.</i>	18
1.15	<i>Variation de l'angle Beta d'AMS avec le temps.</i>	19
1.16	<i>Fraction d'orbite que reçoit la lumière du soleil par rapport à l'angle Beta.</i>	19
1.17	<i>Distribution sur l'angle Beta par rapport au temps d'exposition.</i>	20

TABLE DES FIGURES

1.18	<i>Facteurs d'affectation dans un environnement thermique spatiale. Constant solaire(a), temperature terrestre(b), albedo(c), propriétés de la peinture blanche en space.</i>	20
1.19	<i>Dissipation thermique de l'ensemble des sou-détecteurs de AMS-02 [39].</i>	21
1.20	<i>Valeurs du champ magnétique attendues dans le plan de détection du RICH. Haut-Gauche : champ magnétique total. Haut-Droite : distribution du champ en direction X. Bas-Gauche : Distribution en Y. Bas-Droite : Distribution en Z [40]</i>	23
2.1	<i>Polarisation induite par le passage d'une particule chargée (ici négativement), (a) à faible vitesse et (b) à grande vitesse.</i>	26
2.2	<i>Construction de Huygens, (a) interférence destructive ($v \leq c/n$) et (b) interférence constructive ($v > c/n$).</i>	27
2.3	<i>Schéma de principe du fonctionnement d'un imageur Cherenkov à focalisation de proximité.</i>	28
2.4	<i>Notations et grandeurs utilisées pour la reconstruction de l'angle Čerenkov.</i>	30
2.5	<i>Illustration de la dispersion optique du radiateur.</i>	31
2.6	<i>Vue du détecteur RICH.</i>	33
2.7	<i>Vue éclatée du détecteur RICH.</i>	34
2.8	<i>Vue structurale du plan de détection de l'imageur Čerenkov d'AMS. Les nomes de chaque module est représenté avec un lettre.</i>	35
2.9	<i>Topologie des lignes d'alimentation. Les 40 lignes représentées alimentent un total de 170 PM. Quatre groupes de 40 sont nécessaires pour fournir l'alimentation sur l'ensemble des cellules de photodétection.</i>	36
2.10	<i>Vue éclatée d'une cellule du détecteur RICH d'AMS</i>	36
2.11	<i>Schéma des supports en grille utilisées pour le montage des cellules de photodétection du RICH d'AMS. Une partie des grilles utilisés pour fixer les cellules du détecteur est montrée</i>	37
2.12	<i>Schéma d'un FLEx monté sur une ligne des cellules de photodétection du RICH d'AMS. Le blindage magnétique de la cellule de photodétection a été enlevée, ainsi que les autres cellules afin d'observer le connecteur.</i>	37
2.13	<i>Prototype de l'imageur Čerenkov d'AMS.</i>	38
2.14	<i>Configuration utilisé par l'imageur au laboratoire.</i>	38
2.15	<i>Spectre de production de noyaux légers par fragmentation de projectiles, mesuré dans la collision $Au + C$ à $1 \text{ GeV}/c$ par nucléon [50]. La distribution des fragments est piquée autour de la rapidité du faisceau. Cela est d'autant plus vrai que le fragment est plus lourd.</i>	40
2.16	<i>Sections efficaces de production d'un fragment de charge Z dans la collision $^{108}\text{Pb} + ^{12}\text{C}$ à $158 \text{ GeV}/c$ auprès du SPS au CERN (points) [51] comparées aux résultats théoriques [52].</i>	40
2.17	<i>Vue d'ensemble du prototype installé sur la ligne H8 du SPS.</i>	41
2.18	<i>Anneaux Cherenkov détectés sur la matrice de photomultiplicateurs du détecteur, pour différents noyaux incidents [45].</i>	42
2.19	<i>Réponse en charge du prototype pour un aérogel de Novosibirsk d'indice 1.03. Il s'agit d'un résultat préliminaire obtenu en ligne durant le test.</i>	43

