Université Joseph Fourier - Grenoble I
ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE

THESE

présentée pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences de l'Université Joseph Fourier

Spécialité : Cosmologie, Astrophysique des Particules

par

Gaëlle BOUDOUL

Trous noirs primordiaux, rayonnement cosmique et développements instrumentaux pour l'imageur Tcherenkov de l'expérience spatiale AMS

Soutenue le 30 Septembre 2003 devant le Jury composé de :

A.	Barrau	Directeur de thèse
M.	Buénerd	Directeur de thèse
J.	Collot	Président
A.	Falvard	Examinateur
G.	Henri	Examinateur
P.	Salati	Rapporteur
C.	Tao	Rapporteur

Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, CNRS/IN2P3 - UJF

Merci...

La rédaction du manuscrit venant clore cette belle aventure que constitue une thèse, je tiens donc à utiliser le fait que cette page soit traditionnellement la plus lue pour exprimer mes sincères remerciements à tous ceux qui ont joué un rôle dans la concrétisation de ce travail.

En premier lieu, je remercie Joël Chauvin pour son accueil au sein de l'ex-ISN ainsi que Johann Collot, directeur du LPSC, pour avoir accepté la présidence de mon jury.
Je remercie chaleureusement les membres de ce jury, et tout particulièrement Charling Tao, Pierre Salati et Gilles Henri pour la relecture attentive de ce manuscrit.

Je tiens à remercier vivement Michel Buénerd pour son ardeur communicative au travail et ses précieux conseils tout au long de ces cinq dernières années. Travailler dans son équipe a été vraiment très enrichissant (et je sais désormais reconnaître les *serins cinis* !).
Je remercie également Laurent Derome pour sa sympathie à mon égard, ses grandes qualités scientifiques et sa patience inébranlable (et pourtant, je l'ai mise à rude épreuve !) face à mes questions.

Le dynamisme de l'équipe AMS étant particulièrement motivant, je salue bien amicalement l'ensemble de ses membres. J'adresse spécialement tous mes vœux aux "bientôt futurs docteurs" (Bruny Baret, Marciano Vargas-Trevino et Rémy Duperray). Je remercie également Fernando Barao pour nos nombreux échanges, Kostia Protassov, le roi des sections efficaces, Laurent Gallin-Martel pour avoir répondu à mes si nombreux appels au secours devant le banc de tests, Jean-Pierre Scordilis pour avoir réalisé la plus belle boîte noire du monde (!) mais également pour sa grande disponibilité. Je salue également Ludovic Eraud, pour m'avoir si souvent aidée au cours des différentes campagnes de mesures, ses yaourts, ses diverses confitures et sa *bestiole*.

Je remercie l'équipe du LAPTH (Pierre Salati, Fiorenza Donato, David Maurin et Richard Taillet) pour les nombreuses et toujours fructueuses discussions. Travailler avec eux a été un réel plaisir !
Merci également à Stanislav Alexeyev, pour son terme de Gauss-Bonnet et pour nous avoir initiés à la conduite moscovite en Lada Niva par $-28°C$.

Je salue mon ami Nicolas Ponthieu, roi du CMB et premier docteur du LPSC. Nous avons partagé les mêmes joies et les mêmes angoisses inhérentes à la vie de thésard, mais également d'excellents moments de détente au cours des longues nuits de rédaction.
Je remercie Frédéric Mayet (toujours prêt à défendre les thésards opprimés !) pour sa gentillesse à mon égard.

Merci également aux personnes du LPSC à qui j'ai souvent rendu la vie difficile par mes nombreuses requêtes, en particulier Chantal Mazzolla, Christine Cholat, Anne L'Azou, Christine Gondrand, Michèle Blanc et Claudine Tur.

Je remercie l'ensemble des étudiants (*"mes petits"*) qui ont du subir mes explications. Je ne sais pas si j'ai réussi à leur apprendre quelque chose mais ces diverses expériences d'enseignement ont été pour moi particulièrement instructives.

Je remercie mes parents et ma sœur Karine pour leur soutien tout au long de cette aventure. Et puis finalement, si jamais mon père ne m'avait pas appris à observer Vénus dès l'âge de quatre ans, peut-être n'aurais-je pas fait cette thèse, qui sait ?....

Je serre amicalement la pince de *Boo* dont le rire s'est parfois propagé sur l'ensemble du $3^{\text{ème}}$ étage et je souhaite beaucoup de rotations lumineuses au *gyrophare*.

Enfin, je tiens à clore ces remerciements avec celui pour lequel cette page est bien loin de suffire à exprimer toute ma reconnaissance. Aurélien, je te remercie pour m'avoir recueillie il y a déjà cinq ans et pour m'avoir immédiatement accordé ta confiance. Je te suis reconnaissante de m'avoir transmis ton virus de la recherche, ta passion de l'enseignement. Bien plus qu'un directeur de thèse, tu as toujours su me soutenir dans les moments les peu plus difficiles. Physicien et pédagogue exemplaire, j'ai beaucoup appris à ton contact, tout en prenant un très grand plaisir à être ta thésarde. Je te témoigne donc ici ma profonde gratitude.

Table des matières

INTRODUCTION

La physique du rayonnement cosmique est - au moins - aussi ancienne que la physique des particules : elle lui a, dans une large mesure, donné naissance. Pourtant, si l'étude des constituants élémentaires a connu au vingtième siècle des avancées exceptionnelles retentissant bien au-delà de la discipline, la recherche sur les rayons cosmiques est lentement tombé dans une certaine désuétude. Depuis quelques années pourtant, l'enthousiasme autour des ces noyaux errant dans l'espace interstellaire ou intergalactique s'est trouvé nettement ravivé. Les interrogations qui demeurent quant à l'origine de ceux-ci, la mise en évidence d'une composante d'énergie extrême et, plus globalement, l'émergence du concept d'*astroparticule* motivent aujourd'hui un grand nombre d'études expérimentales et théoriques dédiées à percer les mystères du rayonnement cosmique.

La première partie de cette thèse est ainsi consacrée à l'expérience *Alpha Magnetic Spectrometer*, AMS, qui sera mise en place sur la Station Spatiale Internationale pour une durée de 3 ans à partir de 2006. En s'affranchissant, dans une large mesure, des effets atmosphériques et en utilisant un instrument extrêmement complet et redondant, présentant une acceptance et une plage de sensibilité en impulsion plusieurs ordres de grandeur au-delà des expériences précédentes, AMS devrait ouvrir une nouvelle ère dans l'histoire du rayonnement cosmique. Ceci, non seulement en autorisant de nouvelles déterminations d'un grand nombre de paramètres astrophysiques liés aux processus de diffusion, mais aussi en proposant des voies originales de recherche de nouvelle physique : matière noire et antimatière primordiale.

Le travail instrumental effectué au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble sur l'expérience AMS est ici présenté. Il est centré sur le détecteur Čerenkov à imagerie annulaire (RICH) qui permet de mesurer la vitesse et la charge des particules le traversant. Les investigations menées pour choisir le photodétecteur le mieux adapté aux exigences physiques et techniques du compteur sont exposées et la caractérisation complète du candidat retenu est détaillée. Le développement des circuits électroniques analogiques, dont nous avons acquis la responsabilité, est présenté en détail ainsi que l'ensemble des tests mis en œuvre et des critères de sélection choisis. Enfin, les deux générations de prototypes conçues et construites au laboratoire sont décrites et les différentes mesures entreprises pour les tester, à l'aide de rayons cosmiques ou lors de prises de données au CERN, sont présentées.

La seconde partie de cette thèse est consacrée à l'étude théorique de l'une des sources "exotiques" possible de rayons cosmiques : les trous noirs primordiaux. Ces objets fascinants sont, s'ils existent, probablement les seules entités astrophysiques aujourd'hui présentes dans notre Univers pour lesquelles une théorie quantique de la gravitation est nécessaire à la description de leur comportement. Différentes voies pour les rechercher sont d'abord proposées grâce aux particules qu'il devraient émettre conséquemment au processus d'évaporation de Hawking. Une limite supérieure est obtenue à l'aide des gammas d'une centaine de MeV et des antiprotons mesurés - entre autres - par AMS. De nouvelles possibilités d'investigations sont étudiées, en particulier grâce aux antideutérons qu'AMS pourrait détecter lors de ses trois années en orbite. Ces limites supérieures, très contraignantes, sont alors utilisées comme sonde cosmologique et l'on montre que l'absence de signal détecté venant de trous noirs primordiaux conduit à des contraintes importantes sur l'Univers primordial, en particulier en permettant de sonder les très petites échelles spatiales qui demeurent totalement inaccessibles au fond diffus micro-onde. Un modèle spéculatif, fondé sur les approches de gravité de corde, visant à permettre une description plus réaliste

de l'évaporation au voisinage de la masse de Planck, est présenté et des conséquences étonnantes sont mentionnées : arrêt de l'évaporation et troncature substantielle du spectre d'émission. Enfin, l'hypothèse consistant à considérer ces trous noirs comme des candidats à la matière noire froide est étudiée dans le cadre des modèles d'inflation avec brisure d'invariance d'échelle.

Première partie

L'imageur Čerenkov annulaire d'AMS

Chapitre 1

L'expérience spatiale Alpha Magnetic Spectrometer (AMS)

Le projet AMS est une expérience spatiale de détection de rayons cosmiques. Un vol précurseur technique utilisant un prototype de la version finale, AMS-01, a été entrepris à bord de la navette Discovery (vol STS-91, juin 1998). Le but de ce vol était de tester le principe de conception et d'acquérir une certaine expérience quant à la mise en œuvre d'un détecteur dans de réelles conditions spatiales. Lors des 10 jours de cette mission, d'importantes quantités de données concernant le flux de différentes particules cosmiques ont été collectées. Le détecteur et les résultats principaux de cette première période sont présentés dans la section 1.2.
Suite à cette étape préliminaire réussie, la seconde phase (AMS-02), présentée dans la section 1.3, sera installée sur la Station Spatiale Internationale au cours de l'année 2006 pour une période de 3 à 5 ans.
Ce chapitre présente de façon détaillée l'ensemble de cette expérience ainsi que les principaux objectifs physiques.

1.1 Perspectives physiques de l'expérience AMS

Les principaux enjeux scientifiques de l'expérience AMS sont :

- **La recherche d'antimatière ($\bar{H}e$ et $\bar{C}$) avec une sensibilité 10^3 fois meilleure que celle aujourd'hui atteinte.**

La cosmologie moderne est fondée sur la théorie du Big Bang. Celle-ci a été validée par l'observation de l'expansion de l'Univers, de l'isotropie du fond de rayonnement cosmique à 3 K et des différentes abondances relatives des éléments légers. La symétrie entre matière et antimatière est naturelle dans le cadre de ce modèle mais les observations (absence d'excès de rayons gamma à 10 MeV) excluent la présence de cette dernière sur des distances au moins égales à celles du super-amas local [1]. Il s'ensuit donc que, soit elle a été détruite immédiatement après le Big Bang par un processus qui reste à définir, soit elle ne s'est pas formée, soit elle a été séparée de la matière (par un autre phénomène inconnu) dans différentes régions de l'espace.

Les particules et les antiparticules sont reliées par trois symétries discrètes d'espace-temps, très importantes en théorie des champs : la conjugaison de charge (C), la parité (P), et le renversement du temps (T). Chacune de ces symétries peut être violée indépendamment. L'invariance des interactions fondamentales par application de ces trois symétries combinées doit néanmoins toujours demeurer (théorème CPT). Une asymétrie entre matière et antimatière dans notre Univers serait donc intimement liée à la violation de ces symétries discrètes.
En 1967, Sakharov [2] introduisit trois conditions nécessaires pour expliquer cette apparente dissymétrie dans l'Univers. Il s'agit de :

⋆ la violation de la symétrie CP

- ⋆ la violation du nombre baryonique
- ⋆ la baryogénèse dans un Univers hors équilibre thermodynamique.

Les observations de physique des particules, en particulier les expériences de désintégration du proton, n'ont pu, à ce jour, mettre en évidence la violation du nombre baryonique. Elle est néanmoins requise dans les modèles spéculatifs de grande unification.
Quant à la violation de la symétrie CP, elle a été observée directement dans les expériences de désintégrations dans le système des kaons, et est actuellement très à l'étude dans le système des mésons B. Il s'avère néanmoins que cette violation semble être trop faible et spécifique pour pouvoir rendre compte d'une asymétrie baryonique globale de notre Univers.
La figure (1.1) montre la sensibilité d'AMS après 3 ans sur la Station Spatiale Internationale pour la détection d'antihélium et d'anticarbone[1], comparée aux limites actuelles. On peut donc voir qu'AMS est 10^3 fois plus sensible que les expériences précédentes pour tester l'existence de superamas d'antigalaxies, sous l'hypothèse d'un Univers symétrique.

Outre l'hypothèse d'un Univers globalement symétrique et cloisonné en zones de matière et d'antimatière [3], l'existence de régions macroscopiques d'antiétoiles dans un Univers globalement asymétrique a également été étudiée [4] et constitue une alternative intéressante. De telles régions - sous-dominantes mais néanmoins existantes - d'antimatière sont prévues par l'essentiel des modèles de baryogénèse [5] et leur formation peut être décrite de façon phénoménologique par l'évolution d'un champ scalaire de symétrie U(1) associée au nombre baryonique. Ce modèle prévoit l'existence d'anti-amas dans notre galaxie dont la masse serait comprise en 10^3 $M_\odot$ et 10^5 $M_\odot$ (la limite inférieure est imposée par la stabilité et la limite supérieure est imposée par l'absence de rayons gamma détectés en excès dans les données actuelles). L'expérience AMS serait très adaptée à la détection de ces amas d'antimatière via les noyaux de $^4\bar{H}e$ et de $^3\bar{H}e$ [6]. On peut néanmoins noter deux faiblesses importantes dans cette approche : le temps de formation de telles structures doit être particulièrement faible pour éviter leur annihilation et leur mise en évidence est sans doute plus délicate car les amas globulaires sont essentiellement composés de vieilles étoiles et présentent donc un très faible taux d'explosion de supernovae.

- **Recherche de particules supersymétriques ou de trous noirs primordiaux, par des mesures à haute statistique des flux de $\bar{p}$, e^+ et des photons γ.**

Le modèle standard de la physique des particules a été testé avec succès auprès des grands accélérateurs. Il présente néanmoins des insuffisances qui laissent supposer qu'il ne s'agit en fait que d'une théorie effective à basse énergie. Parmi toutes les extensions possibles du modèle standard, les théories supersymétriques font l'objet de recherches très actives (elles fournissent un cadre général pour comprendre la différence fondamentale entre les bosons et les fermions et rendent compte de la hierarchie des masses [7]).
Par ailleurs, il se trouve qu'en astrophysique, le lancinant problème de la matière noire persiste. En effet, à l'échelle des galaxies, l'étude de la dynamique indique qu'il existe un halo de matière sombre autour de celles-ci. A plus grande échelle, les expériences d'étude de la formation de grandes structures ou du rayonnement du fond diffus cosmologique corroborent l'existence de matière sombre non-baryonique.
Le candidat privilégié pour répondre à ces deux interrogations est donc (sous réserve de R-parité conservée) naturellement la particule supersymétrique la plus légère. Dans le modèle supersymètrique minimal (MSSM), ce serait le neutralino (χ), pour laquelle une estimation "rudimentaire" de la densité relique conduit "naturellement" à une valeur proche de celle nécessaire pour rendre compte de la matière noire froide [8]. La physique des particules rejoint ici les problématiques de l'astrophysique.
Pour rechercher ces particules, dont la densité pourrait être élevée dans le halo de notre Galaxie, une voie prometteuse consiste à tenter de mettre en évidence les désintégrations suivantes :

$$\begin{aligned} \bar{\chi} + \chi &\rightarrow \bar{p} + X \\ \bar{\chi} + \chi &\rightarrow e^+ + X \end{aligned}$$

[1] Ces deux noyaux étant les plus abondants parmi les éléments suffisamment lourds pour que leur probabilité de création par spallation soit négligeable, leur détection signerait de façon non ambigüe la présence d'anti-étoiles.

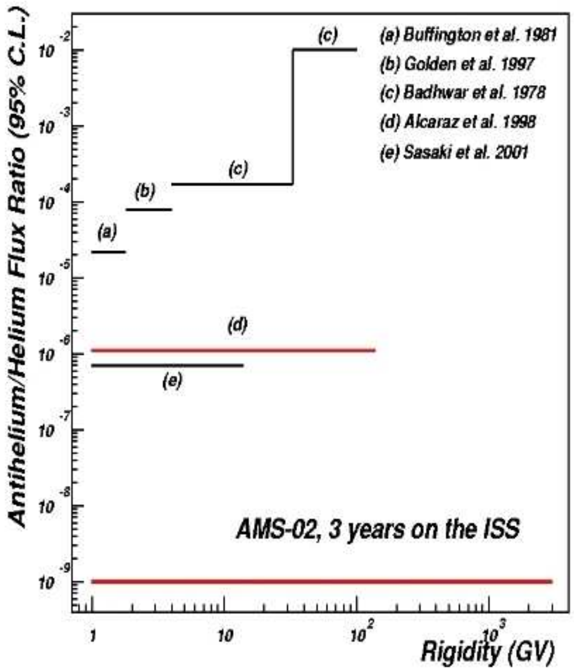


FIG. 1.1 – *Sensibilité d'AMS pour la recherche d'antimatière.*

$$\bar{\chi} + \chi \quad \rightarrow \quad 2\gamma$$

Les antiprotons sont une sonde intéressante qui a déja été utilisée lors de la première phase de l'expérience [8] et dont les particularités seront détaillées dans la seconde partie de cette thèse. La précision d'AMS sur la mesure du rapport $\frac{e^+}{e^-}$ pourraît, de plus, permettre de tester l'existence d'un neutralino lourd ($m_\chi \sim$ 100 GeV) [9]. Cette approche est néanmoins sujette à caution et deviendra véritablement prometteuse si le halo est granuleux comme suggéré par certaines simulations [10], [11]. Les photons gamma sont, eux aussi, une sonde intéressante pour la recherche de supersymétrie [12] qui a, en partie, motivé la mise en œuvre de certains détecteurs spécialisés. La capacité d'AMS à étudier, au sein d'un même détecteur, l'ensemble de ces canaux est une singularité importante de cette expérience.

Par ailleurs, la recherche de trous noirs primordiaux par l'étude des spectres de $\bar{p}$ et de $\bar{D}$ issus de leur évaporation fera l'objet de la deuxième moitié de cette thèse. Elle permet de nouvelles limites supérieures avec les données actuellement disponibles et ouvre des voies d'investigation pour l'avenir.

- **Etude astrophysique du rayonnement cosmique de particules chargées par les mesures avec une statistique inégalée de la plupart des espèces présentes, en particulier D, ^3He, B, C, ^9Be et ^{10}Be.**

Voila un siècle maintenant que le rayonnement cosmique a été découvert et qu'il fait l'objet d'études intenses. A l'origine de la physique expérimentale des particules, il a ensuite été observé en tant que sonde astrophysique. La détection des rayons cosmiques au-delà de 10^{19} eV [13] permet aujourd'hui d'atteindre des échelles d'énergie inaccessibles aux plus grands accélérateurs et réveille l'intérêt de la communauté des physiciens des particules.

Les mesures de précision, permises par AMS, des différents isotopes et des différentes abondances naturelles composant le rayonnement cosmique donneront des informations précieuses sur leur origine ainsi que sur leur propagation à l'intérieur de la Galaxie [14]. La recherche des élements instables, tel que ^{10}Be

ou ^{26}Al, est particulièrement intéressante car ils constituent des "chronomètres galactiques" qui nous donnent directement accès au temps de confinement des particules chargées dans la Voie Lactée [15]. Les contraintes astrophysiques que peuvent apporter les rayons cosmiques seront développées plus en détail dans le chapitre *"Rayons cosmiques galactiques : antiprotons de spallation"*.

– **Astronomie Gamma.**
En détectant les rayons gamma entre 300 MeV et 100 GeV [16], AMS contribuera à combler la fenêtre inexplorée qui sépare les mesures d'EGRET [17] des résultats au sol obtenus par imagerie Čerenkov [18]. Cela apportera des renseignements physiques importants pour l'étude des noyaux actifs de galaxies et des restes de supernovae ainsi que pour contraindre le fond infra-rouge cosmologique. L'impossibilité pour AMS de pointer son champ de vue rendra néanmoins délicat le suivi des sources variables. Le détecteur AMS devrait, en tout état de cause, être très utile pour l'inter-étalonnage des télescopes au sol et pour les suivis multi-longueur d'onde des sources (conjointement à AGILE [19]), en attendant l'expérience GLAST [20].

1.2 Description de la première phase : AMS-01

Cette section décrit la première phase de l'expérience AMS, ainsi que les principaux résultats obtenus par l'analyse des données.

1.2.1 La mission STS-91

A bord de la navette Discovery (vol STS-91), la première version de l'instrument a volé durant 9 jours et 20 heures à une altitude variant de 320 à 390 kilomètres. L'orbite de la navette était inclinée de 51.7 degrés par rapport au plan équatorial. La mission s'est déroulée en trois étapes correspondant à différentes phases de vol pour la navette.

- la première période de 41 heures environ de pré-arrimage à la station spatiale russe MIR où l'angle zénital[2] était de 45 degrés.
- la deuxième période d'arrimage à MIR de 4 jours environ. L'altitude a sensiblement varié tout au long de cette étape qui a donc été très peu adaptée aux mesures du rayonnement cosmique.
- une période post-arrimage de 4 jours où l'angle zénital a été maintenu stable à différentes valeurs (0 degré, 20 degrés, 45 degrés puis 180 degrés correspondant à la position où AMS fait face à la Terre pour les mesures de flux d'Albedo). C'est la phase principale de mesures pour AMS-01.

1.2.2 Présentation du détecteur

Une description complète du détecteur, dont une vue complète est présentée sur la figure (1.2), a été publiée dans les articles [21] et [22].
Les différents sous-détecteurs sont détaillés dans les paragraphes suivants.

L'aimant permanent

L'aimant permanent d'AMS-01 est constitué d'un anneau cylindrique, composé de 64 éléments magnétiques (modules Nd-Fe-B). La hauteur de ce cylindre est de 800 mm, les rayons intérieur et extérieur sont respectivement de 557 mm et 600 mm, pour un poids total de 1.92 tonne. Les éléments magnétiques sont arrangés de façon que le champ résultant soit approximativement dipolaire et orienté perpendiculaire à l'axe du cylindre (parallèle à l'axe X de la figure (1.2)). Le champ au centre de l'aimant atteint 0.14 Tesla, son pouvoir d'analyse est $Bl^2 = 0.14$ Tm^2.

[2] qui correspond à l'angle d'inclinaison entre l'axe de symétrie d'AMS et le zénith.