2.20	<i>Résolution de la réponse en charge en fonction de la charge toujours pour un aérogel de Novosibirsk d'indice 1.03 (Analyse du groupe CIEMAT de Madrid [53]).</i>	43
2.21	<i>Evolution de la reconstruction en vitesse $\Delta\beta/\beta$ en fonction de la charge Z [45].</i>	44
3.1	<i>Principe de fonctionnement simplifié d'un PM.</i>	46
3.2	<i>Schéma de multiplication des électrons. à l'intérieur d'un PM</i>	47
3.3	<i>Structure des dynodes de type "metal channel".</i>	49
3.4	<i>Schéma technique du cablage du pont diviseur de haute tension du PM R7600-M16</i>	50
3.5	<i>Architecture du circuit de préamplification[64]</i>	51
3.6	<i>Distribution temporelle simulée du temps d'échantillonnage.</i>	52
3.7	<i>Chronogrammes des signaux du circuit d'électronique frontale.</i>	53
3.8	<i>Schéma du banc de test développé pour la caractérisation des circuits ASIC du RICH d'AMS.</i>	54
3.9	<i>Principe de fonctionnement de la carte électronique de tests des cellules des photodétecteurs.</i>	55
3.10	<i>Distribution de la position des piédestaux (gauche) et leur largeurs respectives (droite) à l'intérieur des circuits en gain (x1).</i>	56
3.11	<i>Distribution de la position des piédestaux (gauche) et leur largeurs respectives (droite) à l'intérieur des circuits en gain (x5).</i>	56
3.12	<i>Résultats de la mesure de linearité d'une voie d'un circuit. à gauche : charge injectée en gain (x1). droite : charge injectée en gain (x5).</i>	57
3.13	<i>Histogramme d'écart à la linéarité parfaite du préamplification en pourcentage de la pleine échelle. Gauche : gain (x1) Droite : gain (x5)</i>	58
3.14	<i>Résultats de la mesure de linearité d'une voie d'un circuit. A gauche : charge injectée en gain (x1). Au centre : charge injectée en gain (x5). A droite : facteur $G5/G1$ des premier 40 points</i>	58
3.15	<i>Distribution des facteurs de conversion pour toutes les circuits.</i>	59
3.16	<i>Distribution temporelle du temps d'échantillonnage qui détermine la mesure de l'amplitude du circuit préamplificateur.</i>	60
3.17	<i>Histogramme des temps d'échantillonnage du RICH.</i>	60
3.18	<i>Distribution de la dynamique totale en canaux d'ADC de chaque voie des 680 circuits dédiés conformes pour le RICH en gain (x1.)</i>	61
3.19	<i>Guide de lumière. Gauche : Assemblage des éléments. Droite : Guide Assemblé</i>	62
3.20	<i>Procédure de remplissage. En haut à gauche et en bas à gauche : Injection du polymère autour du PM. Des élastiques et des vis de centrage sont placées au cours de cette opération pour le maintien du PM et de son électronique en position. En haut à droite : Collage de l'interface optique. En bas à droite : Potting polymerisé à l'intérieur de la coquille en plastique.</i>	63
3.21	<i>Montage utilisé durant le test.</i>	64
3.22	<i>Evolution du champ magnétique à l'interieur des blindages testés. Le blindage dit "tulipe" est un des blindages du vol</i>	64

TABLE DES FIGURES

3.23	<i>Module de photodétection utilisé pendant le test. Gauche : Cellule du modèle de vol entièrement assemblé. Droite : Orientations utilisées au centre du réseau de blindages</i>	65
3.24	<i>Comportement du gain relatif dans l'orientation 1 : Rapport du R en fonction de B_z. L'échelle a été fixée et elle est commune sur l'ensemble des 16 pixels</i>	66
3.25	<i>Comportement du gain relatif dans l'orientation 2. L'échelle a été fixée et elle est commune sur l'ensemble des 16 pixels.</i>	67
3.26	<i>Rapport des gains de deux pixels voisins montrant l'effet de la diaphonie sur un pixel en fonction du champ magnétique.</i>	67
3.27	<i>Hors les aimants, champ résiduel</i>	68
3.28	<i>Cycles termiques. à gauche : description d'un cycle de température en fonction du temps. A droite : L'ensemble des huit cycles.</i>	68
3.29	<i>Emplacements des capteurs de température utilisés pour monitorer les cycles.</i>	69
3.30	<i>Evolution du gain après la série des cycles de température. A gauche : stabilité du gain (x5) après la série de tests. A droite : Corrélation du gain des PM avant et après à la série de mesure.</i>	69
4.1	<i>Le banc de tests des PM.</i>	72
4.2	<i>Diagramme de la carte d'acquisition développé au laboratoire.</i>	72
4.3	<i>Principe de la Méthode utilisé pour la mesure. A gauche : sensibilité lumineuse de la cathode. A droite : sensibilité lumineuse de l'anode.</i>	74
4.4	<i>Premier classement des PM du RICH utilisant les données constructeur, réalisant un gradient de gains dans le plan de détection.</i>	75
4.5	<i>Comparaison entre les gains obtenues au laboratoire versus les gains calculés avec les données du constructeur. Unités en canaux ADC. la ligne noire pointillée représente la droite idéale.</i>	76
4.6	<i>Estimation de l'efficacité de collection (η)</i>	77
4.7	<i>Variation du gain des 16 pixels d'un PM avec la position dans le FLEX.</i>	78
4.8	<i>Variation du gain des 16 pixels d'un PM avec la position dans le FLEX. Répétition de la série de mesure.</i>	78
4.9	<i>Variation du gain des 16 pixels d'un PM avec la position dans le FLEX. mesure avec plus de lumière envoyé</i>	79
4.10	<i>Variation du gain des 16 pixels d'un PM avec la position dans le FLEX avec deux électroniques semblables. On observe une dispersion d'environ 10%</i>	80
4.11	<i>Variation du gain des 16 pixels d'un PM avec la position dans le FLEX avec deux électroniques différentes.</i>	81
4.12	<i>A gauche : dispersion de gains avec les trois ponts diviseurs testés. cercles vides : RICH. carrés : Grenoble. étoiles : Hamamatsu. A droite : Agrandissement de la partie plus dense.</i>	82
4.13	<i>Gains des PM à 800V. A gauche : Premier classement des PMs du RICH en prenant en compte les données du constructeur tout en réalisant un gradient par rapport aux gains. A droite : Gains obtenus au Laboratoire.</i>	83