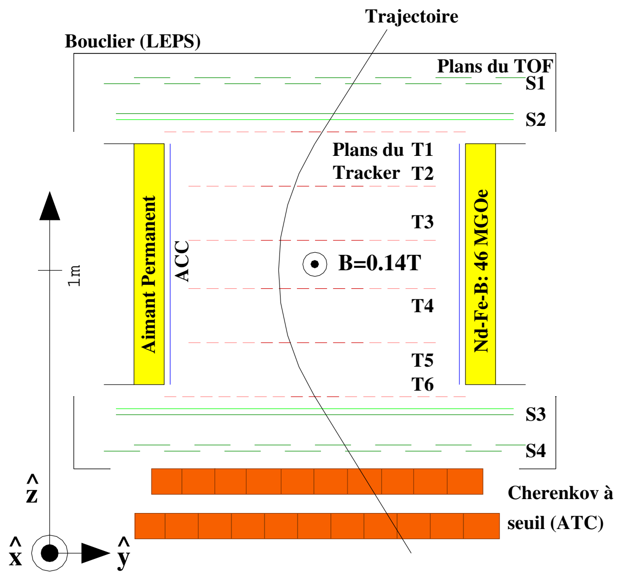


FIG. 1.2 – *Schéma du spectromètre AMS-01.*

La déflexion de la particule dans le champ magnétique donne accès au signe de la charge ainsi qu'à la valeur de l'impulsion. Pour cela, la trajectoire de la particule est reconstruite grâce au détecteur de traces décrit dans le paragraphe suivant. L'acceptance géométrique totale de l'aimant est de 0.82 m^2sr.

Le détecteur de trace

Le détecteur de trace d'AMS-01 est composé de 6 plans partiellement équipés de micro-bandes de silicium double-face permettant de mesurer la position du passage d'une particule. Deux plans sont situés à l'extérieur de l'aimant, les quatre autres à l'intérieur. La reconstruction de la trajectoire qui en résulte permet d'avoir accès à la fois au signe de la charge Z et à la rigidité R définie par $R = \frac{P}{Z}$ où P est l'impulsion de la particule. La résolution spatiale atteint $\sim$ 10 μm dans la direction de courbure et $\sim$ 30 μm dans les autres directions.
La valeur du dépôt d'énergie par unité de longueur $\frac{dE}{dx}$ dans les 6 plans permet d'accéder à la valeur absolue de la charge $|Z|$, l'électronique développée à cet usage permet d'identifier des charges jusqu'à Z=14.

Le compteur Temps de Vol

Le compteur Temps de Vol (TOF) d'AMS-01 comporte quatre plans de scintillateurs plastiques et remplit les rôles suivants :
- fournir un signal de déclenchement rapide à l'électronique de lecture d'AMS
- mesurer le temps de vol pour avoir accès à la vélocité β
- mesurer la valeur absolue de la charge.

Le détecteur TOF est constitué de 2 paires de plans de scintillateur : les plans S1 et S2 sont en amont du trajectomètre, tandis que les plans S3 et S4 sont en aval (figure 1.2). La surface sensible est de 6.4 m^2. Chaque plan est constitué de 14 plaques de 11 cm de largeur et de 1 cm d'épaisseur orientées perpendiculairement d'un plan à l'autre, pour permettre une localisation grossière en X et en Y. La résolution de chaque plaque est $\delta t \approx 150$ ps pour les protons, ce qui fournit une mesure de vélocité d'une précision relative $\frac{\delta\beta}{\beta} \approx 3.3\%$. Les signaux des scintillateurs sont collectés à l'aide d'un guide de lumière sur lequel est placé un photomultiplicateur.

Le système d'anticoïncidence

Le spectromètre AMS est également équipé d'un système d'anticoïncidence (VETO). Il est composé de 16 plans de scintillateurs plastiques (1 cm d'épaisseur) lus par des photomultiplicateurs et recouvre l'intérieur du cylindre de l'aimant. Un signal issu d'un des plans caractérise le passage (entrant ou sortant) d'une particule non pas à travers le trajectomètre, mais au travers de l'aimant. Cette dernière pouvant perturber la mesure, elle est donc rejetée par le VETO. Par ailleurs, les signaux de ce détecteur sont également utilisés dans la logique de déclenchement de niveau 1 d'AMS.

Le détecteur Čerenkov à seuil (ATC)

Le phénomène d'émission Čerenkov sera décrit en détail dans la section 1.4 traitant du détecteur RICH d'AMS. Une émission de lumière se produit lorsqu'une particule chargée traverse un milieu diélectrique avec une vélocité supérieure à celle de la lumière dans ce milieu. La production de photons se fait selon un cône dont l'angle au sommet θ_c dépend de la vitesse β de la particule et de l'indice de réfraction n du milieu radiateur. La relation entre ces grandeurs est donnée par :

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n}\cdot \tag{1.1}$$

Ainsi, seules les particules ayant une vélocité supérieure au seuil ($\beta > \beta_{seuil} = \frac{1}{n}$) pourront émettre des photons dont le nombre N_γ est donné par :

$$N_\gamma \propto L \times Z^2 \times \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right), \tag{1.2}$$

où L est la longueur parcourue dans le diélectrique et Z la charge de la particule.
Le milieu radiateur est composé de cellules d'aérogel (11 cm $\times$ 11 cm $\times$ 8.8 cm) d'indice de réfration n = 1.035. L'émission produite dans chacune des cellules est détectée par un photomultiplicateur. Le détecteur Čerenkov à seuil (ATC) d'AMS est utilisé pour la discrimination $\bar{p}/e^+$, en complément du TOF jusqu'à des impulsions de $1.5 - 2$ GeV/c, et permet également d'étendre la plage d'identification de $\bar{p}$ jusqu'à 3.5 GeV/c

1.2.3 Principaux résultats d'AMS-01

Origine du flux de protons mesuré

Les protons sont les particules les plus abondantes dans le rayonnement cosmique. Leur flux a été mesuré par AMS-01 dans une gamme d'énergie s'étendant de 0.1 à 200 GeV. Les résultats à différentes latitudes géomagnétiques sont reportés sur la figure (1.3). Ces mesures d'AMS ont fait apparaître l'existence d'un flux important de protons sous la coupure géomagnétique. Cette composante a une intensité du même ordre de grandeur que le flux de protons cosmiques primaires au delà de la coupure géomagnétique. Le maximum observé se situe à faible impulsion et il s'étend du seuil de détection du spectromètre (≈ 0.4 GeV/c) jusqu'à la coupure géomagnétique (≈ 10 GeV/c dans la région équatoriale) où la queue de distribution fusionne avec le spectre de rayons cosmiques primaires.
Cet effet de coupure sur les rayons cosmiques primaires est dû au champ magnétique terrestre qui, en première approximation, peut être décrit comme un champ dipolaire de moment $M = 7.8 \times 10^{22}$ A.m^{-2} d'axe décalé de 11^o par rapport à l'axe de rotation de la Terre. Il joue un rôle majeur dans la détection des rayons cosmiques, puisqu'il distord nettement les spectres primaires et, en dessous d'un certain seuil en rigidité, peut défléchir les particules loin de la Terre : c'est la coupure géomagnétique. La valeur de

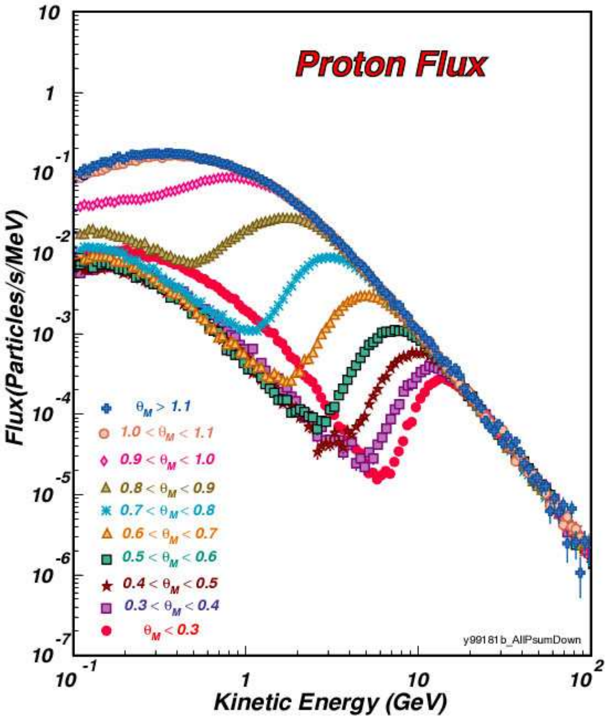


FIG. 1.3 – *Flux cosmique de protons [23] en fonction de l'énergie cinétique mesuré par AMS-01 pour différentes latitudes géomagnétiques.*

cette coupure (soit la rigidité en dessous de laquelle les particules rebroussent chemin) est donnée par la formule de Störmer [24] :

$$R_{cut} = \frac{M}{2(R_{\oplus} + h)^2} \times \left(\frac{1 - \sqrt{1 - \zeta \cos \Phi \cos^3 \theta_{mag}}}{\cos \Phi \cos \theta_{mag}} \right)^2, \tag{1.3}$$

où ζ est le signe de la charge de la particule incidente, $R_{\oplus}$ le rayon de la Terre, h l'altitude de détection, θ_{mag} la latitude magnétique, et Φ l'angle Est-Ouest défini comme étant l'angle entre un méridien et la trajectoire de la particule incidente. On peut démontrer, dans le cadre de cette approche, que la composante sous la coupure géomagnétique ne peut pas être une fraction des rayons cosmiques primaires et doit donc résulter d'une production secondaire près de la Terre ([24], [25]). Ce résultat important est à l'origine des travaux d'interprétation menés au LPSC et rend nécessaire une étude complète de l'interaction des particules dans l'atmosphère et non plus seulement de leur propagation dans le champ magnétique.
Les deux sources principales de production de protons sont les collisions $p+\mathcal{A}$ et $^4He+\mathcal{A}$, où $\mathcal{A}$ représente les noyaux atmosphériques. Par ailleurs, deux situations sont rencontrées suivant la latitude à laquelle on se place : dans la région équatoriale, les spectres primaires et secondaires se recouvrent peu, les protons incidents sont au delà de ~ 10 GeV et les protons secondaires sont en dessous de la coupure, c'est à dire à des énergies inférieures à ~ 8 GeV, alors que dans la région polaire, là où la coupure géomagnétique est inexistante, les protons primaires et secondaires se confondent jusqu'au seuil de détection.
Ces différents cas de figure impliquent potentiellement une variété de mécanismes : réactions nucléaires pour la gamme à faible énergie et hadroniques subnucléoniques aux énergies plus élevées.
La composante mesurée par AMS a été pour la première fois reproduite à l'aide d'une simulation développée par l'équipe AMS du LPSC [26]. Le principe de la simulation est le suivant : les particules cosmiques sont générées avec leurs abondances et leurs distributions d'impulsions naturelles corrigées

de la modulation solaire, à une distance de 5 rayons terrestres. Les particules sont propagées dans le champ magnétique de la Terre en intégrant l'équation de diffusion par méthode de Runge-Kutta à pas adaptatifs. Elles peuvent interagir avec les particules de l'atmosphère (principalement ^{14}N et ^{16}O) et produire des protons secondaires suivant des interactions et des sections efficaces étudiées en détail. Ces dernières ont été entièrement reparamétrisées au moyen des données existantes. Les propriétés à différentes échelles d'énergie ont été soigneusement vérifiées au moyen du générateur d'évènements FRITIOF/PYTHIA (Modèle de Lünd). Ce générateur étant en limite de validité à basse énergie, en particulier dans le cas de l'émission arrière d'un proton, une nouvelle paramétrisation a été ajoutée.
Chaque proton secondaire est ensuite propagé et peut subir une collision dans l'étape suivante.
Une réaction en cascade peut ainsi se développer et les produits de réaction sont comptés à chaque fois qu'ils traversent une sphère virtuelle à l'altitude d'AMS.
Le résultat de cette étude est illustrée sur la figure (1.4) qui montre les distributions en énergie cinétique pour les flux de protons descendants (gauche) et montants (droite) mesurés pour différentes latitudes, comparés aux résultats de cette simulation. L'accord entre les données et la simulation est excellent (aucun paramètre libre n'a été ajouté pour la normalisation), en particulier la région sous la coupure géomagnétique est parfaitement reproduite. Cette étude a été par la suite étendue avec le même succès à

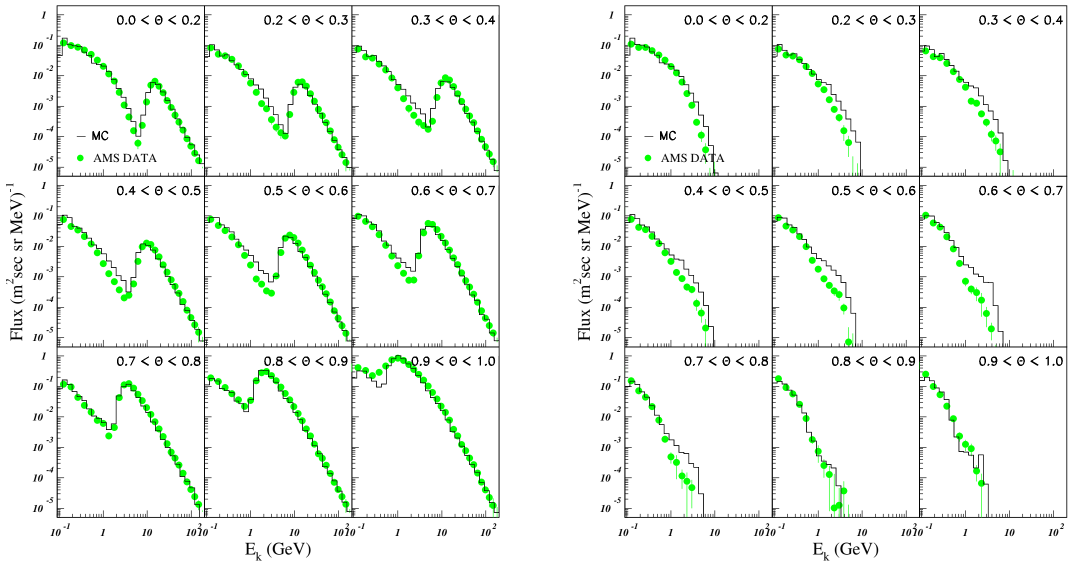


FIG. 1.4 – *Flux expérimentaux de protons en fonction de l'énergie cinétique pour différentes latitudes géomagnétiques (cercles) comparés à la simulation (histogrammes) pour les protons montants (droite) ou descendants (gauche).*

la production d'autres particules dans l'environnement terrestre, notamment avec la simulation des flux d'électrons, de positons, de muons, de neutrinos, et d'antiprotons secondaires ([27], [28]).

Recherche d'antihéliums

L'un des principaux objectifs de la seconde phase d'AMS, sur la Station Spatiale, étant la recherche d'antimatière, le vol précurseur devait fournir des informations précieuses sur le bruit de fond réel dans l'espace et assurer que l'instrument prévu pour AMS-02 serait adapté à cette quête. Il n'était pas non plus interdit d'attendre une détection de noyaux d'antimatière et, par conséquent, la recherche de noyaux d'antihélium a été réalisée à l'aide d'AMS-01.

Au cours de cette mission, il a été détecté 2.86×10^6 évènements identifiés comme étant de l'hélium, et aucun noyau d'antihélium n'a été decelé [29]. La figure (1.5) montre la distribution spectrale des particules

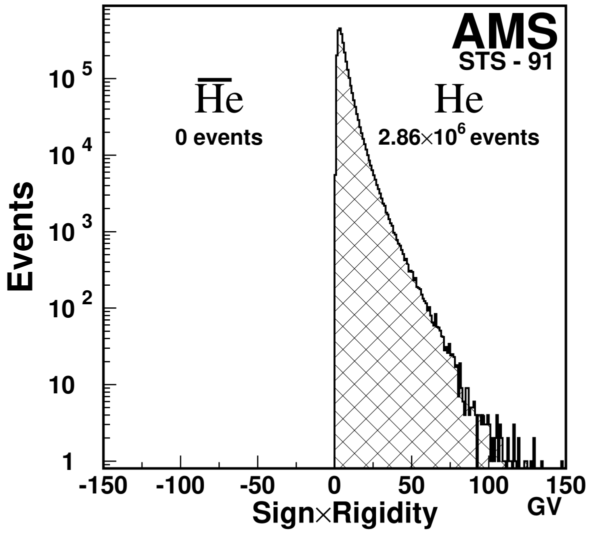


FIG. 1.5 – *Distribution de rigidité des particules de charge $Z = 2$ mesurée par AMS-01.*

de charge $Z = 2$ en fonction de leur rigidité. Les rigidités positives correspondent aux noyaux hélium, alors que les noyaux d'antihélium sont attendus avec la rigidité opposée. De faux évènements d'antihéliums, dus à des interactions avec le détecteur, ont pu être éliminés au moyen de coupures appropriées, en particulier par des analyses en χ^2 partiels. Finalement, cette expérience a pu apporter une nouvelle limite supérieure sur le rapport $\frac{\bar{He}}{He}$ dans les rayons cosmiques de 1.1×10^{-6} (Fig. 1.6). Cette mesure est importante car elle a amélioré les meilleures limites disponibles jusqu'alors (3.1×10^{-6} [30]), elle ne peut néanmoins pas être directement traduite en terme de limite inférieure sur la distance d'éventuels ilôts d'antimatière compte-tenu de la mauvaise connaissance actuelle de la structure et de l'intensité des champs magnétiques inter-galactiques [31].

Flux d'antiprotons

La mesure du spectre d'antiprotons à basse énergie (typiquement en dessous du GeV) est particulièrement intéressante du point de vue de la recherche de signaux de nouvelle physique. En effet, les signatures de l'annihilation du neutralino ou de l'évaporation de petits trous noirs (faisant l'objet de la deuxième partie de cette thèse) se situeraient majoritairement dans cette gamme d'énergie, essentiellement à cause de la fragmentation des quarks et gluons.
Parmi tous les évènements, les candidats antiprotons ont été sélectionnés en exigeant une charge de -1, une vélocité inférieure à celle de la lumière, et une impulsion inférieure à 3.5 GeV/c.
Les différents bruits de fond contaminant le véritable signal d'antiprotons sont :

- des protons ayant une impulsion affectée par une ou plusieurs diffusions dans le trajectomètre. Ce bruit de fond a été supprimé par une coupure sur la valeur du χ^2 obtenue par l'ajustement de la trajectoire et par l'accord entre la rigidité et la charge déterminée séparément par l'utilisation des trois premiers, des trois derniers, puis de l'ensemble des points du trajectomètre.

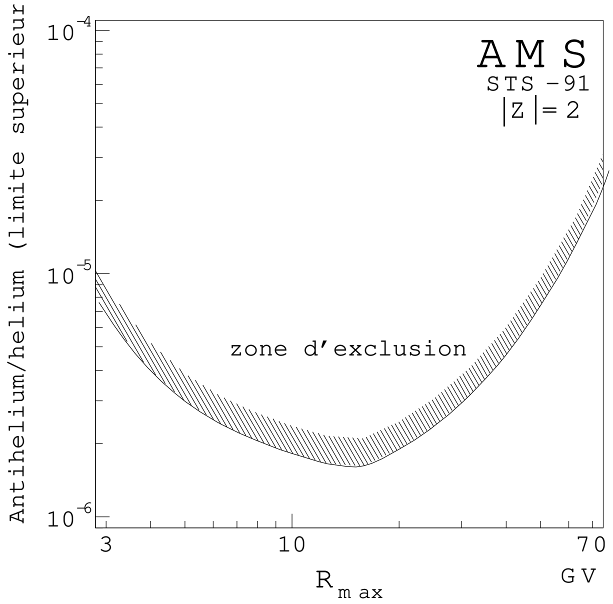


FIG. 1.6 – *Limite supérieure sur le rapport $\frac{\bar{He}}{He}$ obtenue par AMS-01.*

- les protons accompagnés par des pions secondaires produits dans le détecteur. Ils ont été éliminés par la suppression des évènements générant des signaux simultanés dans les scintillateurs ou dans le trajectomètre.
- des électrons avec une mauvaise détermination de leur vélocité. Pour éliminer ce bruit de fond, seuls les évènements dont la trajectoire traverse la surface active du compteur Čerenkov, et donc ayant une mesure indépendante de leur vélocité, ont été acceptés.

Il a donc été obtenu un flux d'antiprotons en fonction de l'énergie cinétique (figure 1.7) [32], lequel est en parfait accord avec les données dejà existantes [33].

Flux d'électrons et de positons

Les flux de leptons mesurés par AMS présentent deux caractéristiques importantes : d'abord il existe une large composante sous la coupure géomagnétique (*i.e.* secondaire), assez similaire à celle des protons, ensuite le rapport électrons / positons est élevé (voisin de 4) dans la région équatoriale et diminue pour devenir unitaire au voisinage des pôles. Ces flux ont été mesurés depuis le seuil du spectromètre, de l'ordre de 0.15 GeV, jusqu'à environ 30 GeV. Les composantes sous la coupure présentent une forme tout-à-fait similaire à celle des particules hadroniques et cela laisse penser à une origine dynamique similaire. Pour cette raison, la simulation précédemment mentionnée a été utilisée afin d'étudier ces particules. Les résultats sont présentés à la figure (1.8) et sont en excellent accord avec les données [28]. Ceci permet de conclure que les électrons et positons présents sous la coupure sont issus de la désintégration des pions chargés produits lors des collisions des rayons cosmiques primaires avec l'atmosphère. L'origine de l'asymétrie observée (en faveur des positons) est attribuée à la conjonction de l'asymétrie est-ouest intrinsèque à la coupure géomagnétique elle-même, de la section efficace de production très piquée vers l'avant et de l'absorption atmosphérique. Il a été montré dans ce cadre que la différence entre les sections efficaces de production de π^+ et de π^- au voisinage du seuil (les composantes d'isospin ne sont plus équiprobables à basse énergie) ne joue qu'un rôle négligeable.

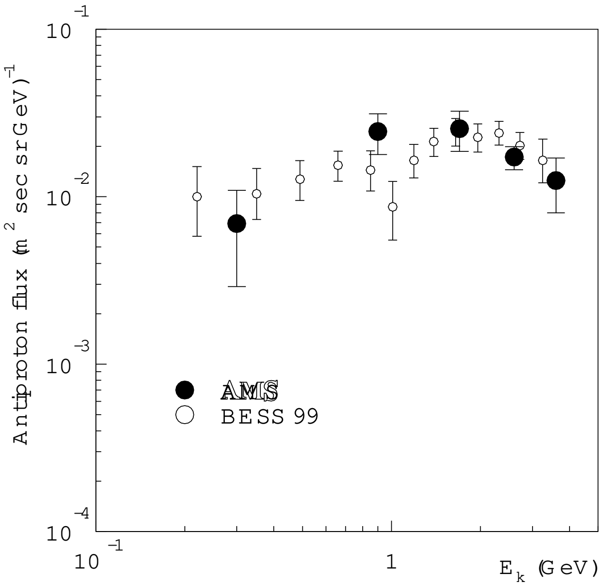


FIG. 1.7 – *Flux d'antiprotons obtenu par AMS-01 comparé à celui de l'expérience BESS-99.*

1.3 Description de la deuxième phase : AMS-02

La seconde phase d'AMS commencera sur la Station Spatiale Internationale en 2006 pour une durée de 3 à 5 ans avec le nouveau spectromètre AMS-02. L'instrumentation a été nettement améliorée par rapport à AMS-01, en particulier par l'ajout de nouveaux détecteurs et par le remplacement de l'aimant permanent par un aimant supraconducteur.
Cette section détaille les différents détecteurs ainsi que leurs potentialités.

1.3.1 Présentation du détecteur

La figure (1.9) montre le détecteur d'AMS-02 tel qu'il sera installé sur la Station Spatiale Internationale. Celui-ci a été modifié et conçu dans le but de présenter les propriétés suivantes :

- peu de matériau sur la trajectoire de la particule pour éviter que le détecteur ne soit lui-même une source de bruit de fond ou une source de diffusion nucléaire (à titre d'illustrartion, la quantité de matière traversée en amont du RICH est de l'ordre de 15 g/cm^2).
- des mesures redondantes de la vitesse et de l'impulsion entre différents instruments pour s'affranchir des possibles diffusions nucléaires dans le détecteur.
- un grand angle solide de 0.5 m^{2}sr.
- une réjection proton/positon supérieure à 10^6.
- une résolution en vitesse $\frac{\Delta\beta}{\beta} \sim 0.1\%$ pour distinguer les différents isotopes $^9Be, ^{10}Be$ et $^3He, ^4He$ dans le domaine $p/A \leq 12$ GeV/c

Les différents éléments le composant sont :

Le détecteur à rayonnement de transition

Un détecteur à rayonnement de transition TRD (*Transition Radiation Detector*) permet l'identification des positons avec un pouvoir de réjet par rapport aux hadrons de $10^2 - 10^3$ sur la gamme $1.5 - 300$ GeV.

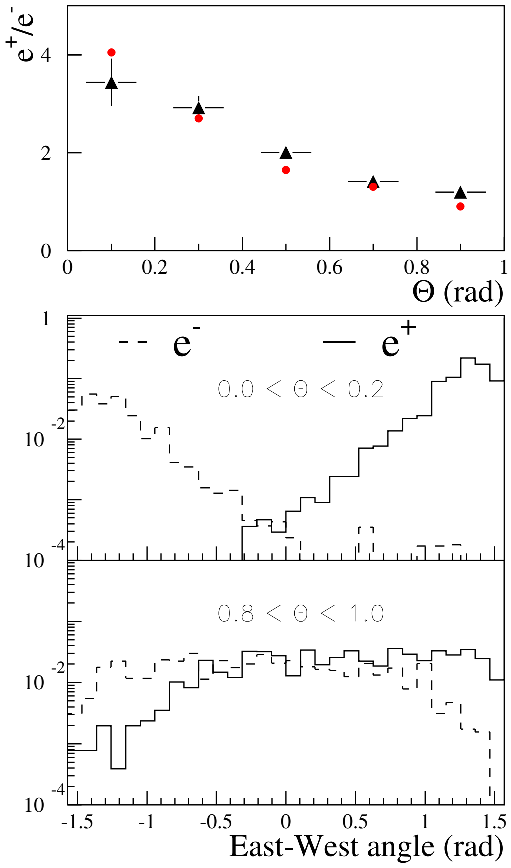


FIG. 1.8 – *Haut : rapport des flux e^+/e^- mesuré avec AMS et obtenu avec la simulation, en fonction de la latitute géomagnétique. Milieu : distribution des angles est-ouest pour des protons incidents ayant généré des leptons secondaires pour une latitute équatoriale. Bas : même chose pour une latitude polaire [28].*

Il 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, dont la description est assez voisine de celle de l'effet Čerenkov [34]. La probabilité d'émission est faible ($\sim 1\%$) et c'est la multiplication des couches qui génère un signal détectable.

Les hodoscopes du temps de vol

Quatre couches d'hodoscopes constituant le *TOF (Time of flight)* fournissent une mesure précise du temps de vol, une mesure de la perte d'énergie ($\frac{dE}{dx}$) et le signal de déclenchement primaire de l'acquisition. Ce détecteur comporte 4 plans de 8, 8, 10 et 8 scintillateurs respectivement. La résolution en temps devrait atteindre 140 ps pour les protons et être meilleure encore pour les particules de plus haute charge. Il est similaire à celui de la première phase. Néanmoins, un plus fort champ magnétique lié à la présence de l'aimant supraconducteur a conduit à l'installation de nouveaux photomultiplicateurs (Hamamatsu R5948) ainsi qu'à l'utilisation de guides de lumière appropriés. Les scintillateurs fournissent également une information sur le carré de la charge de la particule.

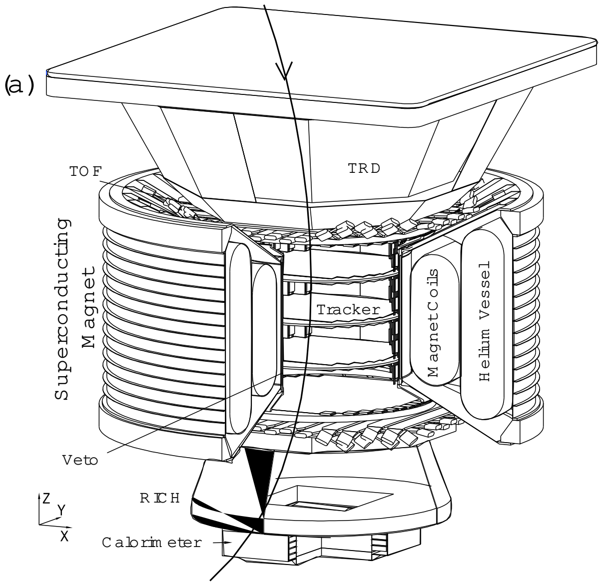


FIG. 1.9 – *Vue du détecteur AMS-02.*

L'aimant supraconducteur

L'aimant supraconducteur remplace l'aimant permanent de la phase précédente et devrait générer au centre du cylindre un champ magnétique de l'ordre du Tesla. Son pouvoir d'analyse sera alors $Bl^2 = 0.86\ \mathrm{Tm}^2$. En augmentant ainsi le champ, la déflexion des particules se trouve plus importante, améliorant la discrimination particules/antiparticules et permet des mesures d'énergies plus élevées (figure (1.11)).

Le trajectomètre

Huit plans de détecteurs silicium à bandelettes double face constituent le trajectomètre (*tracker*) fournissant une résolution spatiale de 10 μm dans le plan de la trajectoire et de 30 μm dans les autres directions. Pour la seconde phase d'AMS, le perfectionnement de ce détecteur est lié à la présence de l'aimant supraconducteur. Ainsi le trajectomètre, tout en conservant le concept de la phase initiale, a été amélioré par une couverture complète atteignant une surface de 7 m^2 comportant 8 plans pour une meilleure détermination des trajectoires. L'électronique et le système de refroidissement ont été également optimisés.

Le système d'anti-coïncidence

Un système d'anti-coïncidence (VETO), composé d'un ensemble de scintillateurs plastiques ceinturant l'aimant, assure que seules les particules ayant traversé la zone utile de l'aimant (*i.e.* se trouvant dans l'acceptance) ne sont pas rejetées. Il fait aussi en sorte que la rejet d'évènements ayant créé des particules secondaires dans le détecteur soit mis en œuvre.

L'imageur Čerenkov

Un imageur Čerenkov RICH (*Ring Imaging Cerenkov Counter*) mesurant la vélocité (avec une précision de l'ordre de 0.1%) des particules et des noyaux ainsi que le module de leur charge sera mis en œuvre

dans AMS-02.
Ce détecteur devrait permettre l'identification en masse des isotopes (A) ainsi que la mesure de la charge des différents élements (Z) jusqu'à des valeurs de l'ordre de 20 pour A et Z. La gamme de séparation en impulsion des différents isotopes devrait s'étendre de 1 à 12 GeV/c tandis que pour la charge, elle devrait couvrir toute la dynamique en impulsion du spectromètre. Le RICH contribuera également à la discrimination $e^-/\bar{p}$ et e^+/p ainsi qu'à la rejet des particules d'Albedo. A titre d'illustration, la figure (1.10) montre le résultat de le simulation incorporant l'identification du spectromètre fournit par le RICH et une distribution théorique en impulsion du flux de ^{10}Be[3]. Elle montre que seulement 6 semaines de prises de données sur la Station Spatiale Internationale apporteraient des données précises sur une gamme d'énergie totalement inexplorée par l'ensemble des autres expériences.
La description complète de ce détecteur est présentée spécifiquement dans la section 1.4.

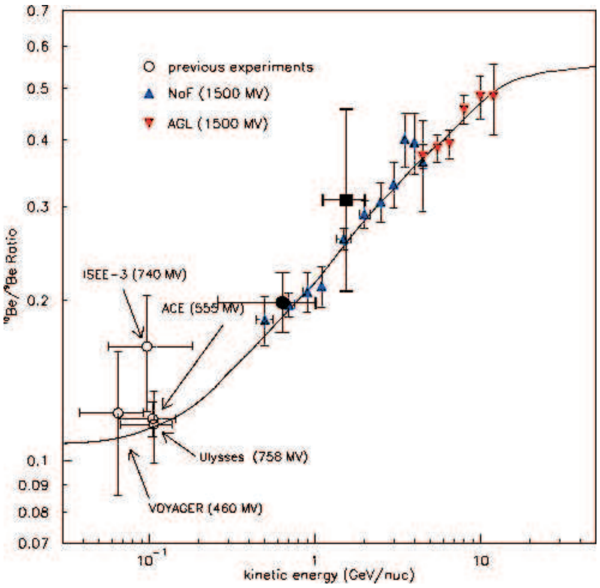


FIG. 1.10 – *Simulation de la statistique attendue pour l'isotope ^{10}Be après six semaines de prises de données par le RICH d'AMS [35]. Sur cette figure est spécifiée l'utilisation de 2 types de radiateurs pour le détecteur RICH : aérogel de Silice, et Fluorure de Sodium (NaF). Le carré et le point en gras correspondent aux mesures récentes d'ISOMAX [36]*

Le calorimètre

Le calorimètre d'AMS, situé sous l'imageur Čerenkov, est constitué d'un sandwich de fibres scintillantes et de plomb d'une épaisseur équivalente à 15 longueurs de radiation. Chacune des fibres est noyée dans la matrice de plomb et elles sont arrangées en couches planes orientées alternativement selon les directions X et Y. La lecture se fait à chaque extrémité par des photomultiplicateurs. La reconstruction des évènements mesure non seulement la fraction d'énergie déposée, mais donne également une image longitudinale et transverse de la gerbe autorisant la séparation d'une origine hadronique ou électromagnétique avec un facteur de rejet de l'ordre de 10^4. Un ajustement du développement de la gerbe permet de reconstituer l'énergie totale de la particule jusqu'à environ 1 TeV, énergie où le maximum du

[3]On rappelle que le ^{10}Be constitue un chronomètre galactique

développement est encore inclus dans le calorimètre. La résolution attendue en énergie est d'environ 2% à 30 GeV.

1.3.2 Extension des objectifs physiques

Les objectifs physiques prévus pour la deuxième phase sont particulièrement étendus, avec un potentiel de découverte important. Ils incluent, bien-sûr, les points présentés en section 1.1 mais de nouveaux horizons se sont également dessinés. Le détecteur va, en effet, augmenter la statistique précédemment accumulée par l'ensemble de toutes les autres expériences embarquées de 3 ou 4 ordres de grandeur.
De plus, la gamme de sensibilité en rigidité s'étendra de ~ 300 MV jusqu'à plus de 3 TV, (dépendant de la nature de la particule), avec une bonne capacité d'identification des leptons, hadrons et ions, permise par la redondance de l'instrumentation du spectromètre. La figure (1.11) illustre cette amélioration par rapport à la première phase d'AMS dans le cas de la mesure du flux de noyaux d'hélium. Bien-sûr, cette figure peut être extrapolée à la capacité de détection dans le rayonnement cosmique d'antimatière sous forme d'antihélium.

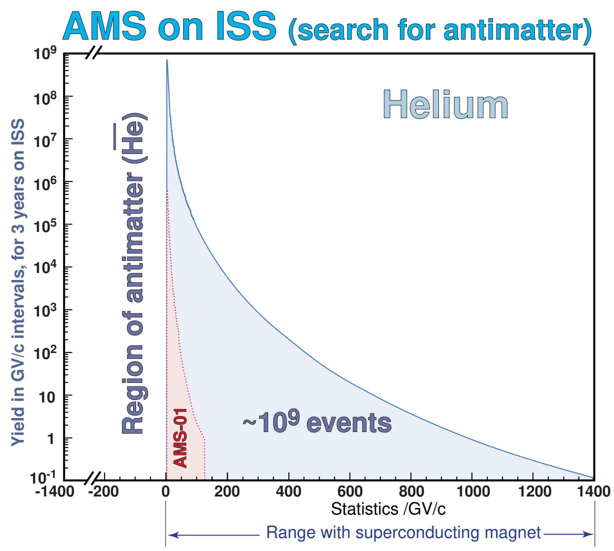


FIG. 1.11 – *Comparaison, pertinente pour la recherche d'antimatière, de la statistique attendue pour l'hélium par AMS-02 avec celle obtenue par AMS-01 : l'effet "vertical" provient de l'amélioration statistique due au temps d'exposition plus important et l'effet "horizontal" provient de la présence de l'aimant supraconducteur.*

Le tableau (1.1) résume les différentes gammes de détection de particules autorisées par AMS-02 [37]. Les limites supérieures instrumentales sont fixées, soit par la précision sur les mesures de l'impulsion, soit par la gamme d'identification des particules. Les limites inférieures sont fixées par les coupures des faibles impulsions pour le spectromètre magnétique, ou par les seuils physiques (par exemple l'effet Čerenkov). 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.

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<≈20	≈0.3	≈1500	Dépendant des performances du RICH
Identification en masse des isotopes			
Ions A<4	1 to 4	≈20	Dépendant des performances du RICH
Ions 4< A <≈20	1 to 4	≈12	
Antimatière			
$\bar{p}$	≈0.3	≈3000	Dépendant de la discrimination $\bar{p}/e^-$
$\overline{ions}$	≈0.3	≈1500	$\overline{He}$, $\overline{C}$

TAB. 1.1 – *Résumé de la gamme de détection des différentes particules par AMS-02. Les impulsions sont données en GeV/c ou en GeV/c par nucléon dans les cas appropriés.*

1.4 Le détecteur RICH d'AMS

1.4.1 Rappels théoriques

L'observation par Marie Curie d'une lumière bleue dans ses solutions concentrées en radium a précédé de longtemps la compréhension de ce phénomène. La première observation quantitative (à la fois visuelle et photographique) a été réalisée par Mallet entre 1926 et 1929.
Un travail exhaustif de caractérisation de ce rayonnement a ensuite été entrepris par Čerenkov entre 1934 et 1944. Ces travaux furent d'ailleurs récompensés avec Frank et Tamm par le Prix Nobel en 1958. Avec un appareillage relativement rudimentaire, il a pu observer la distribution angulaire, la dépendance avec n et β du rayonnement, et mesurer la distribution spectrale et l'intensité totale. Il démontra par ailleurs que l'intensité était proportionnelle au chemin parcouru et que l'émission était très rapide (< 10 ps) et polarisée.

Le rayonnement Čerenkov

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu transparent avec une vitesse $v = c\beta$ excédant la vitesse de propagation de la lumière (*i.e.* c/n où n est l'indice du milieu traversé), il se produit une onde de choc électromagnétique. L'angle polaire θ_c de l'émission relatif à la direction de propagation est donné par la relation :

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} \tag{1.4}$$

alors que l'angle azimutal ϕ a une distribution uniforme entre 0 et 2π.
L'intensité du rayonnement dans l'intervalle d'énergie dE pour un élément de longueur de trajectoire dL est donnée par la relation de Frank-Tamm :

$$\frac{dN_{ph}}{dLdE} = \left(\frac{\alpha}{\hbar c}\right) Z^2 \sin^2\theta_c, \tag{1.5}$$

où dN_{ph} est le nombre de photons d'énergie comprise entre E et $E + dE$ émis, α est la constante de structure fine et Ze est la charge de la particule. En combinant cette dernière relation avec l'équation (1.4), il vient :

$$\frac{dN_{ph}}{dLdE} = \left(\frac{\alpha}{\hbar c}\right) Z^2 \left[1 - \left(\frac{1}{n(E)\beta}\right)^2\right]. \tag{1.6}$$

La dispersion d'un milieu optique est exprimée par la relation $n = n(E)$. Cette dépendance de l'indice avec l'énergie doit être prise en compte dans l'intégration de l'équation (1.6) pour obtenir N_{ph}, le nombre

de photons Čerenkov produits.
Dans l'approximation d'un angle Čerenkov constant (*i.e. pour un produit $n\beta$ constant*), l'intégrale de l'équation (1.6) sur une bande d'énergie ΔE s'écrit simplement :

$$N = N_0 Z^2 L \sin^2 \theta_c \tag{1.7}$$

où N est le nombre de photoélectrons détectés et N_0 est le facteur de qualité du détecteur :

$$N_0 = (\alpha/\hbar c)\epsilon \Delta E \tag{1.8}$$

avec ϵ l'efficacité moyenne sur la gamme d'énergie considérée.

Description phénoménologique

Lorsqu'une particule chargée traverse un diélectrique, les atomes se polarisent le long de la trajectoire créant de petits dipôles. Le milieu se polarise (voir Fig. (1.12)). Lorsque la vitesse du corpuscule est faible,

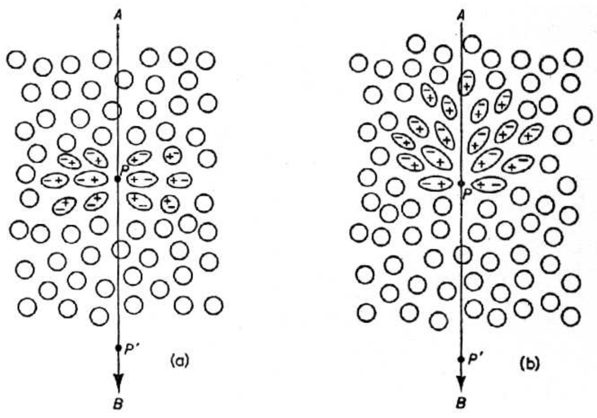


FIG. 1.12 – *Polarisation induite par le passage d'une particule chargée (a) à faible vitesse (b) à grande vitesse.*

il y a symétrie totale - azimutale et longitudinale - du champ de polarisation, de sorte qu'il n'existe aucun champ électrique à grande distance. Si maintenant la vitesse de la particule est proche de celle de la lumière, le champ électrique de polarisation conserve une symétrie azimutale autour de la trajectoire mais il existe un champ dipolaire le long de la trace qui sera donc apparent à grande distance.
Dans le cas général, les ondes émises interfèrent destructivement et, ainsi, pour un observateur distant, l'intensité du champ résultant reste nulle. Cependant, si la vitesse de la particule est supérieure à la vitesse de phase de la lumière dans le milieu, ces fronts d'onde deviennent alors en phase les uns avec les autres le long d'un cône et génèrent donc un champ résultant d'intensité non nulle à grande distance. La figure (1.13) présente la construction de Huygens illustrant ce phénomène. Pour qu'il y ait interférences constructives, il faut que la particule de vélocité βc ait parcouru la distance AB pendant le temps Δt mis par l'onde pour parcourir AC à la vitesse c/n, c'est à dire : $\frac{AB}{\beta c} = \frac{AC}{c/n}$. Or $\cos\theta_c = \frac{AC}{AB}$, d'où :

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} \tag{1.9}$$

connue sous le nom de "relation Čerenkov".

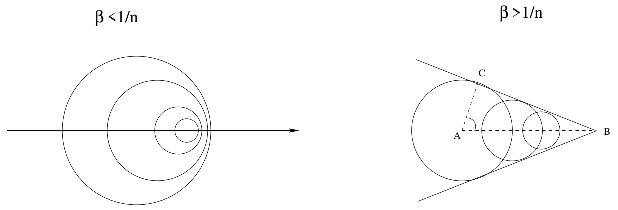


FIG. 1.13 – *Construction de Huygens.*

1.4.2 Les imageurs Čerenkov à focalisation de proximité

Le RICH d'AMS-02 est un imageur Čerenkov dit "à focalisation de proximité". Dans cette section, sont présentés le principe de ce type de détecteur ainsi que la résolution attendue dans la mesure de la vitesse des particules le traversant.

Présentation

La géométrie d'un imageur Čerenkov à focalisation de proximité est présentée sur la figure (1.14). Ce

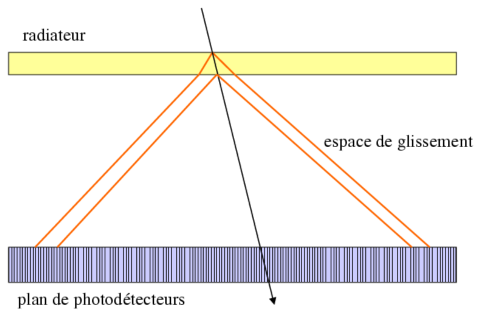


FIG. 1.14 – *Schéma de principe de fonctionnement d'un imageur Čerenkov à focalisation de proximité.*

type de détecteur ne contient pas d'optique de focalisation, mais repose sur la finesse du radiateur et un large espace de glissement. L'émission Čerenkov produit alors un mince cône de lumière dans la direction de la particule incidente, se projetant sur le plan de photodétection. La mesure de l'angle Čerenkov nécessite donc :

- la connaissance du point de passage de la particule dans le radiateur
- la connaissance de 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.

Cependant, si le nombre de pixels touchés est suffisamment important, il est possible de reconstruire l'angle Čerenkov θ_c sans connaître la trajectoire par utilisation d'un algorithme de reconstruction. Néanmoins, la connaissance de cette trajectoire permet de minimiser les incertitudes de mesures et de simplifier les méthodes d'analyse. Ce sera le cas dans AMS-02, le RICH étant surmonté du trajectomètre.
Dans le cas d'une incidence nulle, si on désigne par D la distance de glissement, et θ_r l'angle de réfraction à la sortie du radiateur, il vient : $R_c = D \tan\theta_r$, où R_c est le rayon du cercle formé sur la matrice. La loi de Snell-Descartes permet de remonter alors à θ_c et ainsi de déterminer la vélocité de la particule incidente.
Ce genre d'imageur a été pour la première fois imaginé par J. Séguinot et ses collaborateurs durant les premières phases de développement de l'expérience Delphi au CERN [38].

1.4.3 Résolution en vitesse

La reconstruction de la vélocité se complique lorsque l'angle d'incidence est non nul. Le schéma (1.15) 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.

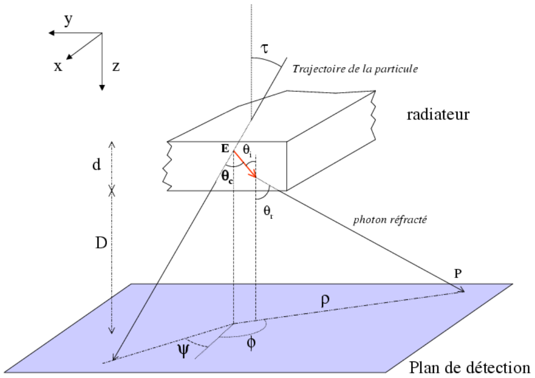


FIG. 1.15 – *Notations et grandeurs utilisées pour la reconstruction de l'angle Čerenkov.*

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

$$\rho = D \tan\theta_r + \frac{d}{2} \tan\theta_i. \tag{1.10}$$

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

$$\rho = \frac{d}{2} \tan\theta_i + \frac{nD \tan\theta_i}{\sqrt{1 - (n^2 - 1)\tan^2\theta_i}}. \tag{1.11}$$

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 :

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \frac{\delta n}{n} + \tan\theta_c \delta\theta_c. \tag{1.12}$$

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.