4.14 *variation du gain avec la Haute Tension pour un pixel. les lignes verticales pointillées représentent les critères HV_{min} et HV_{max} . La méthode utilisée pour calculer le gain est celle de la section 4.1.3. Les points représentent les valeurs des gains mesurés au laboratoire. La courbe représente l'ajustement des données suivant la relation $G=\alpha V^\beta$ * 84

4.15 *variation du gain avec la Haute Tension pour les 16 pixels d'un PM. les lignes pointillées representent les limites de la dynamique res HV_{min} et HV_{max}* 85

4.16 *Distribution de la DHTI sur l'ensemble des PM. Chaque ligne représente le domaine $[HV_{min} , HV_{max}]$ individuel d'un PM.* 86

4.17 *Alimentation des PM dans le RICH d'AMS. Gauche : Emplacement géographique des 4 blocs d'alimentation. Droite : Topologie des lignes d'alimentation d'un bloc HT. Les 40 lignes alimentent un total de 170 PM. Ces lignes fourniront l'alimentation aux cellules de photodétection.* 86

4.18 *Distribution géographique des temps d'échantillonnage des électroniques de premier niveau dans le RICH d'AMS.* 87

4.19 *DHTI des PM pour des temps d'échantillonnage donné (indiqués sur les graphiques), ordonnés verticalement selon la moyenne.* 88

4.20 *DHTI des PM pour un temps d'échantillonnage donné (1751 ns), ordonnés selon la moyenne de la région. Nous pouvons observer au milieu du graphique le cas d'un PM à dynamique HT très faible.* 89

4.21 *DHTI des PM du RICH d'AMS. Gauche : distribution géographique. Droite : Histogramme des tensions sélectionnés.* 89

4.22 *Gain des PM après le reclassement dans le RICH d'AMS. Gauche : La distribution géographique des gains (les carrés correspondent aux pixels dont la valeur est minimum). Droite : Distributions correspondante des valeurs minimales du gain.* 90

4.23 *Distribution des gains du RICH d'AMS Histogramme pointillé : Gains des pixels dont la valeur est la plus basse. Histo continue : tous les pixels du RICH.* 90

4.24 *Dynamique des PM après le reclassement dans le RICH d'AMS. A gauche : L'emplacement géographique dans le RICH (les carrés correspondent aux pixels dont la valeur est minimum). A droite : Distribution correspondante des valeurs minimales de la dynamique.* 91

4.25 *Distribution de la dynamique du RICH d'AMS. Histogramme pointillé : Pixels dont la valeur est la plus basse. Histogramme continue : tous les pixels du RICH.* 91

4.26 *Cycles thermiques. à gauche : description d'un cycle de temperature en fonction du temps. A droite : L'ensemble des huit cycles.* 92

4.27 *Disposition des cellules dans le four et emplacements des capteurs de température utilisés pour monitorer les cycles.* 92

4.28 *Distributions du gain (x5) A gauche en haut : dispersion du gain par rapport a la série de mesure. A gauche en bas : histogramme de ces variations. A Droite : Comparaison entre les gains obtenues au laboratoire avant les séries de tests versus les gains obtenues après les cycles thermiques.* 93