Dispersion optique

L'effet de la dispersion optique est illustré de façon amplifiée sur le schéma (1.16). Celle-ci induit une

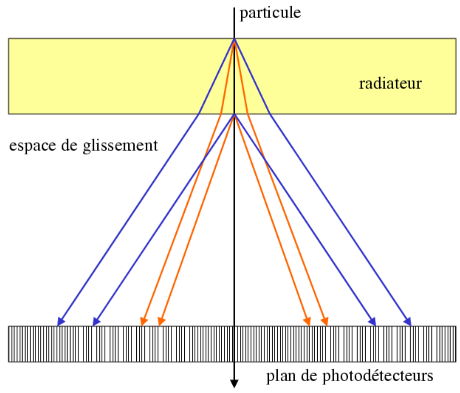


FIG. 1.16 – *Illustration de la dispersion optique du radiateur.*

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 :

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx \frac{\tan\theta_2 - \tan\theta_1}{\tan\theta_1}. \tag{1.13}$$

La dispersion chromatique est donc une limitation intrinsèque du détecteur.

Effet de l'épaisseur du radiateur

Avec les notations utilisées précédemment, les trois relations fondamentales utilisées dans la reconstruction de la vitesse sont :

$$\beta = \frac{1}{n\cos\theta_c} \quad \text{(relation Čerenkov)} \tag{1.14}$$

$$n\sin\theta_c = \sin\theta_r \quad \text{(relation Snell-Descartes)} \tag{1.15}$$

$$\rho = D\tan\theta_r \quad \text{(géométrie du détecteur en supposant } d/D \ll 1\text{).} \tag{1.16}$$

La différentiation de ces trois relations en supposant $n = constante$ conduit à :

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \tan\theta_c \delta\theta_c \tag{1.17}$$

$$\frac{\delta\theta_c}{\theta_c} = \frac{\delta\theta_r}{\theta_r} \tag{1.18}$$

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{1+\tan^2\theta_r}{\tan\theta_r}\delta\theta_r . \tag{1.19}$$

On peut alors en déduire :

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \frac{\tan^2\theta_c}{1+\tan^2\theta_r}\frac{\delta\rho}{\rho}. \tag{1.20}$$

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 :

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx \frac{d\tan\theta_c}{D\tan\theta_r}. \tag{1.21}$$

Par substitution dans l'équation (1.20), en prenant en compte la distribution uniforme de l'émission des photons dans le radiateur, l'expression de $\frac{\delta\beta}{\beta}$ devient :

$$\left(\frac{\delta\beta}{\beta}\right)_{ep.} \approx \frac{\tan^3\theta_c}{\tan\theta_r(1+\tan^2\theta_r)}\frac{d}{D\sqrt{12}}, \tag{1.22}$$

ou encore, en fonction de β et n :

$$\left(\frac{\delta\beta}{\beta}\right)_{ep.} \approx \frac{1}{\beta^2}(\beta^2 n^2 - 1)(1+\beta^2-\beta^2 n^2)^{\frac{3}{2}}\frac{d}{D\sqrt{12}}. \tag{1.23}$$

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.

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 :

$$\delta\rho \approx p \times \cos\theta_r . \tag{1.24}$$

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

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx \frac{1}{\sqrt{12}}\frac{\cos\theta_r}{\tan\theta_r}\frac{p}{D}. \tag{1.25}$$

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

$$\left(\frac{\delta\beta}{\beta}\right)_{pix} \approx \frac{1}{\beta^3}(\beta^2 n^2 - 1)^{\frac{1}{2}}(1+\beta^2-\beta^2 n^2)^2\frac{p}{D\sqrt{12}}. \tag{1.26}$$

Résumé des différentes incertitudes liées à l'imageur Čerenkov à focalisation de proximité

Dans le cas d'un tel type d'imageur, les sources d'incertitudes sont au nombre de trois :
- le chromatisme du milieu radiateur
- l'épaisseur du radiateur

– la taille des pixels.

Appliquées au cas concret du RICH d'AMS-02, la contribution cumulée de l'ensemble de ces effets conduit à une résolution de l'ordre de : $\delta\beta/\beta \approx 0.1\%$. A ces incertitudes, il faut aussi ajouter les effets de diffusions multiples au sein même du radiateur, ainsi que l'incertitude sur la trajectoire de la particule. Dans le cas du RICH d'AMS-02, cette dernière sera négligeable compte-tenu de la grande précision fournie par le trajectomètre.

1.4.4 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 kg[4]), la consommation électrique (de l'ordre de 150 W), ainsi que la fiabilité à long terme de l'ensemble de l'instrument et de ses composants.

Les figures (1.17) et (1.18) montrent une vue complète et explosée du RICH d'AMS-02.

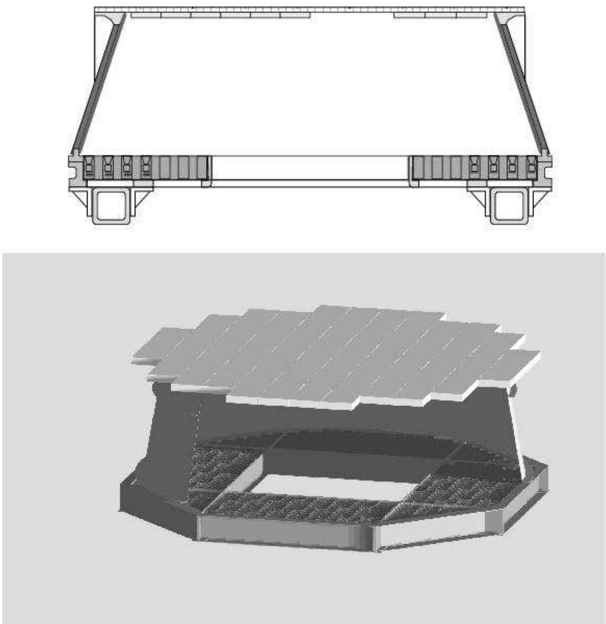


FIG. 1.17 – *Vue du détecteur RICH.*

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

- un bloc de fluorure de sodium (NaF) de 25 cm de côté et de 5 mm d'épaisseur disposé au centre du plan. L'indice de réfraction du NaF est de 1.332 à 400 nm, impliquant un seuil en vélocité de 0.75 c, et un angle Čerenkov maximal de 41.34 °.
- de l'aérogel de Silice (AGL) de 30 mm d'épaisseur couvrant le reste de la surface. Le choix du type d'AGL n'est pas encore déterminé. Il se portera sur un AGL d'indice 1.03 ou 1.05. Une discussion sur les radiateurs ainsi que sur le possible vieillissement de l'aérogel fera l'objet de la section 4.9.4.

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 récupérer les photons s'échappant de l'acceptance du compteur. 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

[4] A titre de comparaison le poids d'un des détecteurs RICH de l'expérience Delphi au CERN est de l'ordre de 1000 kg[39]

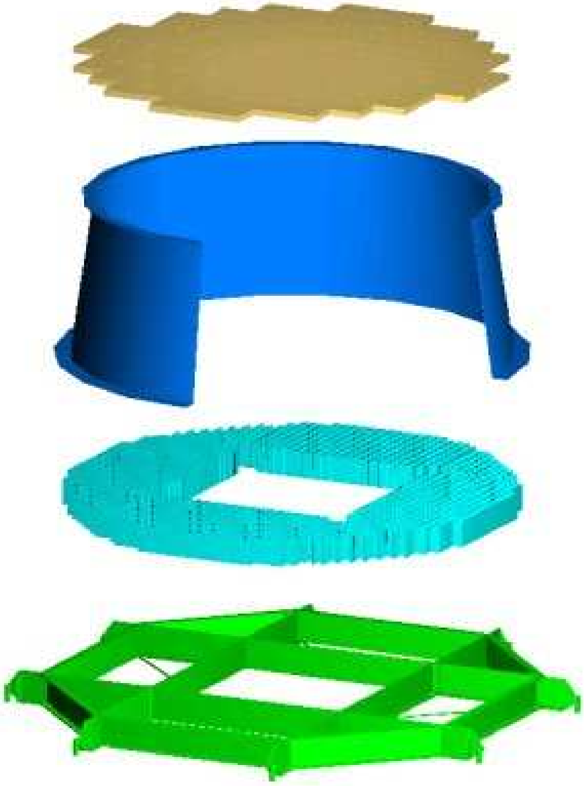


FIG. 1.18 – *Vue éclatée du détecteur RICH.*

surmontées de guides de lumière visant à augmenter la zone photosensible du photomultiplicateur et à réduire les zones mortes liées à l'épaisseur du blindage magnétique les entourant. Chaque cellule de photodétection, composée du logement du photomultiplicateur coiffé du guide de lumière et chaussé de l'électronique de premier niveau, le tout entouré par un blindage magnétique, est insérée dans un support en grille rattaché à la structure fixant l'ensemble du détecteur AMS-02 à la Station Spatiale. Une vue de cette cellule est proposée sur la figure (2.1) du chapitre *"Photodétection"*. Le choix de ces photomultiplicateurs, ainsi que leur caractérisation et celle de l'électronique de premier niveau, fera l'objet de ce même chapitre. Le rayon de ce plan est de R $\sim$ 69 cm. Il comporte un trou central correspondant à l'entrée du calorimètre décrit plus haut.

1.5 Résumé et conclusions

La première version de l'expérience AMS a démontré son efficacité, aussi bien du point de vue instrumental que scientifique. Bien qu'aucun apport en physique fondamentale n'ait émergé de cette première analyse, des effets inattendus ont néanmoins été observés, en particulier une population importante de particules proche de la Terre.
Les caractéristiques instrumentales de la deuxième phase, en particulier une grande acceptance géométrique, une large capacité d'identification des particules sur une gamme étendue d'impulsions, ainsi qu'une exposition de trois ans environ aux rayons cosmiques sur la Station Spatiale devrait augmenter de plusieurs

ordres de grandeur la statistique précédemment accumulée et apporter d'importantes améliorations des connaissances astrophysiques. Mais, comme souvent, le plus intéressant sera sans doute l'inattendu...

Chapitre 2

Photodétection

2.1 Introduction

L'imageur Čerenkov d'AMS-02 sera composé d'un plan de détection comprenant 680 photodétecteurs répartis sur une matrice de diamètre $D \approx 137$ cm avec un trou central correspondant à l'emplacement du calorimètre (cf. chapitre précédent). La version finale est actuellement en cours d'élaboration et a nécessité plusieurs itérations en ce qui concerne la mise en œuvre et le choix des constituants. Ce chapitre présente de façon détaillée l'ensemble des études réalisées au cours de ces 3 dernières années qui ont permis la conception, la caractérisation et le développement des différents éléments de détection composant cette matrice.

La photographie (2.1) montre une cellule complète de photodétection qui équipera le RICH d'AMS-02.

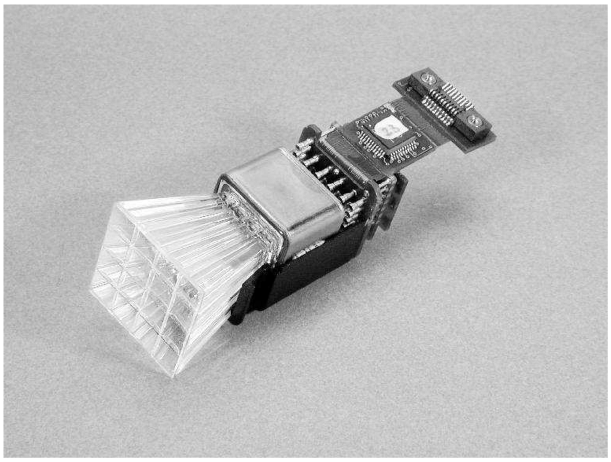


FIG. 2.1 – *Vue d'une cellule complète de photodétection.*

Celle-ci est composée :

- d'un photomultiplicateur qui convertit le signal physique (photons Čerenkov) en signal électrique effectivement mesurable par l'électronique qui lui est associée. Il s'agit du modèle multi-anodes R7600-M16 de l'entreprise Hamamatsu. La combinaison des critères requis a réduit la palette des choix possibles au point que seul ce modèle puisse les satisfaire (cf. section 2.2).
- de guides de lumière en plexiglas surmontant le photomultiplicateur et permettant de réduire

l'espace mort entre les pixels. Outre l'aspect relatif à la minimisation de la surface non sensible aux photons, la présence des guides est rendue indispensable par le blindage magnétique qui dépasse de la face avant des photomultiplicateurs, cloisonne ceux-ci et induirait des réflections avant détection. L'étude de la diaphonie et de l'effet d'un éventuel traitement de surface sera détaillé dans la section 2.7.

⋆ d'une électronique de lecture de premier niveau attachée au photomultiplicateur et disposée sur un support flexible. L'élaboration de cette électronique, ainsi que la conception de son support, ont été menés sous la responsabilité du LPSC au sein de la collaboration AMS. Le chapitre suivant leur sera entièrement consacré.

⋆ d'une coquille en plastique permettant le centrage et l'assemblage des photodétecteurs. Elle sert également de moule pour le potting[1] de l'ensemble de la cellule, indispensable dans le cas d'une expérience spatiale.

Cette cellule sera également entourée d'un blindage en mu-métal (non présent sur la photographie) pour une protection efficace contre le champ magnétique lié à la présence de l'aimant supraconducteur dans le spectromètre.

Chacun de ces éléments sera décrit en détail dans ce chapitre, ainsi que les motivations physiques et instrumentales qui ont poussé à le choisir ou à le développer.

2.2 Choix des photomultiplicateurs

2.2.1 Spécifications requises

Dans le cas du spectromètre AMS, la conception doit être fondée sur une technique particulièrement fiable et déjà éprouvée, puisque l'expérience est prévue pour rester 3 à 5 ans sur la Station Spatiale Internationale, sans aucune possibilité d'intervention humaine. Ces exigences spatiales écartent la possibilité de tout type de photodétecteurs opérant avec un système gazeux photo-ionisable (tel qu'utilisé par l'expérience CAPRICE [40] par exemple), faisant des photomultiplicateurs la meilleure solution *a priori*. Les photodétecteurs du RICH d'AMS doivent satisfaire les critères de sélection suivants :

Dynamique et linéarité

Le spectre de rayonnement cosmique qu'ambitionne de mesurer AMS s'étendant des protons jusqu'au Fer, la simulation Monte-Carlo du RICH [42] montre que des signaux de un à une centaine de photoélectrons sont attendus dans les photomultiplicateurs. Une telle dynamique interdit une trop forte amplification qui pourrait saturer les convertisseurs analogiques-numériques (ADC) ou nuire à la linéarité du détecteur lui-même. Elle doit être néanmoins suffisante pour garder une résolution correcte du photoélectron unique.

La conversion analogique-numérique des signaux des photomultiplicateurs sera assurée par des ADC 12 bits, correspondant à 4096 canaux de codage, ayant un facteur de conversion de l'ordre de 10 fC/canal, en tenant compte du gain du circuit ASIC de mise en forme et amplification placé entre le photodétecteur et l'ADC. Une dynamique de 3000 canaux (qui est raisonnable compte-tenu de l'éventuel décalage dû au piédestal électronique) correspond donc à une charge d'une trentaine de pC environ. Le gain G moyen que doit avoir le photodétecteur se déduit simplement de $G = \frac{Q}{n_{\gamma_e} \times e}$, où n_{γ_e} est le nombre de photoélectrons détectés (que l'on fixe ici à 150 pour se situer au maximum du signal attendu), e est la charge élémentaire de l'électron et Q est la charge collectée sur l'anode que l'on fixe donc ici à 30 pC. Il s'ensuit que G doit être de l'ordre de 10^6 pour balayer l'ensemble de la dynamique de l'ADC.

[1]le potting est une opération de remplissage d'un élastomère en silicone qui est polymérisé à l'intérieur de la coquille. Englobant le volume du l'électronique, il assure une protection contre les claquages électriques, mais aussi contre les chocs, les vibrations et les variations de température. Il permet une excellente isolation électrique et doit être exempt de toute bulle d'air résiduelle dans la cellule qui pourrait être fortement dommageable lors de la dépressurisation du compteur au moment du décollage.

Du point de vue de la linéarité, il est clair que l'idéal serait de ne constater aucun phénomène de saturation du dispositif, ce qui n'est pas le cas. Néanmoins, l'étude réalisée et détaillée dans la section 2.6 montre que l'effet n'est pas un point critique en ce qui concerne la résolution attendue pour le RICH.

Expérience spatiale

Les contraintes spatiales liées à la mise en place sur la station orbitale imposent une puissance consommée la plus faible possible. La consommation totale du l'ensemble du détecteur AMS ne doit pas excéder 2000 W, et celle du RICH doit demeurer inférieure à 200 W environ. Au niveau des photomultiplicateurs, celle-ci augmente quadratiquement avec la haute tension appliquée. Ainsi, le gain souhaité de 10^6 doit être obtenu avec une haute tension aussi faible que possible, favorisant les dispositifs munis d'un grand nombre d'étages.

Les contraintes au niveau du poids, qui lui aussi doit être minimisé, doivent être également prises en compte pour le choix final du compteur. Il semble raisonnable que l'ensemble des photodétecteurs ne dépasse pas un cinquantaine de kilogrammes, correspondant environ à un quart du poids total du RICH. La relative légèreté du compteur Čerenkov (193 kg à ce jour) par rapport à l'ensemble de l'instrument AMS ($\approx$ 6.7 tonnes) est un atout important qu'il est impératif de préserver.

Taille des pixels

La taille des pixels est vraisemblablement la condition la plus rédhibitoire dans le choix des photomultiplicateurs, puisqu'elle conditionne la résolution en vitesse du compteur. Elle doit être compatible avec les exigences imposées par les simulations afin d'obtenir une résolution en accord avec les enjeux physiques [42]. La contribution à l'incertitude sur la mesure de l'angle Čerenkov $\Delta\theta$ de la précision sur la position du photon sur la matrice p_s (taille du pixel) peut en effet être exprimée approximativement, en fonction de la taille de l'espace de glissement D, par la relation : $\Delta\theta \approx \frac{p_s}{D}$. A titre d'illustration, un exemple de résultats de cette simulation sur la taille des pixels pour un radiateur en aérogel de 2 cm est présenté sur la figure (2.2). Les conclusions générales de cette étude montrent que si l'on veut espérer une

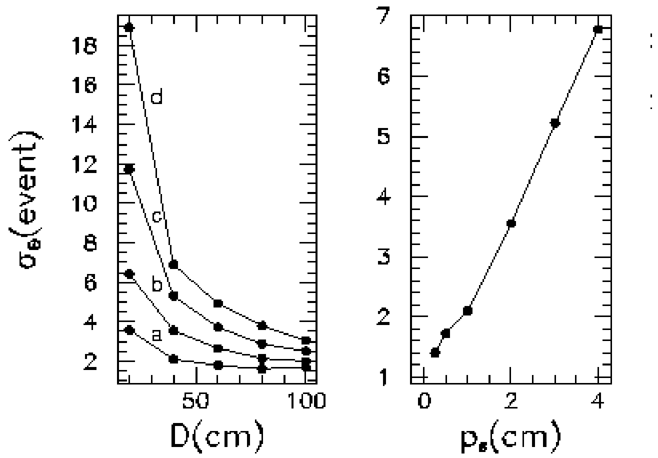


FIG. 2.2 – *Distribution de la largeur en mrad de l'angle Čerenkov reconstruit en fonction des paramètres géométriques du compteur pour des particules de Z=1 à Z=4. Gauche : dépendance en fonction de la taille de l'espace de glissement, les lettres a, b, c, d correspondent à des pixels de 1, 2, 3, 4 cm respectivement pour un radiateur en aérogel de 2 cm d'épaisseur. Droite : effet de la taille du pixel pour une espace de glissement fixée à 40 cm et un radiateur en aérogel de 2 cm d'épaisseur.*

résolution optimisée (erreur sur la détermination de l'angle Čerenkov $<$ 2 mrad), les pixels doivent être plus petit que 10 mm dans le cas de l'aérogel d'indice 1.035 pour un espace de glissement compris entre 40 et 100 cm. Pour des pixels plus larges, l'optimum de résolution nécessiterait une distance supérieure à 100 cm qui est exclue par la géométrie globale d'AMS.

Effet du champ magnétique

Du fait de leur constitution (transport et multiplication d'électrons au sein du tube), les photomultiplicateurs sont naturellement sensibles au champ magnétique.
La matrice du RICH sera soumise aux effets de ce champ de par la présence de l'aimant supraconducteur. L'amplitude attendue au niveau des photodétecteurs est donnée sur la figure (2.3)[41]. Il n'est représenté sur ce schéma qu'un quart de la matrice (avec, au centre, l'emplacement sans photomultiplicateur réservé au calorimètre). Le champ magnétique maximal attendu sera donc de l'ordre de 330 Gauss. Bien qu'il soit

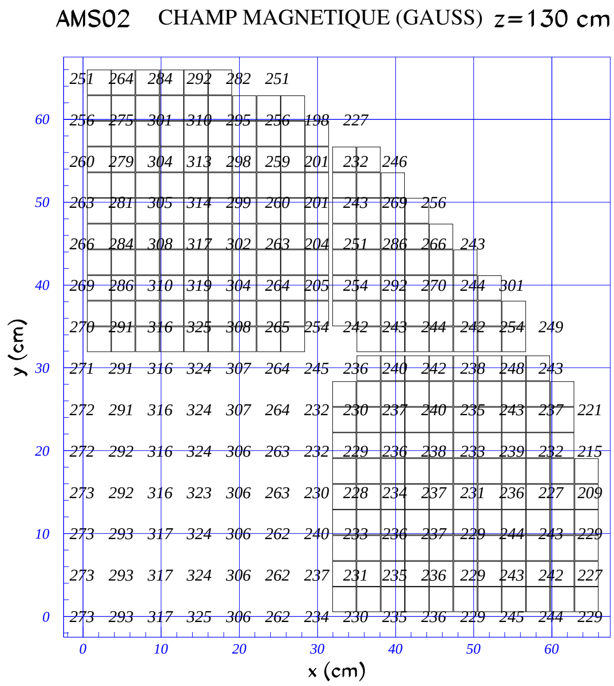


FIG. 2.3 – *Valeurs attendues du champ magnétique (en Gauss) au niveau du plan de photodétection du RICH d'AMS-02.*

prévu de les ceinturer par un blindage efficace, il est donc fondamental que les photodétedecteurs puissent fonctionner dans un tel champ, le blindage ne pouvant assurer dans toutes les directions de l'espace une immunité totale.

Les contraintes précédentes sont très sévères et aucun photomultiplicateur commercial classique ne peut remplir parfaitement l'ensemble de ces conditions. La détection de la lumière Čerenkov étant le cœur du compteur RICH, il importe de sélectionner le candidat présentant le meilleur compromis.

2.2.2 Caractéristiques des différents candidats

L'analyse des différents photodétecteurs pouvant potentiellement équiper le RICH a été réalisée par l'étude approfondie des données constructeur disponibles et complétée dans certains cas par des mesures réalisées au laboratoire.

Les photodiodes hybrides ou à avalanche

Les photodiodes à avalanche (APDs) sont des dispositifs à semi-conducteur formés principalement d'une jonction PN polarisée en inverse. Sous l'action de cette polarisation, une partie des zones P et N est démunie de porteurs libres formant ainsi la zone de charge d'espace dans laquelle s'établit un champ électrique. Les électrons et les trous, générés par paires lors de l'absorption de photons dont l'énergie est supérieure à celle de la bande interdite, vont se déplacer en sens inverse sous l'action du champ électrique. Si, au cours de ce déplacement, les porteurs de charge acquièrent, grâce au champ électrique, suffisamment d'énergie, ils peuvent être à l'origine de la formation d'une nouvelle paire électron/trou produite par une collision ionisante avec le réseau cristallin. Les paires secondaires ainsi créées peuvent à leur tour produire de nouvelles paires et générer un phénomène d'avalanche, permettant l'obtention d'une multiplication du nombre de porteurs libres et, par conséquent, celle d'un gain sur le signal électrique mesurable aux bornes du photodétecteur. Les photodiodes hybrides (HPDs) utilisent le principe de fonctionnement des APDs couplé à un espace d'accélération des photoélectrons émis dans une zone sous vide et soumis à un champ électrique élevé. Ces derniers frappent alors une électrode multipliant le signal initial avant de bombarder la diode (généralement en silicium) dans laquelle se forme l'avalanche. Un schéma de principe des APDs et des HPDs est présenté sur la figure (2.4).

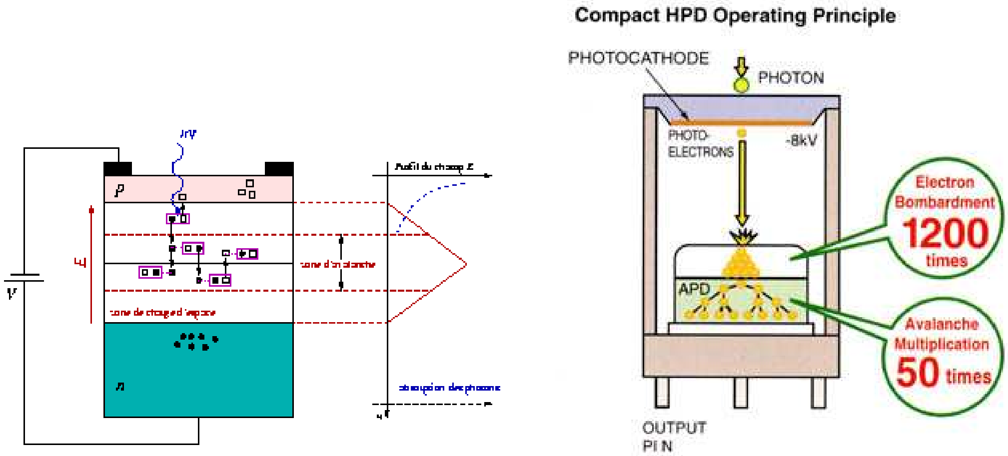


FIG. 2.4 – *Principe de fonctionnement simplifié d'une photodiode à avalanche (● électrons et □ trous) tiré de [43] (Gauche); et d'une photodiode hybride [44] (Droite).*

Ce sont d'intéressants candidats, présentant l'avantage de posséder de petits pixels, pouvant atteindre une très bonne résolution du photoélectron unique et ayant une bonne efficacité quantique. Cependant, leur mise en œuvre, nécessitant une haute tension élevée ($\approx$ 15 kV), est particulièrement difficile dans le cas d'une expérience spatiale. Par ailleurs, la résolution du photoélectron unique risque d'être dégradée par la nécessité d'un très haut gain électronique pour compenser le faible gain intrinsèque. Enfin, l'espace mort entre les pixels ($>$ 85 %) ne pourra être suffisamment réduit par l'utilisation de guides optiques (la différence entre les diamètres de la photocathode et la photodiode elle-même est trop importante). Une solution pourrait être la mise en place de fibres optiques pour couvrir une surface satisfaisante. Ceci augmenterait substantiellement la complexité, le coût et surtout le poids : l'utilisation des photodiodes hybrides ou à avalanche a donc été écartée.

Les photomultiplicateurs

Ces dispositifs sont très classiques en physique des particules et, plus généralement, dans tous les domaines faisant appel à des systèmes de détection de faibles quantités de lumière avec une amplification très élevée. Ils sont constitués d'une photocathode sur laquelle le flux de photons incidents crée des électrons par émission photoélectrique. Le transport de ceux-ci occasionne des pertes d'énergie et leur *arrachage* à la surface émissive n'est pas systématiquement assuré (responsable, en grande partie, de l'efficacité quantique voisine de 25% pour la plupart des photomultiplicateurs dans la zone de sensibilité). Une optique d'entrée composée d'électrodes de focalisation et d'accélération permet ensuite de concentrer les électrons qui sont accélérés par le champ électrique dû à la haute tension d'alimentation et amplifiés par une série de dynodes.

- le photomultiplicateur Hamamatsu R1635/R4668

Ce type de photodétecteur a déjà été utilisé dans des expériences de détection au sol des gerbes atmosphériques générées par les rayons gamma de très haute énergie (expérience CAT [45]).
Il offre une taille de pixel de 8 mm pour une dimension externe de 9.7 mm. Il présente l'une des meilleures résolutions du photoélectron unique possibles sur ce genre de tube. La figure (2.5) présente les mesures du rapport σ/Q (largeur du spectre de photoélectron unique normalisée à sa position), dont la moyenne vaut ≈ 0.43, effectuées sur un échantillon de 225 pièces dans l'expérience CAT.

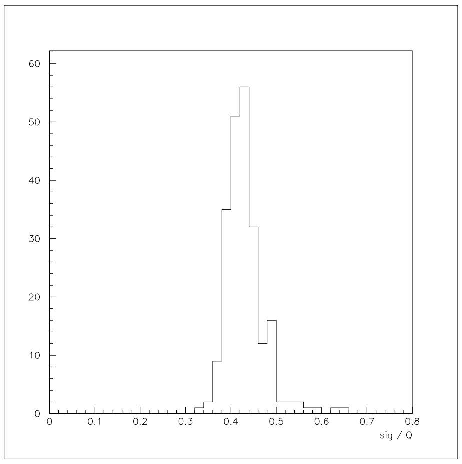


FIG. 2.5 – *Distribution des rapports σ/Q pour 225 photomultiplicateurs testés dans l'expérience CAT [45].*

Il souffre néanmoins de trois désavantages majeurs. En premier lieu, le gain nominal (de quelques 10^6) n'est atteint que lorsque la tension appliquée est assez élevée (de l'ordre de 1250 V). D'autre part, leur forme cylindrique nécessiterait la mise en place de guides de lumière (type cône de Winston) pour limiter l'espace mort entre les photodétecteurs, la taille effective des pixels dans le réseau optimal (hexagonal compact) devenant alors égale à 12.8 mm. Enfin, il souffre d'une forte sensibilité au champ magnétique, qui pourrait néanmoins être réduite par un blindage efficace. Ces conclusions ont été obtenues grâce à des tests préliminaires au laboratoire dont les résultats principaux sont présentés sur la figure (2.6). On peut donc voir la bonne résolution du photoélectron unique, ainsi que l'effet du champ magnétique avec et sans blindage. En résumé, le problème principal de ce type de photomultiplicateur est qu'il ne contient qu'un seul pixel qui, après installation d'un cône de lumière, se révèle trop large.

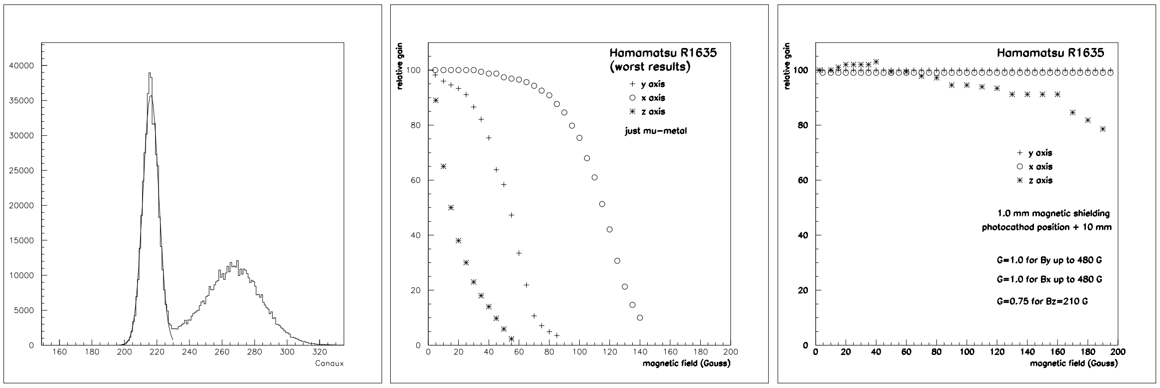


FIG. 2.6 – *Résumé des principales mesures effectuées au laboratoire sur le photomultiplicateur R1635. A gauche est représentée l'excellente résolution du photoélectron unique ainsi que le piédestal. L'effet du champ magnétique sur le gain dans les 3 axes est représenté au centre. A droite, cette mesure est présentée avec un blindage de 1* mm.

Cet inconvénient peut être contourné en s'orientant vers des photomultiplicateurs multi-anodes disponibles sur le marché.

- le photomultiplicateur Hamamatsu R5900-M4

Le photomultiplicateur Hamamatsu R5900-M4 est un photodétecteur de type multi-anodes présentant 4 pixels sur sa photocathode. La fenêtre d'entrée est en borosilicate et l'émission secondaire d'électrons est assurée par un dépôt de $Sb - K^2 - Cs$ (Bialkali). Il est équipé d'une structure particulière de dynodes appelée “metal channel”, réparties sur 10 étages d'amplification et ayant la propriété de collecter plus efficacement les électrons. Une vue transversale de ce type de dynodes est schématisée sur la figure (2.7), sur laquelle, pour des raisons de simplicité, tous les étages ne figurent pas. Un treillis de fils fins

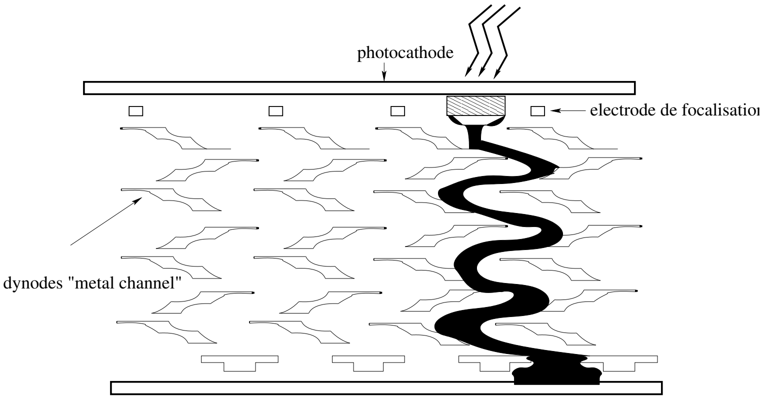


FIG. 2.7 – *Vue transversale de la structure des dynodes de type “metal channel”. Le principe de l'amplification est également schématisée sur cette figure.*

métalliques est placé entre la photocathode et la première dynode afin de focaliser le flux de photoélectrons et de maintenir ainsi une bonne efficacité de détection. Ce type de photodétecteurs a déjà été utilisé par l'expérience AMS-01 [46]. Il offre à la fois une bonne résolution du photoélectron unique et une résistance satisfaisante au champ magnétique (sous réserve d'un blindage adapté). Sa photocathode de 25 mm de côté est partagée en 4 pixels de 9 mm chacun. Le gain vaut typiquement 2×10^6 sous une tension de 800 V.
Les tests de vérification réalisés au laboratoire ont néanmoins montré que la réponse du photomultiplica-

teur n'était pas homogène entre les pixels, aussi bien pour le gain que pour ce qui concerne la réponse au photoélectron unique. La figure (2.8) montre le spectre de photoélectron unique pour 2 pixels d'un même photomultiplicateur. Il apparaît que dans un cas, la résolution est convenable, mais devient difficilement acceptable pour l'autre. Les données constructeur, que nous avons confirmées, concernant l'uniformité

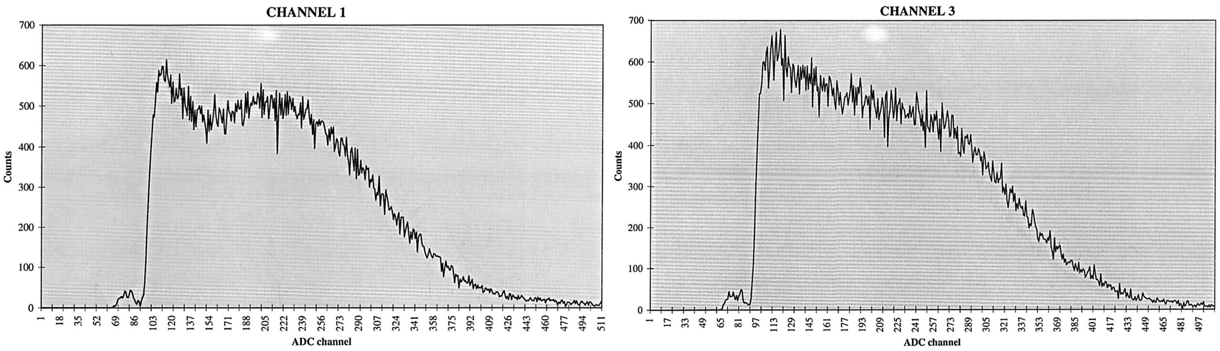


FIG. 2.8 – *Histogramme de deux spectres de photoélectron unique obtenus sur deux pixels appartenant à un même photomultiplicateur de type M4, sous une tension d'alimentation de 800* V.

du gain sont présentées sur la figure(2.9). Cette dispersion est inévitable dans les dispositifs multi-pixels

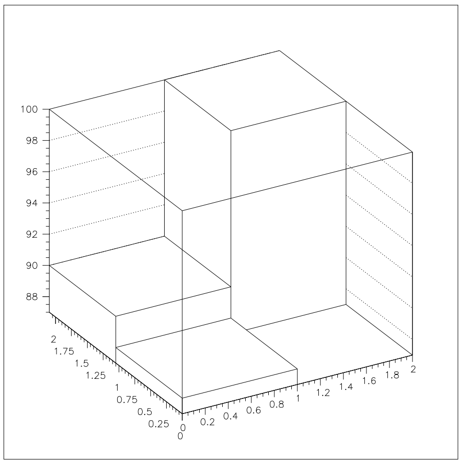


FIG. 2.9 – *Uniformité du gain normalisée des pixels de la face d'entrée du photomultiplicateur R5900-M4.*

mais ne pose pas de problème majeur si elle est connue à l'aide d'un étalonnage soigneux préalablement réalisé.
Ce phototube a été un bon candidat pour équiper le RICH d'AMS. Néanmoins, la taille des pixels étant particulièrement critique pour la résolution du compteur, il a été entrepris de rechercher un photomultiplicateur présentant des anodes encore plus petites mais pouvant toujours satisfaire les exigences précédentes.

- le photomultiplicateur Hamamatsu R7600-M16

Le photomultiplicateur Hamamatsu R7600-M16 est du même type que le R5900-M4 mais présente 16 pixels de 4 mm de côté sur la photocathode. Il est, lui aussi, équipé de la structure de dynodes de type "metal channel" présentée dans le paragraphe précédent et du même type de photocathode (Bialkali). Il a donc *a priori* les qualités du R5900-M4, tout en présentant l'avantage essentiel de posséder des pixels de plus petite taille. Il convient néanmoins de voir si ses caractéristiques intrinsèques vont renforcer cet atout. Il présente un gain moyen de 3.3×10^6 sous une tension d'alimentation de 800 V. Il possède donc, sous une haute tension identique, un gain plus élevé que le M4 grâce à la présence de 12 étages d'amplification. Ce photomultiplicateur présente ainsi les qualités essentielles d'avoir de petits pixels, un faible encombrement et un gain satisfaisant sous une haute tension relativement basse. Une étude complémentaire [47] sur la taille des pixels a confirmé que, malgré la perte de photons occasionnée par la présence nécessaire des guides de lumière, la résolution obtenue par les photomultiplicateurs de type M16 restait supérieure à celle provenant d'un détecteur de type M4, lui-même équipé de guides[2]. Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure (2.10).

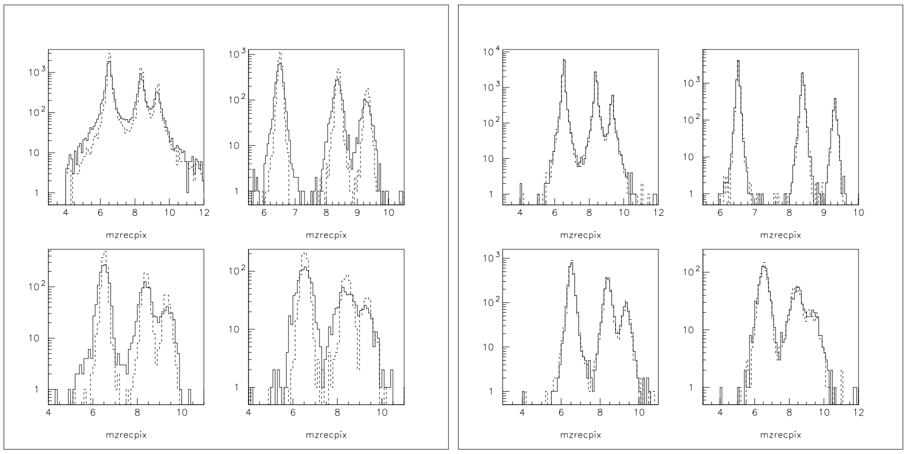


FIG. 2.10 – *Comparaison des distributions simulées de masse reconstruite d'un échantillon d'évènements de trois isotopes ($^{7,9,10}Be$) pour un radiateur en aérogel 1.025 (Gauche) et en NaF (Droite) pour 2 taille de pixels : 15* mm *(Trait pleins) et 7.5* mm *(Pointillés). Dans chaque cas les 4 histogrammes correspondent à 4 gammes d'impulsions : 5-13 GeV/c, 5-8 GeV/c, 8-10 GeV/c, 10-12 GeV/c.*

La figure (2.11) présente l'uniformité de la photocathode ainsi que les mesures de diaphonie déterminées par le constructeur, qui ont également été confirmées au laboratoire. La diaphonie est, elle aussi, un point clé pour le RICH, conditionnant bien entendu la précision de la mesure et donc la résolution en vitesse et, dans une moindre mesure, en charge. Dans le cas du M16, elle est suffisamment faible ($< 1\%$) pour demeurer négligeable par rapport aux autres incertitudes.

L'ensemble de ces études comparatives a donc conduit au choix du photomultiplicateur Hamamatsu R7600-M16, dont une photographie est présentée sur la figure (2.12). Le tableau (2.1) résume ses caractéristiques générales. L'installation de ce photomultiplicateur au sein du RICH d'AMS nécessite bien évidemment de nombreux étalonnages préalables *in situ* ainsi que la mise en œuvre d'un pont diviseur adapté à ce type de tube, aux exigences spatiales, et bien entendu aux exigences physiques de détection des photons Čerenkov. Les différentes mesures, réalisées pendant la période de cette thèse, vont être détaillées dans les sections suivantes.

2.3 Présentation du banc de tests

Le banc de tests utilisé pour l'étude et la caractérisation des photomultiplicateurs est constitué d'une boîte noire étanche à la lumière dans laquelle est placé le détecteur, associé à son électronique de premier

[2]La différence vient de ce que la géométrie des guides pour un M16 occasionne une perte plus importante que pour un M4.

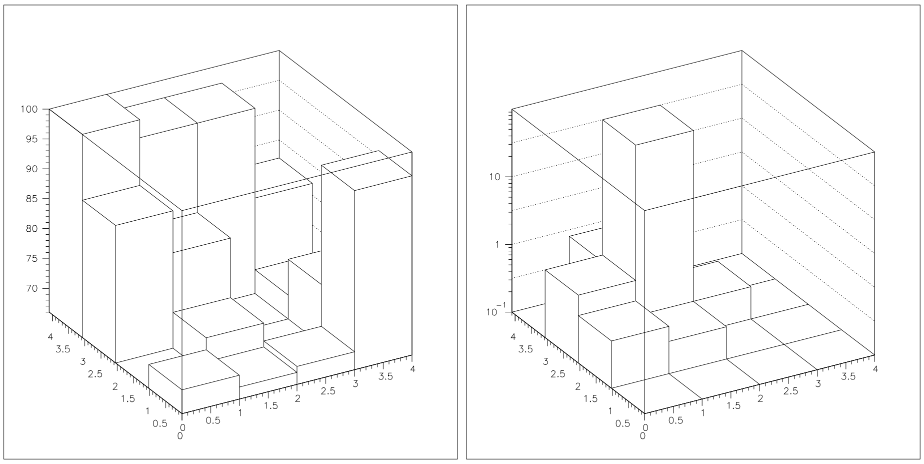


FIG. 2.11 – *Gauche : Uniformité normalisée des pixels de la face d'entrée du photomultiplicateur R7600-M16 - Droite : Diaphonie entre pixels.*

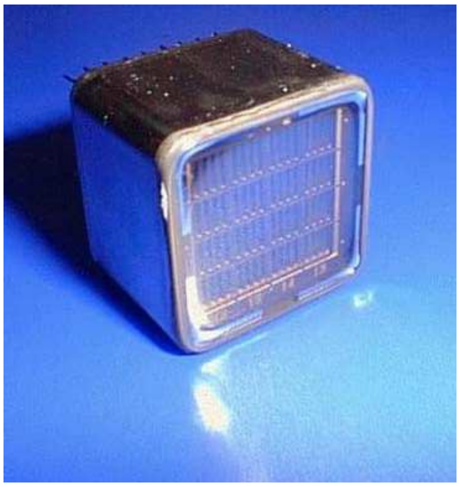


FIG. 2.12 – *Photographie du photomultiplicateur de type M16 utilisé dans le RICH d'AMS-02.*

Paramètre	Description
Réponse spectrale	300 à 650 nm
Longueur d'onde de réponse maximale	420 nm
Composition de la photocathode	Bialkali
Zone minimale effective de la photocathode	17.5×17.5 mm^2
Structure des dynodes	*metal channel*
Nombre d'étages	12
Taille d'anode	4×4 mm^2
Poids	≈ 55 g
Valeur maximale de la haute tension	1000 V

TAB. 2.1 – *Caractéristiques générales du R7600-M16.*

niveau (celle-ci ayant été développée au laboratoire). Dans le cas des tests de courant noir en fonction de la température, cette boîte est remplacée par une enceinte régulée en température. A l'intérieur, se trouve également une source de lumière pulsée. Il s'agit d'une diode photoémissive (LED) bleue commandée par un circuit électronique spécifique déclenché par la carte d'acquisition (trigger). Elle émet des impulsions dans une large bande de fréquence, s'étendant de 450 nm à 600 nm environ. Sa largeur temporelle est inférieure à 10 ns à la base et est de l'ordre de 5 ns à mi-hauteur. La lumière est alors guidée jusqu'aux pixels, individuellement, par un système de fibres optiques. Des filtres étalonnés peuvent, suivant le cas, être intercalés sur le parcours de la lumière. Pour éviter toute destruction du photomultiplicateur en cas d'ouverture intempestive de la boîte, une sécurité directement reliée à l'alimentation haute tension a été ajoutée, assurant l'arrêt immédiat de cette dernière en cas de manipulation par un(e) utilisateur(trice) particulièrement étourdi(e).