TABLE DES FIGURES

4.29	<i>Variations du piédestal (gauche) et de sa largeur (droite) dans les modules du vol du RICH. Haut : dispersion par rapport a la série de mesure. Bas : histogramme avec les variations.</i>	93
4.30	<i>Evolution de l'erreur commise dans la détermination des gains par rapport aux gains de référence.</i>	94
5.1	<i>Variation de la densité et de l'indice de réfraction des aérogels obtenus en fonction des proportions du mélange initial d'orthosilicate de méthyle et de méthanol [87]</i>	97
5.2	<i>Chromatisme de l'aérogel (forme colloïdale de quartz fondu) [86].</i>	98
5.3	<i>Diagramme des angles d'incidence et de déviation produits par le passage d'un faisceau monochromatique. Nous présentons également les notations utilisés pour déterminer l'indice de réfraction. [53].</i>	101
5.4	<i>Diagramme du banc de test utilisés pour déterminer l'indice de réfraction.</i>	102
5.5	<i>Diagramme de la différence de parcours pour un faisceau à l'intérieur d'une tuile. Les notations utilisées sont également présentées.</i>	104
5.6	<i>Banc de test utilisé pour la détermination de l'indice de réfraction.</i>	106
5.7	<i>Vues du banc de test. A gauche la caméra avec l'écran. Au centre : le laser avec le plateau tournante et une échantillon d'AGL. A droite : longueur du banc de test $\approx 5m$.</i>	106
5.8	<i>Fichiers type pour la détermination de la position du faisceau réfracté à angle d'incidence donné. (a) : Image de réfraction enregistrée par la caméra (information en une seule couleur). (b) : Image de réfraction du faisceau en 3D. (c) : Résultat du fit 2D appliqué à l'image b. (d) : Vue en 3D du fit 2D. (e) : Fit 1D en la position x. (f) : Fit 1D de la position y de l'image.</i>	108
5.9	<i>Variation de l'angle de déviation δ en fonction de l'angle d'incidence α. La précision affichée est tirée du fit.</i>	109
5.10	<i>Patrons de réfraction enregistrés pendant le test.</i>	110
5.11	<i>Dispersion des AGL du prototype utilisé en tests de rayonnement cosmique du prototype de deuxième génération. A droite : indice 1.03. A gauche : indice 1.05.</i>	111
5.12	<i>Dispersion de l'indice à l'interieur d'une même tuile sur l'ensemble d'échantillons utilisés pendant les test en rayonnement cosmique du prototype. Les tuiles ont été fabriqués par l'entreprise japonaise Matsushita.</i>	111
5.13	<i>Vélocité moyenne pour des blocs d'AGL non-ordonnés (histogramme continu) et ordonnés en gradient d'indice (histogramme pointillée clairs) [45].</i>	112
5.14	<i>Diagramme des différents formes pour les échantillons des AGL de l'imageur Čerenkov d'AMS conçues par l'entreprise Carlo Gavazzi [95].</i>	113
5.15	<i>Conteneur des AGL et du NAF [95].</i>	114
5.16	<i>Capteur thermique DS18B20 en différents styles.</i>	118
5.17	<i>Configuration du capteur thermique DS18B20 en mode parasite.</i>	118

Liste des tableaux

1.1	Résumé de la gamme de détection des différentes particules par AMS-02. Les quantités de mouvement sont données en GeV/c ou en GeV/c par nucléon pour les ions avec $A > 1$ [39].	17
1.2	Exigences termiques pour les détecteurs qui conforment AMS-02. La température est donnée en degrés Celsius [39]	22
3.1	Caractéristiques générales du <i>PM</i> Hamamatsu R7600-M16	50
3.2	Caractéristiques générales du circuit.	53
3.3	Critères de sélection des 680 circuits du RICH.	54
4.1	Les différents ponts diviseurs testés. Les chiffres indiquent les valeurs des résistances utilisées dans chaque pont diviseur	79

LISTE DES TABLEAUX

Résumé

L'expérience spatiale AMS sera mise en orbite à partir de 2008 pour une durée de 3 ans afin d'étudier le rayonnement cosmique, l'antimatière et la matière noire. Cette thèse présente d'abord le travail mené pour les développements de l'imageur Cherenkov (RICH) d'AMS qui conduira à une mesure précise de la vitesse et de la charge des particules. Nous exposons les caractéristiques générales de l'imageur, ainsi que la mise en oeuvre et l'analyse des données provenant de tests sur faisceau d'ions réalisés au CERN. Nous présentons également les tests de l'électronique frontale, l'analyse et le tri des composants les mieux adaptés à l'expérience. Une méthode d'étalonnage et de reclassement des cellules de l'imageur a été proposée et acceptée par la collaboration. Finalement, nous avons développé un banc de test afin de déterminer l'indice de refraction des aérogels (utilisés comme matériau radiateur).

Mots clés : Instrumentation, Photomultiplicateurs, étalonnage des PM, Aérogels, détermination de l'indice de refraction des aérogels

Abstract

The AMS Experiment will be implemented on the International Space Station in 2007 for 3 years. It will study cosmic rays and should open a new window to look for dark matter and antimatter in the universe. This work is, first, devoted to the experimental study of the Cherenkov (RICH) detector of AMS which will determine with a good accuracy the velocity and electric charge of the incoming particles. The Front-End electronics test, the prototype operating beam test at CERN are also described. PMT cells construction and PMT cells sorting procedure and detector plane arrangement it was proposed and accepted by the international collaboration. Finally we describe a test bench development in order to obtain the refraction index value from silica aerogels.

Keywords : Instrumentation, Photomultipliers, PMT Calibration, Aerogels, Refraction Index Measurements.