La philosophie de la conception de ce banc de tests consiste à pouvoir l'utiliser aussi bien pour l'étude d'un photomultiplicateur unique que pour l'étalonnage des 680 modules de la matrice du RICH, ou encore pour les tests de l'électronique de premier niveau. Il doit donc avoir les qualités d'un banc de tests automatisé tout en gardant une certaine souplesse d'utilisation permettant de nombreuses mesures différentes.

Il comprend un PC équipé d'une interface GPIB et d'un carte numérique d'entrée/sortie. Le module GPIB, couplé à une alimentation et à un multimètre, effectue les mesures et l'enregistrement de la consommation du circuit. La carte d'entrée/sortie (PCI-DIO-32HS développée par National Instrument) est connectée par une carte développée au laboratoire (FEC Testing Board). Une seconde alimentation est reliée à la carte d'acquisition sur laquelle l'électronique de premier niveau est branchée.

Le programme qui pilote le banc de tests est développé en Labview (National Instrument). Il permet l'enregistrement du numéro du circuit, et donc du photomultiplicateur qui lui est associé. Il effectue également le contrôle des modules GPIB, de la carte d'acquisition et commande l'alimentation en haute tension du photodétecteur. Un schéma de principe est présenté sur la figure (2.13).

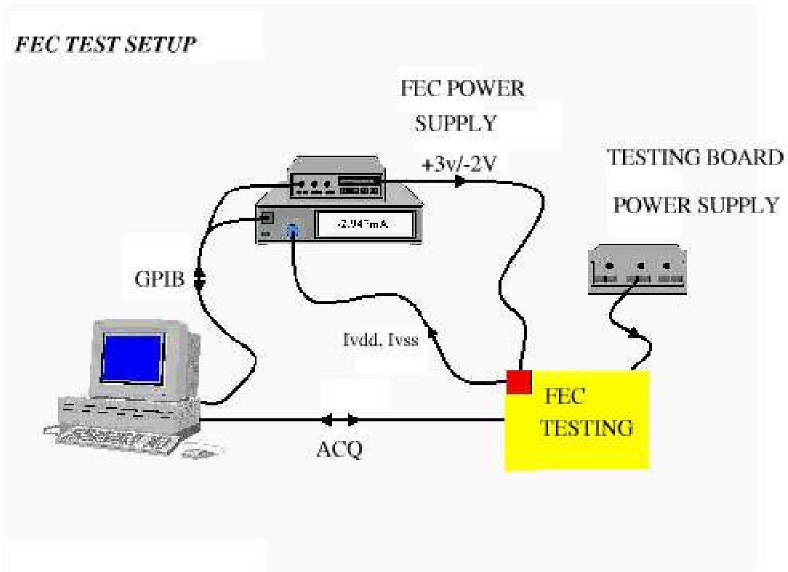


FIG. 2.13 – *Schéma du banc de test développé pour la caractérisation des photomultiplicateurs d'AMS.*

2.3.1 Carte d'acquisition

La carte d'acquisition est pilotée par le PC qui effectue le contrôle du circuit de premier niveau et transfert les valeurs mesurées à la carte d'entrée/sortie. Il est basé sur des EPLDs (famille 7000s et FLEX10k provenant d'ALTERA) qui contrôlent un jeu de fonctions intégrales nécessaires aux diverses parties des tests. Les différents modules de la carte d'acquisition sont :

- ⋆ une ligne à retard programmable utilisée pour décaler l'impulsion de Hold (pour reconstruire l'impulsion après mise en forme)[3]
- ⋆ un convertisseur numérique-analogique (DAC) 8 bits couplé à 4 anodes d'injection de charge (mesures de non linéarité)
- ⋆ une dynode d'injection de charge associée à un DAC à seuil 8 bits (test du signal de *tagging*)
- ⋆ un convertisseur courant-tension (CVC) qui transforme le courant de sortie du circuit de premier niveau
- ⋆ un convertisseur analogique-numérique (ADC) 12 bits.
- ⋆ une mémoire tampon (FIFO) pour stocker les données avant l'acquisition.

Le circuit EPLD, correspondant à 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 l'acquisition des données. Le module de contrôle de premier niveau est déclenché par le module PC&PCI et génère les signaux nécessaires au circuit testé, à la ligne à retard, à l'ADC, etc. Un autre EPLD est mis en œuvre sur le parcours des données. Il permet aux données de l'ADC d'être directement écrites dans la mémoire FIFO ou de fournir une valeur moyenne calculée.

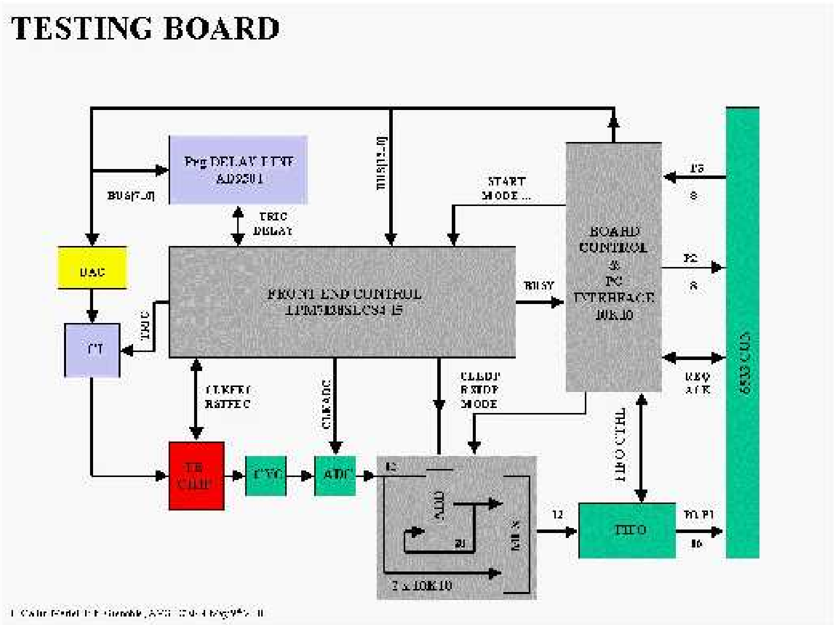


FIG. 2.14 – *Principe de fonctionnement de la carte électronique de tests.*

[3] Ces signaux seront détaillés dans le chapitre *"Circuit électronique de premier niveau de lecture des photomultiplicateurs"*

2.3.2 L'interface utilisateur

Le banc de test est piloté par un PC programmé en LabView. Il comprend un module GPIB dédié aux mesures de la puissance consommée et une carte numérique d'entrée/sortie à haut débit qui effectue l'acquisition des données. Le logiciel LabView contrôle la carte d'acquisition pour exécuter le test complet du circuit. Ce programme visualise différentes caractéristiques dans le but de vérifier, en ligne, son fonctionnement global. D'autre part, le logiciel d'acquisition de données génère également un fichier pour chaque élément mesuré, permettant une analyse complète ultérieure des paramètres testés pour l'ensemble des voies de sortie du circuit.

Les sections suivantes présentent les différentes mesures réalisées sur les photomultilicateurs. Sur l'ensemble des figures de ce chapitre, les erreurs ne figurent pas. En effet, nous avons systématiquement fait en sorte que le temps d'acquisition soit suffisant pour rendre les incertitudes statistiques négligeables. Toutes les systématiques envisagées ont été écartées sauf lorsqu'il sera donné une indication contraire (lorsque, par exemple, des démarches différentes ont conduit à des résultats différents). Cela ne signifie bien sûr pas qu'il n'y a aucune erreur dans les figures qui n'en font pas mention, mais simplement que celles-ci ne sont ni statistiques, ni de nature à dénaturer la conclusion.

2.4 Choix du pont diviseur

2.4.1 Définition de l'amplification

Par définition, l'amplification, ou gain, G d'un photomultiplicateur est égale au rapport du courant collecté à l'anode du tube à celui délivré par la photocathode de celui-ci :

$$G = \frac{I_a}{I_k} \tag{2.1}$$

où I_a et I_k sont respectivement le courant d'anode et le courant de la photocathode.
En tenant compte des différents étages du photomultiplicateur, on peut exprimer son gain sous la forme :

$$G = \eta(k_1\eta_1)(k_2\eta_2)...(k_N\eta_N) = \eta\prod_{i=1}^{N} k_i\eta_i = \eta\prod_{i=1}^{N} g_i \tag{2.2}$$

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 l'on suppose que l'efficacité de collection de tous les étages est proche de 100%, et 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 $g_i = \alpha' v_i \beta'$ où α' est une constante de proportionnalité et v_i la tension appliquée entre les dynodes de rang $i-1$ et celle de rang i, on peut en déduire le gain du photomultiplicateur :

$$G = \eta\prod_{i=1}^{N} (\alpha' v_i \beta') \,. \tag{2.3}$$

La tension totale V appliquée entre la photocathode et l'anode est répartie entre les différentes dynodes au moyen d'un pont diviseur couplé au tube. Cette répartition est fonction des résistances utilisées dans le pont diviseur. Il est d'usage d'exprimer cette répartition en considérant unitaire 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.* $v_i = V/r_i$, le gain G peut alors s'écrire sous la forme :

$$G = \eta {\alpha'}^N \left[\prod_{i=1}^{N} \left(\frac{1}{r_i^{\beta'}} \right) \right] V^{\beta' N} = \alpha V^{\beta}. \tag{2.4}$$

Pour caractériser l'amplification du photomultiplicateur, et donc mesurer la dépendance du gain en fonction de la haute tension appliquée, les paramètres α et β sont ainsi nécessaires et suffisants. Ce point sera repris dans la section 2.10 concernant la caractérisation des 680 photomultiplicateurs du RICH.

2.4.2 Choix de la répartition du pont diviseur

Différentes répartitions de tensions à appliquer sur les électrodes peuvent être considérées :

- la répartition de type *linéaire* dans laquelle toutes les tensions appliquées entre les dynodes sont égales. Elle permet d'obtenir le gain maximal pour une haute tension d'alimentation donnée.
- la répartition de type *progressive* dans laquelle les tensions interdynodes vont en augmentant progressivement dans le sens cathode-anode, jusqu'à être dans les derniers étages aussi élevées que 8 V_d ou 10 V_d. Cette répartition permet d'obtenir une bonne linéarité et des valeurs crêtes d'impulsion de courant anodique de plusieurs centaines de milliampères. Le gain, en revanche, est fortement diminué comparé à celui obtenu en répartition de type linéaire.
- la répartition *progressive tronquée* qui n'est progressive que dans les derniers étages. Elle permet d'obtenir, comme avec la répartition linéaire, de bonnes caractéristiques temporelles (tension suffisamment élevée aux bornes des premiers étages) et cela avec un gain et une linéarité impulsionnelle satisfaisants.

Il existe, par ailleurs, d'autres types de répartitions dans lesquelles la tension cathode-première dynode est majorée par rapport à celle de type linéaire, afin d'assurer une bonne collection des électrons émis, même lorsque le photomultiplicateur fonctionne à faible tension.

La répartition choisie pour les photomultiplicateurs du RICH est hybride. Les contraintes sont en effet multiples. Ils doivent posséder une bonne linéarité, avec une grande efficacité de collection sur les premiers étages, le tout en gardant d'excellentes caractéristiques temporelles. Après discussions avec le constructeur et à l'issue de différentes mesures comparatives, la répartition retenue, sur des bases purement empiriques, a été la suivante : 2.4-2.4-1.-1.-1.-1.-1.-1.-1.-1.-1.2-2.4-2.4. Le dessin technique du câblage est présentée sur la figure (2.15). Les valeurs des résistances utilisées sont connues à 1% près, correspondant à la précision maximale que l'on peut atteindre avec ce type de composants[4]. Cette répartition présente l'avantage de constituer le meilleur compromis : elle préserve une résolution du simple photoélectron qui n'entache pas la précision de la mesure du gain, tire parti du nombre élevé d'étages et autorise une linéarité compatible avec les exigences physiques (cf. paragraphe 2.6).

2.4.3 Choix de l'impédance totale

La valeur de la somme totale des résistances est motivée par les restrictions drastiques sur la consommation électrique inhérentes aux expériences spatiales. Le photomultiplicateur agissant comme un générateur de courant, pour une tension V fixée, la puissance dissipée par effet Joule s'écrit simplement : $P = V^2/R$, où R est la somme des résistances constituant le pont. La démarche consiste bien sûr à augmenter au maximum cette résistance totale, tout en gardant la répartition précédente et bien entendu en conservant les qualités de réponse du détecteur. Plusieurs combinaisons ont alors été réalisées puis testées, et enfin comparées. Il s'est avéré que l'augmentation substantielle de R ne réduisait pas de façon rédhibitoire les qualités de réponse.

[4]Cette incertitude de 1% prend également en compte les effets de la température

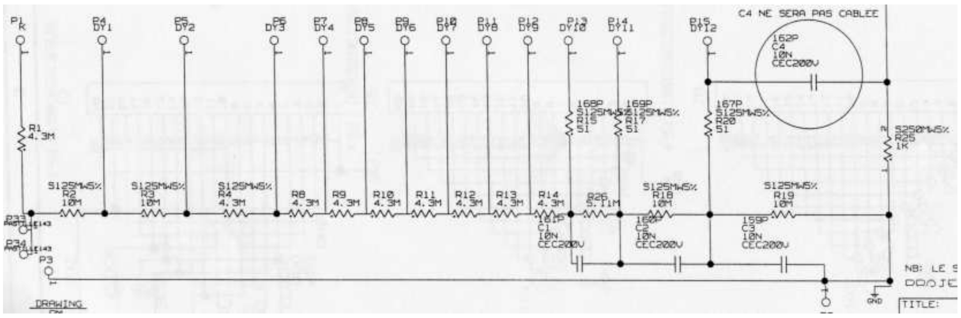


FIG. 2.15 – *Schéma technique du câblage du pont diviseur de haute tension équipant le photomultiplicateur R7600-M16.*

La figure (2.16) compare la linéarité (dont le principe de mesure et la forme globale seront explicités dans la section 2.6) entre deux ponts dont la somme des résistances étaient pour l'un de 6.6 MΩ et pour l'autre de 80 MΩ.

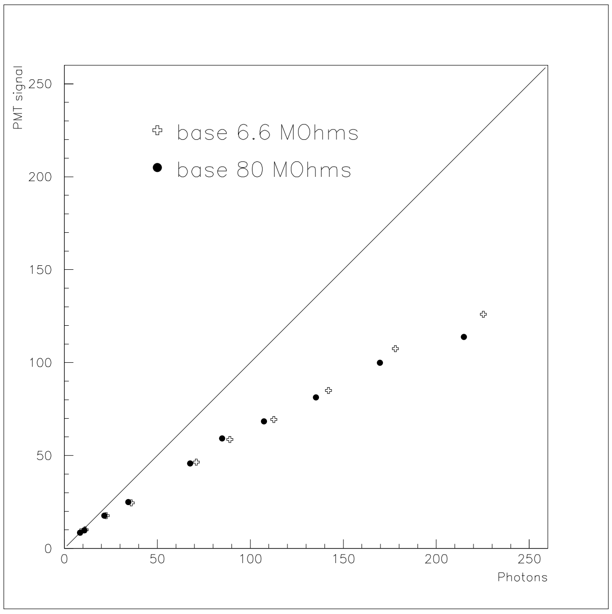


FIG. 2.16 – *Comparaison des mesures de linéarité pour un photomultiplicateur équipé de 2 ponts diviseurs différents. Cercle pleins : la somme des résistances du pont est égale à 80* MΩ*; croix ouvertes : la somme des résistances du pont est égale à 6.6* MΩ*. La ligne droite indique le comportement idéal (purement linéaire).*

Il est donc clair d'après ces mesures que le fait d'avoir une impédance élevée ne dégrade pratiquement pas la linéarité. Des expériences complémentaires ont également montré que la résolution du photoélectron unique n'était pas non plus affectée. Cette valeur ne peut malheureusement par être arbitrairement augmentée car le courant continu I_p circulant dans le pont pour une haute tension donnée doit être tel que le courant moyen d'anode I_a reste très inférieur à celui-ci. Cela est nécessaire pour rendre négligeables les variations de tension aux bornes des étages du tube en fonction du courant d'anode et conserver ainsi une bonne linéarité quelque soit le régime de fonctionnement du photomultiplicateur. Pratiquement, il est conseillé de fixer le courant de pont à une valeur au moins 100 fois supérieure à celle du courant d'anode. Dans notre cas, sous une tension de 800 V et avec une résistance totale de 80 MΩ, le courant de pont est égal à 10^{-5} A. Il faut donc que le courant d'anode soit inférieure à 10^{-7} A. Si l'on considère que sous cette tension d'alimentation, le gain est de l'ordre de $G = 10^6$, le courant d'anode est donné par $I_a = n_{\gamma e} \cdot G \cdot e$, où e est la charge élémentaire de l'électron et $n_{\gamma e}$ est le nombre de photoélectrons émis par seconde. Il apparaît alors que ce dernier doit être inférieur à 600000 environ pour un photomultiplicateur donné, ce qui est effectivement très au-dessus de la valeur attendue dans le RICH d'AMS-02 puisque qu'il correspondrait, à la fréquence de déclenchement réelle ($\approx 1 - 2$ kHz), à des noyaux de fer suivant tous exactement les mêmes trajectoires. D'autre part, de façon plus pragmatique, il n'existe pas sur le marché de résistances de valeurs plus élevées satisfaisant les contraintes spatiales dans un volume compatible avec la topologie du circuit. De plus, il n'y a que peu de choix dans le détail des valeurs proposées. Il faut donc combiner les résistances effectivement disponibles avec la répartition souhaitée, ce qui limite fortement les possibilités d'agencement et de création de ponts avec une impédance éventuellement plus élevée ou légèrement différente.

2.5 Réponse du photomultiplicateur en champ magnétique

Du fait même de leur constitution, les photomultiplicateurs sont inévitablement sensibles au champ magnétique. Cependant, certaines configurations peuvent les rendre naturellement moins vulnérables, c'est le cas de la structure compacte du R7600-M16[5]. Néanmoins, il est nécessaire d'associer aux tubes un blindage magnétique. Au sein du détecteur RICH, l'aimant supra-conducteur va générer un champ dont l'intensité peut atteindre des valeurs typiques de l'ordre de 300 Gauss au niveau du plan de photodétection. Pour vérifier la tenue au champ magnétique de ce type de photomultiplicateurs, plusieurs séries de mesures sous diverses orientations de champ ont été réalisées. Le but de cette expérience est de vérifier l'efficacité du blindage mais également d'orienter correctement les photomultiplicateurs dans la matrice pour les exposer à la direction de champ à laquelle ils sont le moins sensibles.

2.5.1 Présentation du montage

La réponse en champ magnétique a été étudiée avec le banc de tests développé au laboratoire pour l'étalonnage des photomultiplicateurs et présenté dans la section 2.3. Le tube est placé à l'intérieur d'une boîte noire et surmonté d'un ensemble de fibres optiques délivrant sur chaque pixel la lumière fournie par une LED. Il est entouré par un blindage composé de mu-métal d'épaisseur 1 mm.
Le champ magnétique est délivré par différentes bobines étalonnées grâce à une sonde à effet Hall. Cet étalonnage s'est avéré délicat, et ceci pour plusieurs raisons. En premier lieu, le champ est très inhomogène au sein même de la bobine. Un système de mesure du positionnement du photomultiplicateur a permis de définir très précisément le volume qu'occuperait ce dernier et la sonde à effet Hall a donc été située à l'intérieur de celui-ci. D'autre part, afin d'estimer l'erreur commise sur cette mesure, un second étalonnage a été effectué à l'aide d'une deuxième sonde à effet Hall donnant des résultats légèrement inférieurs à la précédente. L'incertitude dans la relation liant le courant appliqué à la bobine au champ magnétique résultant est de l'ordre de 20%. Elle ne peut donc pas être négligée et doit donc être prise en compte sur l'estimation de l'intensité du champ. Enfin, les variations de température due à l'application d'un courant assez élevé (jusqu'à 7 A) dans les bobines, ainsi que les phénomènes d'hystérésis, ont été contrôlés.
L'électronique de premier niveau utilisée pour ces tests est celle qui équipera le détecteur final. Le système d'acquisition est piloté par le programme LabView décrit dans la section 2.3.
Une vue schématique du banc de tests est présenté sur la figure (2.17).

Le schéma (2.18) définit les différentes orientations du champ, l'important étant de les repérer par rapport au flexible supportant l'électronique pour permettre de positionner ensuite les modules dans la matrice suivant la géométrie la moins sensible.

[5]Une estimation grossière du rayon de Larmor (décrivant la courbure des électrons dans le champ magnétique) en supposant une propagation rectiligne à l'intérieur du tube montre que ce rayon est supérieur, d'un facteur 3 environ, à l'espace inter-dynodes.

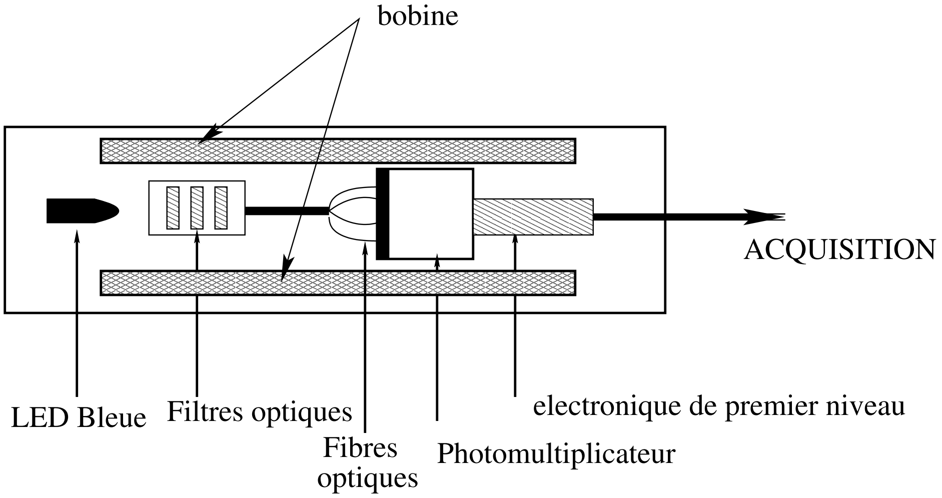


FIG. 2.17 – *Schéma du banc de tests pour les mesures en champ magnétique.*

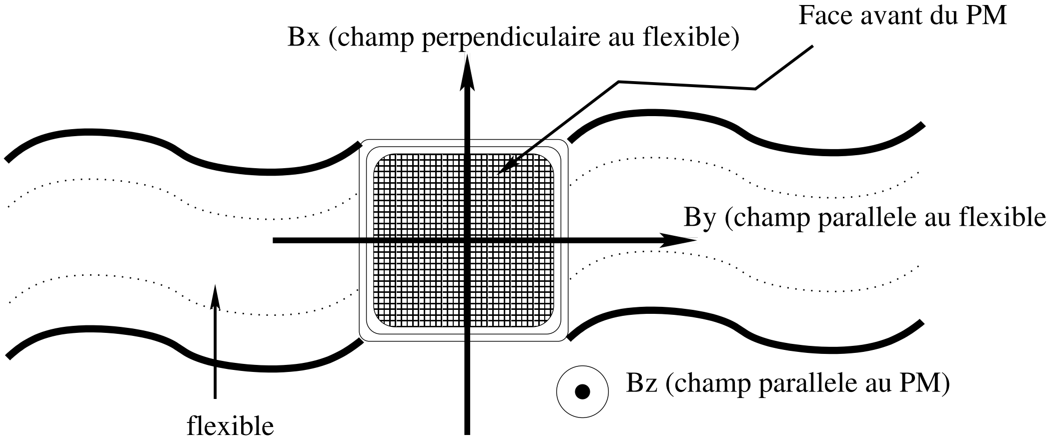


FIG. 2.18 – *Définition de l'orientation du champ par rapport au flexible supportant l'électronique de premier niveau.*

2.5.2 Comportement sous l'effet du champ magnétique

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 $R = \frac{Q_B}{Q_{B_0}} \times 100$ où B_0 se réfère, en toute rigueur, au champ magnétique terrestre. L'intensité de la LED est fixée de telle manière que le photomultiplicateur opère à une dizaine de photoélectrons environ : c'est suffisant pour que le signal soit gaussien et assez bas pour être dans la zone de linéarité du détecteur. Les valeurs de Q_B et Q_{B_0} sont simplement obtenues par ajustement de gaussiennes et soustraction du piédestal électronique sur les mesures de l'ADC.
La première série de mesures a démontré que le champ parallèle à l'axe du photomultiplicateur avait un effet négligeable sur celui-ci (perte relative de gain inférieure à 5% sous une induction de 300 Gauss). En effet, les lignes de champ sont facilement guidées à l'intérieur du mu-métal et n'affectent donc pas le détecteur. En ce qui concerne les deux autres directions, transversales au photomultiplicateur, les résultats de la figure (2.19) montrent qu'il existe un axe privilégié (correspondant à un champ parallèle à l'axe du

flexible) pour lequel l'influence du champ reste acceptable (perte relative de gain inférieure à 20% sous une induction de 300 Gauss).

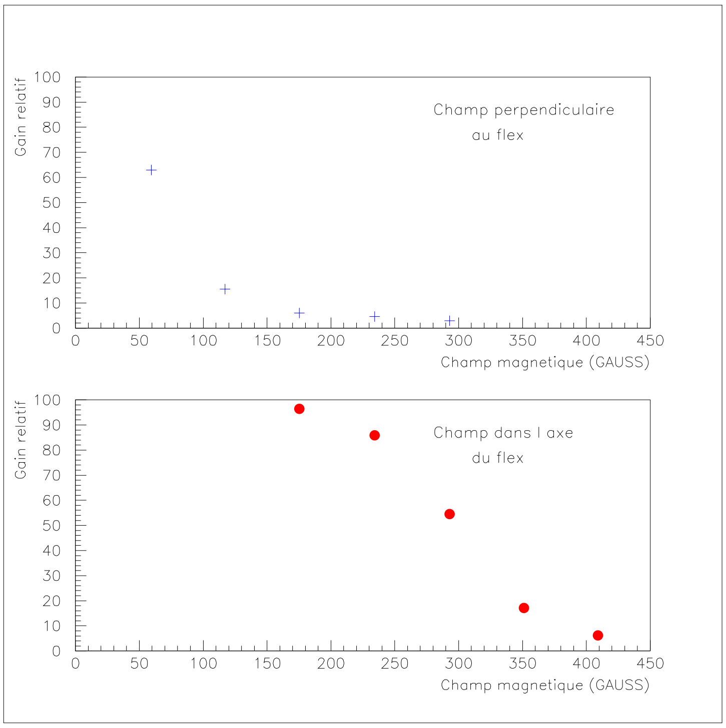


FIG. 2.19 – *Effet du champ magnétique sur le gain relatif du photomultiplicateur dans les deux directions transverses au photomultiplicateur.*

Il est très difficile de déterminer *a priori* quel sera le comportement du photomultiplicateur soumis à un champ magnétique, le déplacement des électrons à l'intérieur du tube étant complexe. Cependant, lorsqu'il est dirigé selon l'axe du flexible, les lignes sont perpendiculaires aux dynodes, perturbant moins le mouvement des électrons comme le montre la figure précédente. Ainsi, les photomultiplicateurs doivent être orientés de telle manière que la composante majoritaire du champ magnétique régnant au niveau du RICH soit, ou bien dans la direction du photomultiplicateur, ou bien parallèle au support flexible de l'électronique.

2.5.3 Conséquences sur le RICH

La figure (2.20) présente les différents secteurs de la matrice du RICH d'AMS-02, repérés par des lettres de A à H.

Dans chacun de ces secteurs il est nécessaire de définir l'orientation des photomultiplicateurs pour qu'ils subissent le moins possible les effets du champ magnétique. A l'aide d'une simulation du champ généré par la présence de l'aimant supra-conducteur [41], il est possible de déterminer la direction prépondérante et son intensité dans chacun de ces secteurs. Ces valeurs sont résumées dans le tableau (2.2). Il faut donc agencer les photomultiplicateurs suivant leur axe le moins sensible dans les différentes régions de la matrice du RICH. Le schéma (2.21) indique les deux orientations possibles, les tiges entre les photodétecteurs représentent le support de la matrice.

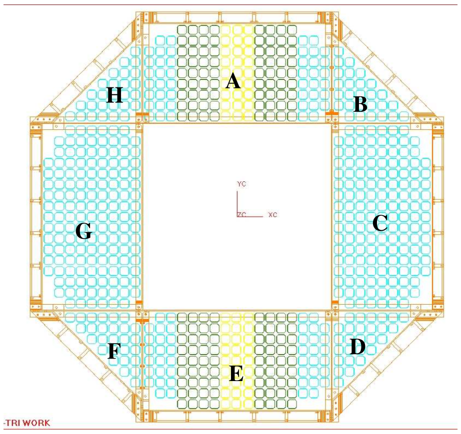


FIG. 2.20 – *Schéma de la matrice de détection du RICH d'AMS-02 faisant apparaître les différents secteurs.*

Zone	Composante prépondérante	Gamme d'amplitude (Gauss)	Gamme d'amplitude (Gauss)	Gamme d'amplitude (Gauss)
A	B_x	$8 < \|B_x\| < 272$	$3 < \|B_y\| < 36$	$83 < \|B_z\| < 206$
B	B_z	$4 < \|B_x\| < 171$	$0 < \|B_y\| < 38$	$219 < \|B_z\| < 250$
C	B_z	$1 < \|B_x\| < 63$	$0 < \|B_y\| < 25$	$244 < \|B_z\| < 272$
D	B_z	$4 < \|B_x\| < 171$	$0 < \|B_y\| < 38$	$206 < \|B_z\| < 240$
E	B_x	$8 < \|B_x\| < 272$	$3 < \|B_y\| < 36$	$83 < \|B_z\| < 206$
F	B_z	$4 < \|B_x\| < 171$	$0 < \|B_y\| < 38$	$219 < \|B_z\| < 250$
G	B_z	$1 < \|B_x\| < 63$	$0 < \|B_y\| < 25$	$206 < \|B_z\| < 240$
H	B_z	$4 < \|B_x\| < 171$	$0 < \|B_y\| < 38$	$219 < \|B_z\| < 250$

TAB. 2.2 – *Composantes principales du champ magnétique régnant dans chaque secteur de la matrice du RICH d'AMS-02.*

En ce qui concerne les régions A et E où le champ est majoritairement transverse, les photomultiplicateurs doivent impérativement être agencés suivant l'orientation 2. Dans le cas des secteurs C et G, le champ étant suivant l'axe z des photodétecteurs, l'orientation n'a pas vraiment d'importance en ce qui concerne le signal de sortie. Cependant, il est plus naturel du point de vue de la connexion des câbles d'alimentation et du transport des signaux de les installer suivant l'orientation 1, c'est donc celle-ci qui a été choisie.
Pour les *"coins"* de la matrice (secteurs B, D, F et H), on est dans un cas similaire au précédent, et pour les mêmes raisons, l'orientation 2 a été décidée pour D et H, et l'orientation 1 pour B et F.

Le tableau (2.3) résume les orientations choisies dans les différents secteurs.

	Orientation 1	Orientation2
Zone	A D E H	B C F G

TAB. 2.3 – *Orientations choisies pour les photomultiplicateurs dans les différentes parties de la matrice du RICH d'AMS-02.*

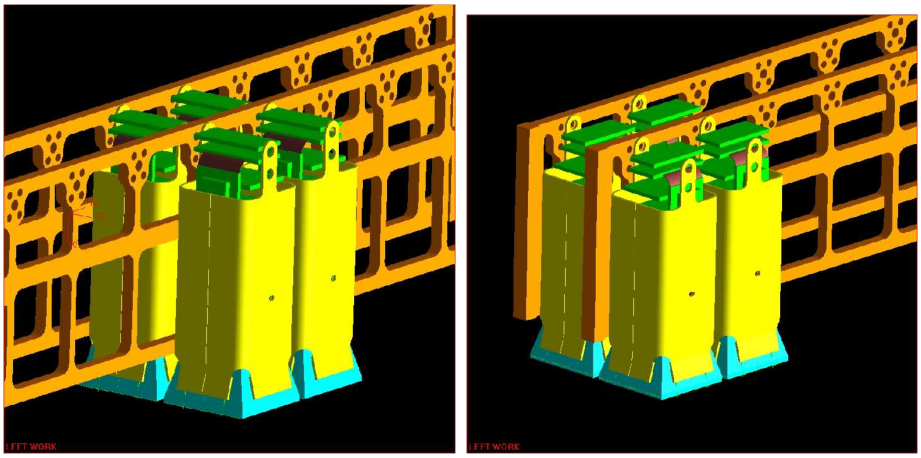


FIG. 2.21 – *Définition des deux orientations possibles par rapport à la structure de la matrice pour les photomultiplicateurs du RICH d'AMS-02. Gauche : orientation 1 ; Droite : orientation 2.*

Ces conclusions sont importantes car elles imposent une redéfinition de l'architecture des flexibles et des câbles reliant les circuits associés aux photomultiplicateurs aux modules de haute tension et aux cartes électroniques. La nouvelle version est nettement plus complexe du point de vue topologique mais cette étude montre qu'elle est indispensable pour assurer une immunité raisonnable au champ magnétique.

2.5.4 Etude de l'effet du champ magnétique : gain ou efficacité quantique ?

Puisque la répartition choisie pour le pont diviseur (voir section 2.4) rend le champ électrique plus intense entre la photocathode et la première dynode, on pourrait espérer que l'efficacité quantique[6] (largement dictée par la probabilité d'arracher l'électron à la photocathode) soit, dans une certaine mesure, insensible au champ magnétique. Ceci aurait pour conséquence d'autoriser une correction de la perte de gain par simple augmentation de la haute tension appliquée, sans aucune perte d'informations. Malheureusement, les mesures présentées ci-après montrent que ce n'est pas le cas.
Le principe de la mesure est le suivant : le photomultiplicateur a été tout d'abord éclairé pour obtenir en sortie un signal d'une dizaine de photoélectrons environ. Un champ magnétique a ensuite été appliqué à l'aide d'une bobine de telle sorte que l'on constate une diminution de ce signal (qui correspond donc au produit : gain $\times$ efficacité quantique) de 20% (correspondant à environ l'intensité du champ attendu dans AMS). Le champ magnétique a ensuite été stoppé et la haute tension a été diminuée pour obtenir les mêmes 20% de diminution, correspondant strictement au même signal que par l'action du champ magnétique. Mais, dans ce deuxième cas, seul le gain varie et pas l'efficacité quantique.
Enfin, nous avons diminué la quantité de lumière dans les deux cas de la même quantité et comparé les spectres de photoélectron unique. Si le champ magnétique n'affectait que le gain, ils devraient être similaires et le nombre de coups présents dans chaque spectre devrait être identique à celui obtenu avant application du champ. Or, comme on peut le voir sur la figure (2.22), ce n'est pas le cas. Sur cet histogramme, en trait plein, figure le résultat lié à l'effet de la haute tension, et en pointillé l'effet du champ magnétique. La déformation de ce dernier prouve sans ambiguïté une modification substantielle de l'efficacité quantique par le champ.
Cette étude a pour intérêt de montrer que la correction du champ magnétique par une simple augmentation de la haute tension pour rétablir le gain initial n'est pas réalisable et que la présence d'un blindage efficace est impérative.

[6]Strictement parlant, l'efficacité quantique dont il est question ici correspond en fait au produit de l'efficacité quantique par l'efficacité de collection

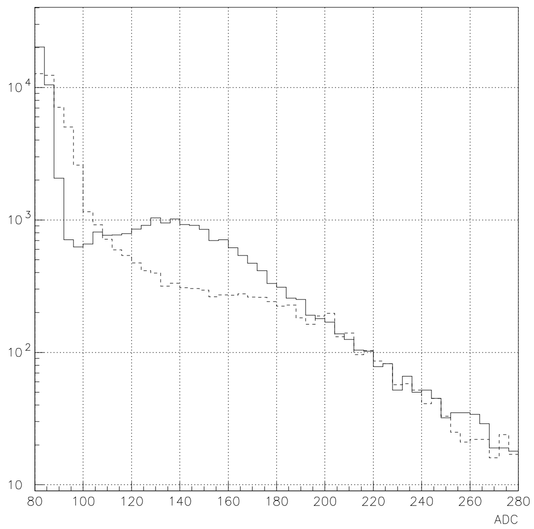


FIG. 2.22 – *Comparaison de la réponse du photomultiplicateur à une baisse de la haute tension d'alimentation (⇝ baisse du gain) en traits pleins et à une augmentation du champ magnétique (⇝ baisse du gain × efficacité quantique) en traits pointillés.*

2.6 Etude de la linéarité du photomultiplicateur

L'émission photoélectrique et l'amplification des électrons permettent d'établir une loi de proportionnalité entre le nombre de photons incidents et le nombre d'électrons recueillis à l'anode du photomultiplicateur. Cependant, cette loi ne se vérifie que dans un certain domaine de valeurs possibles du flux de photons incidents. Dans le cas du RICH, on rappelle que les simulations montrent qu'un signal s'étendant de 1 à une centaine de photoélectrons est attendu. Il est donc nécessaire de connaître et d'estimer dans cette gamme, compte tenu du gain (et donc de la haute tension appliquée) choisi, le comportement du signal de sortie par rapport au signal incident. Certaines précautions ont déjà été prises lors de la conception du pont diviseur, puisque les tensions au niveau des premiers et derniers étages ont été favorisées, limitant les zones de charge d'espace. Par ailleurs, le courant de pont est assuré de toujours rester nettement supérieur au courant anodique, limitant l'effet d'empilement.
Cependant, la photocathode est une surface semiconductrice constituant une des électrodes de l'optique d'entrée. Sa géométrie a été optimisée à la conception de façon que les photoélectrons atteignent la surface utile de la première dynode. Mais si le courant émis est trop important, il est possible que l'efficacité de collection varie compte-tenu de sa résistivité surfacique, induisant des défauts de linéarité (même si l'effet attendu est faible compte tenu du choix des tension inter-dynodes dans les premiers étages).

2.6.1 Principe de la mesure

Pour déterminer la linéarité du R7600-M16, nous avons eu recours à des filtres optiques étalonnés. Le principe de la mesure utilise un banc de test proche de celui présenté dans la section 2.3 : le photomultiplicateur, placé dans une boîte étanche à la lumière, est illuminé par une LED bleue pulsée. Entre la LED et le détecteur, sont placés des filtres optiques dont le coefficient d'atténuation est connu et a été vérifié (voir paragraphe suivant). A l'aide d'un ADC, le signal issu du photomultiplicateur est visualisé sur un PC au moyen d'une carte d'acquisition. Le point de référence se situe à environ 10 photoélectrons. Ce signal est suffisamment petit pour s'assurer que le photomultiplicateur est encore dans la zone de linéarité et suffisamment élevé pour que le signal de sortie soit gaussien et permette donc un ajustement précis. Les filtres sont progressivement enlevés, diminuant peu à peu l'atténuation initiale et permettant de parcourir l'ensemble de la dynamique attendue dans le RICH d'AMS.

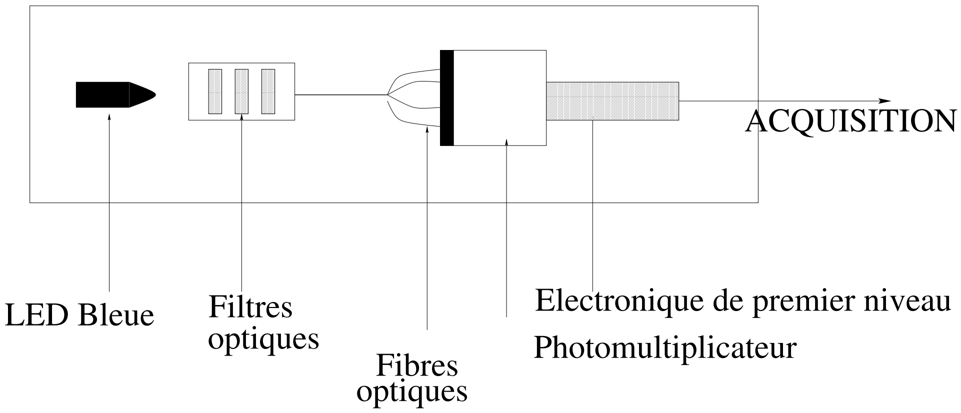


FIG. 2.23 – *Schéma du banc de test pour les mesures de linéarité.*

Les mesures de linéarité sont délicates à mettre en œuvre, de nombreuses sources d'incertitudes, qu'il est nécessaire de déjouer autant que faire se peut, pouvant générer des biais importants. Si l'on décompose le système de mesure en trois parties, il contient :
- le photomultiplicateur
- les filtres optiques servant de référence dans la division du signal incident
- l'électronique de lecture couplée à l'acquisition, constituant la chaîne de mesure.

Il convient donc de s'assurer de la linéarité des deux derniers éléments, de façon indépendante les uns des autres, pour ne pas générer de biais dans les résultats concernant le photomultiplicateur.

2.6.2 Linéarité de la chaîne de mesure

La linéarité de la chaîne de mesures a été vérifiée par un procédé consistant à injecter une charge simulant la réponse du photomultiplicateur dans l'électronique de premier niveau. La quantité de charges injectée peut être modifiée à l'aide d'un atténuateur en décibels composé d'une succession de résistances. La linéarité de ce dernier sur la gamme de charge à couvrir a également été vérifiée lors d'une expérience préalable. Le résultat de cette étude est présentée sur la figure (2.24). La gamme de charge explorée s'étend de 0 à 22 pC. Si l'on suppose un gain moyen de 10^6, cette charge maximale de 22 pC correspond à environ 140 photoélectrons. L'étendue du signal attendu pour le RICH a donc été couverte et l'électronique ne présente pas de non-linéarité mesurable. Elle peut donc être utilisée en confiance (ainsi que la banc de test associé puisqu'il sera également mis à contribution pour les test finaux).

2.6.3 Filtres optiques

Les filtres optiques utilisés, présentés sur la photographie (2.25), ont une bande spectrale d'application particulièrement étendue, puisqu'elle s'étend de 200 à 2000 nm environ. Ils sont fabriqués à partir d'un substrat de silice fondue et sont recouverts sous vide par une mince couche métallique, l'épaisseur de cette couche déterminant la densité optique. Bien qu'elle soit étalonnée par le constructeur, la transmission du jeu des différents filtres en notre possession a été vérifiée au laboratoire.
Le principe de la mesure est le suivant : nous avons éclairé en lumière continue un photomultiplicateur très linéaire (type Philips XP2020Q) via chacun des filtres et comparé la valeur relative du gain en sortie par rapport à celle obtenue sans filtres. Le fait d'utiliser un source de lumière continue (ou plutôt aléatoire) garantit la linéarité de la réponse du détecteur puisque c'est lors des signaux impulsionnels

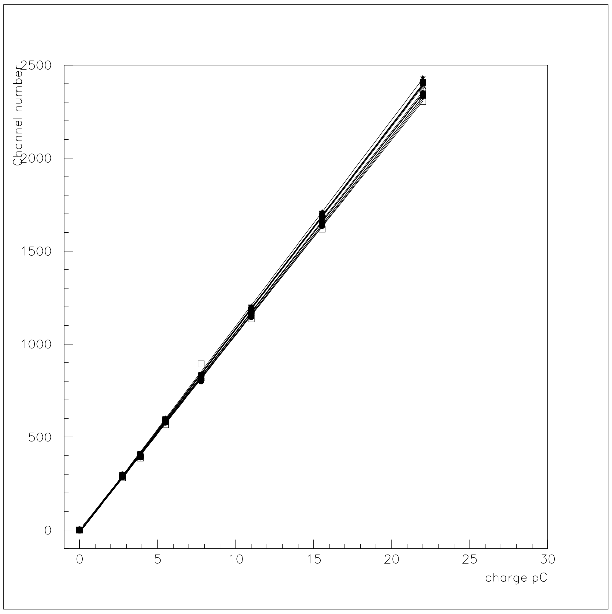


FIG. 2.24 – *Linéarité de l'électronique, chaque courbe correspond à une voie de l'ASIC.*

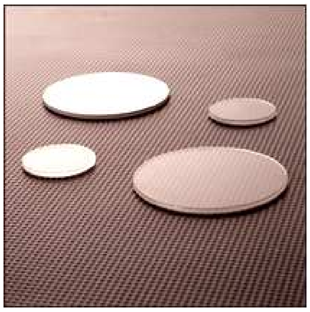


FIG. 2.25 – *Filtres optiques utilisés.*

que les effets de charge d'espace se manifestent : dans cette situation, le tube ne délivre jamais plus d'un photoélectron à un instant donné. La mesure ne peut plus alors être faite avec un ADC mais doit être menée à l'aide d'un nanoampèremètre qui mesure le courant délivré. De façon à satisfaire la condition d'un courant d'anode très inférieur au courant de pont, le premier doit être particulièrement faible. Cela présente des difficultés pour une mesure en continu dans la mesure où les photoélectrons peuvent être très distants (temporellement) les uns des autres. Un montage électronique intégrateur à bas bruit a donc été développé et placé en amont de l'ampèremètre.
Différentes combinaisons, mettant en jeu plusieurs filtres correspondant à la même atténuation optique, ont par ailleurs été testées pour vérifier qu'il n'existe pas de biais lié à des réflexions parasites.
Les résultats présentés sur la figure (2.26) ne montrent qu'un écart négligeable entre les valeurs des coefficients de transmission fournies par le constructeur et nos mesures.

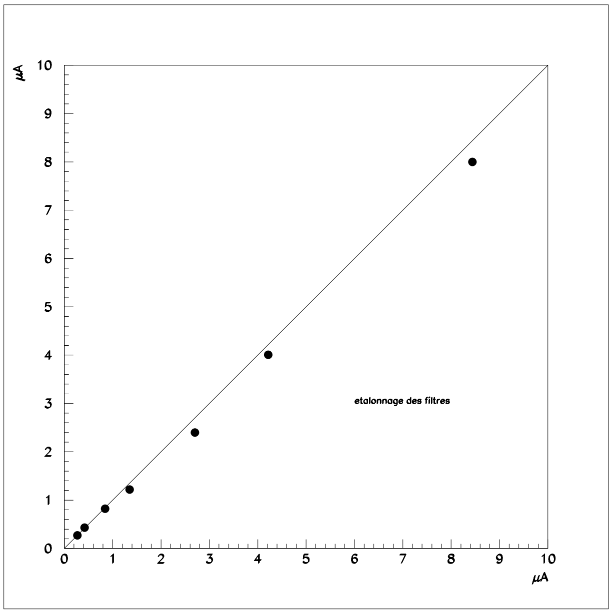


FIG. 2.26 – *Comparaison des valeurs de transmission théoriques des filtres avec celles mesurées au laboratoire.*

Ces filtres peuvent donc être utilisés en confiance.

2.6.4 Résultats des tests de linéarité

Les résultats des tests de linéarité sont présentés sur la figure (2.27). Le photomultiplicateur présente une non-linéarité importante sur la dynamique attendue dans le RICH. Le point fondamental est néanmoins que ce comportement est similaire pour l'ensemble des pixels d'un même photodétecteur. Pour prendre en compte ce phénomène, il sera donc nécessaire d'avoir un étalonnage précis, pour appliquer ensuite une correction au signal reçu, mais une mesure individuelle n'est pas requise.
On peut également noter que l'hypothèse selon laquelle le point de référence, autour de $10\gamma_e$, serait trop haut et le détecteur déjà non-linéaire à ce niveau a été écartée en reproduisant ces résultats à partir d'une normalisation plus basse, nécessitant un ajustement poissonnien et non plus simplement gaussien.

2.6.5 Complément : Effet de la largeur temporelle de l'impulsion de lumière

Dans le but de vérifier la cohérence de nos résultats, il a été décidé de faire une détermination supplémentaire de la linéarité du photomultiplicateur dans des conditions similaires mais avec une impulsion lumineuse plus large. Les photoélectrons étant émis pendant une durée plus grande, le courant anodique instantané diminue par rapport au courant de pont. Les résultats de cette étude menée avec une impulsion lumineuse de 50 ns sont présentés sur la figure (2.28).

Il apparaît donc clairement que l'effet de non-linéarité est moindre dans le cas d'une impulsion plus large, comme on pouvait s'y attendre. Au delà de la vérification de la cohérence des résultats, il en résulte donc que la durée de l'impulsion lumineuse est un paramètre critique vis à vis de la linéarité. Or, dans le cas d'une émission Čerenkov, l'ensemble des photons est produit en un temps extrêmement bref (très inférieur à la nanoseconde). Des émissions aussi rapides ne peuvent pas être reproduites avec l'instrumentation disponible au laboratoire. Cette étude de non-linéarité devra donc être poursuivie dans les cas concrets d'étude d'émission Čerenkov réelle. Des mesures de ce type ont été réalisées sur le prototype de deuxième génération (auquel le chapitre *"Etude expérimentale du prototype de deuxième génération du RICH d'AMS"* est consacré) au cours de tests en faisceau. L'analyse reste néanmoins

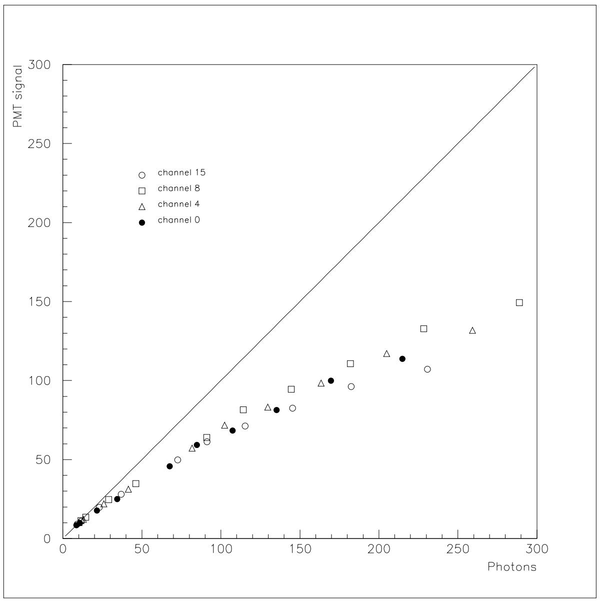


FIG. 2.27 – *Résultats des tests de linéarité d'un photomultiplicateur R7600-M16. Figurent les réponses de 4 pixels différents d'un même photomultiplicateur. La ligne droite correspond au cas idéal (linéarité parfaite).*

délicate à cause de la difficulté de connaître précisément les flux incidents avant de pouvoir en déduire une possible atténuation liée à cet effet. En particulier, la comparaison de la mesure de la charge obtenue avec le RICH et avec les scintillateurs pourrait être fructueuse mais se révèle très délicate à cause de la très grande non-linéarité (quenching) intrinsèque des scintillateurs. L'analyse des données est en cours.

2.6.6 Simulation de la non linéarité pour l'identification en charge

Les mesures mettant en évidence l'existence d'une importante non-linéarité, il convient d'en évaluer l'influence sur la résolution physique du détecteur. Pour ce faire, une simulation Monte-Carlo spécifique a été mise en œuvre de façon à quantifier ses effets sur la capacité du compteur à séparer deux éléments de charge différant d'une unité. Le principe est le suivant :

- le nombre total moyen de photons N_{γ_e} générés par un élément de Z donné (dont la trajectoire est ici supposée orthogonale au plan de photodétection) est déterminé à partir des données expérimentales obtenues lors des tests en faisceau au CERN (cf. chapitre *"Etude expérimentale du prototype de deuxième génération du RICH d'AMS"*) sur des éléments légers (*i.e.* avant que le phénomène de saturation n'intervienne). Il est ensuite extrapolé à un élément quelconque suivant la proportionnalité entre la quantité de lumière Čerenkov et le carré de la charge.
- le nombre *réel* de photons d'un évènement est déterminé suivant une distribution gaussienne autour de la valeur précédemment obtenue dont la largeur est strictement due aux fluctuations poissonniennes : $\sigma = \sqrt{N_{\gamma_e}}$.
- ces photons sont ensuite répartis statistiquement entre les différents pixels d'un anneau dont la

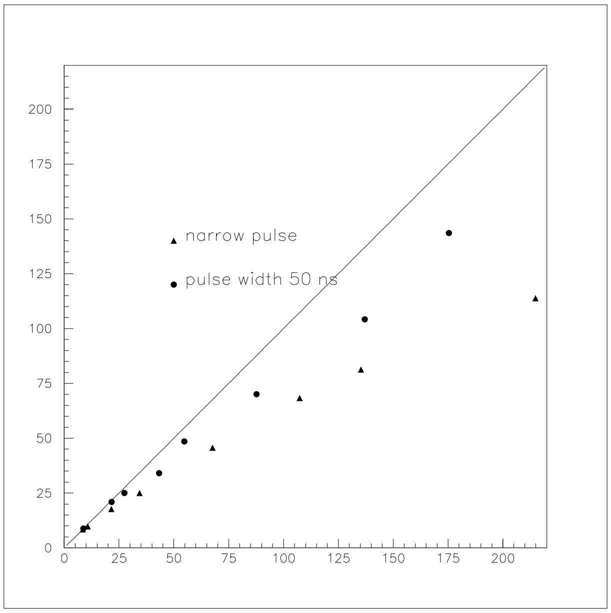


FIG. 2.28 – *Effet de la largeur de l'impulsion sur la linéarité.*

largeur est connue empiriquement (grâce à la résolution en vitesse du compteur) et l'efficacité quantique du photomultiplicateur considéré est appliquée.

- la réponse du photomultiplicateur (*i.e.* sa résolution σ/Q) est prise en compte pour calculer le nombre réel de photoélectrons mesurés.
- le point précédent est, selon le cas, appliqué avec une réponse linéaire ou avec une réponse non-linéaire, telle que mesurée, celle-ci ayant été ajustée sur les données par un profil : $R_{NL} = \alpha R_L^\beta$ où R_{NL} est la réponse non-linéaire, R_L est la réponse linéaire, $\alpha = 1.549$ et $\beta = 0.8128$.

La figure (2.29) présente les résultats obtenus pour le cas le plus critique, à savoir un élément de $Z = 25$ (gaussienne de gauche) et un élément de $Z = 26$ (gaussienne de droite). La partie supérieure correspond au cas linéaire et la partie inférieure au cas non linéaire, tel que mesuré.

Dans les deux cas, la séparation entre les gaussiennes est de 5σ, correspondant à une très bonne résolution, compatible, en particulier, avec les importantes différences d'abondances relatives entres les éléments. Il n'est pas surprenant que ce résultat ne soit pas affecté par la non-linéarité puisque celle-ci induit globalement un homothétie qui se traduit par une renormalisation de la position dans les mêmes proportions que de la largeur. Néanmoins, deux points sont fondamentaux pour que cette conclusion rassurante demeure valide :

- la séparation doit rester grande devant la résolution des ADC de facon que celle-ci ne dégrade pas celle-là. Cette condition est, dans la pratique, toujours assurée.
- il importe de bien connaître la non-linéarité pour en tenir compte dans l'analyse. Ce point est nettement plus délicat et requièrera un étalonnage scrupuleux du détecteur.

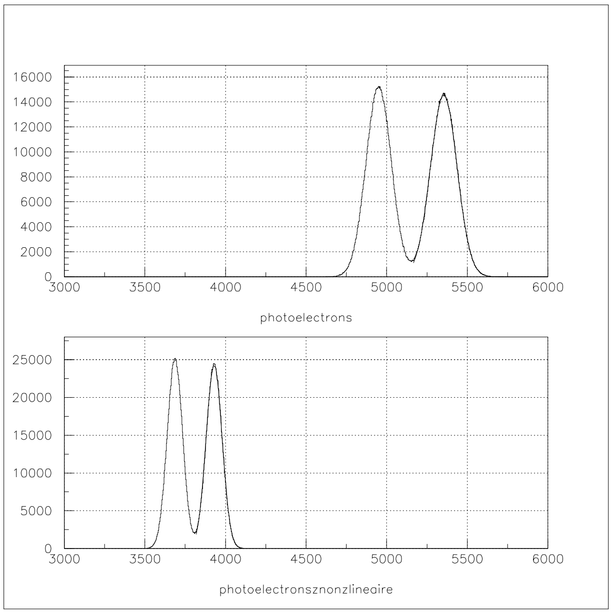


FIG. 2.29 – *Réponse de la matrice à des éléments de $Z = 25$ (gauche) et de $Z = 26$ (droite) pour des détecteurs linéaires (haut) et non-linéaires (bas).*

2.6.7 Vérification des résultats : méthode "sigma"

De façon à vérifier que les résultats obtenus sur la non-linéarité du photomultiplicateur sont corrects, nous avons mis en œuvre une méthode - en partie - indépendante, fondée, non pas sur la connaissance *a priori* de la valeur des filtres, mais sur l'évolution de la largeur du signal en fonction de l'illumination du photomultiplicateur. Physiquement, il s'agit ici de tenir compte de ce que la largeur du signal provient, bien-sûr, de la résolution du détecteur (le σ/Q) qui est identiquement affectée par une non-linéarité que par une diminution du signal (c'est ce qui explique la conclusion du paragraphe précédent) mais aussi de la fluctuation intrinsèque poissonnienne du nombre de photons qui, elle, ne dépend pas du photomultiplicateur. Autrement dit, un tube très non-linéaire qui donnerait pour 100 photons réels un signal équivalent (du point de vue de la position) à 10 photons présentera une largeur inférieure à un tube parfaitement linéaire donnant pour 10 photons un signal à la même valeur moyenne. On peut en effet écrire :

$$\sigma_{mes}^2 = N_{mes} Q_{\gamma_e}^2 \left(\frac{N_{mes}}{N_{lin}} + \left(\frac{\sigma}{Q} \right)^2 \right)$$

où σ_{mes} et N_{mes} sont l'écart type et le nombre de photoélectrons mesurés, Q_{γ_e} la position du simple photoélectron et N_{lin} le nombre de photoélectrons correspondant au cas linéaire. Les erreurs, plus critiques dans ce cas à cause de la grande sensibilité de la méthode, peuvent être évaluées par :

$$\frac{dN_{lin}}{N_{lin}} = \frac{N_{mes} + N_{lin}(\frac{\sigma}{Q})^2}{N_{mes}} \left(2\frac{d\sigma_{mes}}{\sigma_{mes}} + \frac{dN_{mes}}{N_{mes}} + 2\frac{dQ_{\gamma_e}}{Q_{\gamma_e}} + \frac{dN_{mes}}{N_{mes}} + N_{lin}(\frac{\sigma}{Q})^2 + \frac{2(\frac{\sigma}{Q})d(\frac{\sigma}{Q})}{\frac{N_{mes}}{N_{lin}} + (\frac{\sigma}{Q})^2} \right).$$

Pour l'essentiel, cette nouvelle méthode corrobore les résultats de la précédente (voir Fig. 2.30). Il apparaît toutefois certaines différences à hautes charges dont l'origine n'est pas simple à déterminer. On peut sans doute les attribuer à un effet résiduel associé à la gaussienne ajustée pour laquelle les premiers points de référence ne sont pas rigoureusement dans le cadre d'application du théorème central limite. Néanmoins, dans la zone d'intérêt physique (*i.e.* jusqu'à 120 photoélectrons environ), l'accord entre les approches est très bon et confirme les conclusions de ce chapitre.

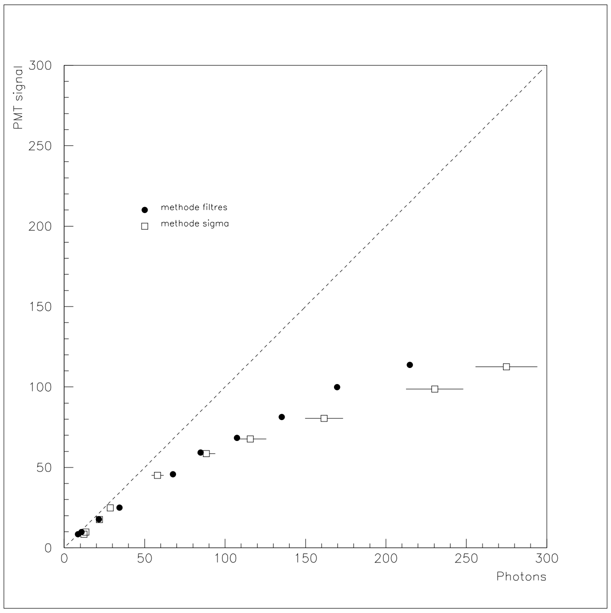


FIG. 2.30 – *Mesure de la non-linéarité par la méthode "sigmas" (carrés) et par la méthode usuelle (cercles).*

2.7 Guides de lumière

Les guides de lumière surmontant la photocathode sont constitués de 16 éléments de plexiglas d'une hauteur de 30 mm. Ils forment un réseau de 16 pixels carrés de 7.5 mm de côté chacun. Ils seront fixés au moyen d'une colle optique sur la photocathode et maintenus par deux câbles en kevlar extrêmement fins passant entre les cellules et attachés sur la coquille.
Le but de l'expérience décrite dans cette section est de quantifier l'effet de l'angle d'incidence du signal Čerenkov sur la possibilité de transmission de la lumière guidée d'un pixel à un autre (diaphonie) et de mesurer l'éventuelle perte de signal lorsque le photon est réfracté ou réfléchi hors du guide. Cette étude est primordiale pour le RICH d'AMS-02 puisque l'on attend, dans le cas d'un radiateur en aérogel de silice, des angles d'incidence pouvant aller jusqu'à $\sim$ 45 degrés par rapport à la normale à la face d'entrée du photomultiplicateur. Cette valeur est portée à $\sim$ 70 degrés dans le cas de la présence de fluorure de sodium au centre. Une diaphonie trop importante diminuerait alors la précision sur la mesure de l'angle Čerenkov, tandis que la réflexion serait à l'origine d'une perte du nombre de photons, induisant une erreur dans l'estimation de la charge de la particule incidente.

2.7.1 Présentation du montage

Les guides ont été placés sur la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur et fixés au moyen d'une colle optique. Une fibre optique éclairée par une LED est positionnée au moyen d'un banc optique réglable par vis micrométriques et peut être arbitrairement inclinée par rapport à l'axe du guide. L'angle d'ouverture

du pinceau de lumière en sortie de fibres étant de 5 à 6 degrés, cette dernière a été positionnée de façon que l'ensemble de la lumière émise n'éclaire qu'un seul pixel du guide.
Un schéma de principe du montage est présenté sur la figure (2.31). Par ailleurs, un des guides optiques

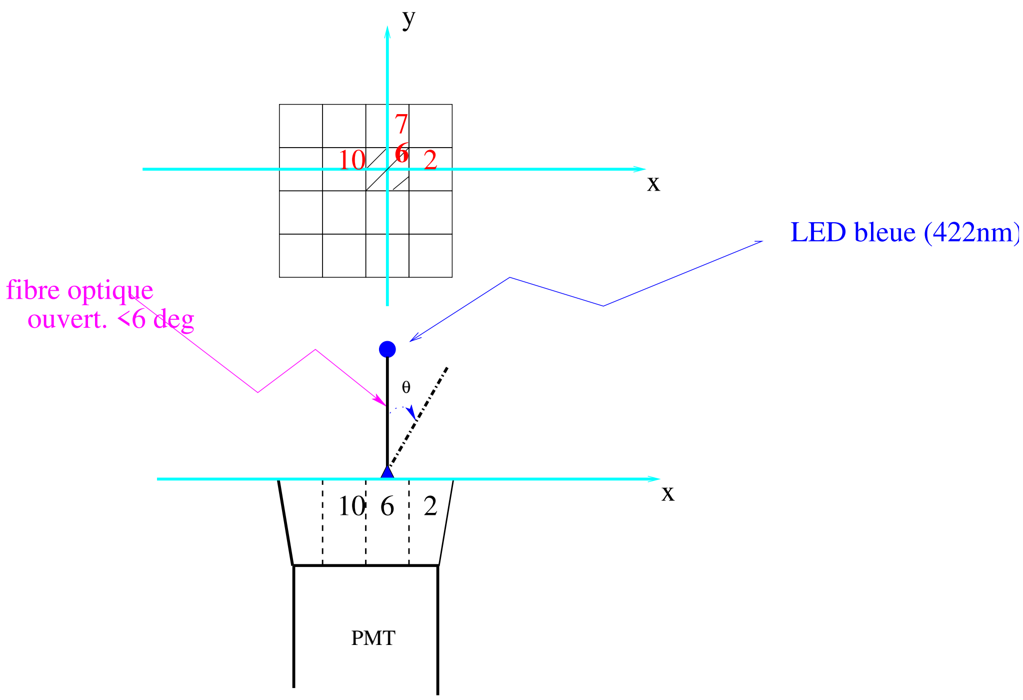


FIG. 2.31 – *Présentation du principe de fonctionnement des tests des guide de lumière. Une fibre éclaire le pixel désigné par le numéro 6 puis est inclinée suivant différents angles en direction du pixel 10.*

a été envoyé au CERN à Genève afin qu'il soit soumis à un traitement optique de surface. Il a été enduit d'une couche anti-reflet très mince (64 nm) de MgF2. A 422 nm (longueur d'onde d'émission prépondérante de la LED), le taux de réflexion d'une telle couche est à son minimum (1.5%). Il reste par ailleurs toujours en dessous de 4% dans la gamme de longueur d'onde comprise entre 200 et 700 nm. L'effet de ce traitement a alors été quantifié au laboratoire pour éventuellement être proposé à la collaboration comme amélioration possible.

2.7.2 Diaphonie

Les mesures de diaphonie ont été réalisées à partir de la position de référence où l'angle d'incidence par rapport à la normale au guide est nul. La coquille entourant le photomultiplicateur n'étant pas dans sa version définitive, elle ne possédait pas les mensurations exactes, et a induit un décalage des guides. Ce décalage, qui ne sera bien sûr pas présent dans la configuration finale, n'est pas dommageable pour ce type de mesures puisqu'elles sont relatives à la position initiale. La figure (2.32), représentant la face avant du photomultiplicateur, donne les valeurs en pourcent du signal en sortie, normalisées à 100 lorsque l'incidence est nulle. La valeur en gras correspond aux mesures effectuées sur un guide normal, et celle grisée en dessous correspond à un guide optiquement traité. Il apparaît donc que $\sim$ 67% du signal incident se retrouve dans le pixel effectivement éclairé (pixel 6) et $\sim$ 33% dans le pixel 7 (pour le repérage des numéros de pixels, voir la figure (2.31)). Cet effet est dû au décalage mentionné ci-dessus, et n'est pas lié à une mauvaise position de la fibre ni à un effet de diaphonie : ce dernier doit être recherché et étudié suivant l'axe x défini sur la figure 2.31. Ces valeurs servent donc de référence et les mesures à différents angles d'incidence seront donc comparées à celles-ci.

	~0 ~0	33.7% 31.9%	~0 ~0
	~0 ~0	66.3% 68.1%	~0 ~0
	~0 ~0	~0 ~0	~0 ~0

FIG. 2.32 – *Signal reçu sur le photomultiplicateur normalisé à 100 pour une incidence nulle. Haut : guide non traité; Bas : avec traitement de surface.*

La fibre est ensuite inclinée pour 3 angles d'incidences différents, respectivement 20, 32 et 50 degrés. Les résultats sont donnés sur la figure (2.33). L'évolution du signal montre que dès 32 degrés, la diaphonie

	~0 ~0	29.9% 30.4%	~0 ~0
	1.90% 1.08%	63.2% 66.7%	2.8% 3.0%
	~0 ~0	~0 ~0	~0 ~0

	~0 ~0	23.9% 29.6%	~0 ~0
	5.4% 7.6%	57.5% 66.0%	11.0% 3.3%
	~0 ~0	~0 ~0	~0 ~0

	3.6% 2.0% – 3.1% 1.1%	4.7% 3.6% – 7.0% 3.9%	2.7% 1.7%– 8.0% 9.4%
	10.6% 9.3% – 9.6% 6.3%	12.9% 10.7% – 21.2% 21.7%	19.4% 5.9% – 35.6% 40.8%
	1.6% 1.4% – ~0% 0.7%	2.4% 2.0% –2.6% 1.7%	6.75% 1.3% – 6.1% 1.4%

FIG. 2.33 – *Evolution du signal de sortie dans chacun des pixels pour des incidences de 20, 32 et 50 degrés (de gauche à droite). Haut : guide non traité; Bas : avec traitement de surface. Pour la figure de droite, les valeurs intermédiaires correspondent à un déplacement latéral de 2 mm de la fibre, respectivement vers les x décroissants et vers les x croissants.*

devient importante et à 50 degrés le signal initial est complètement dispersé sur la photocathode. Cet effet aura donc pour conséquence de réduire la résolution en vitesse (liée à la détermination de la taille de l'anneau Čerenkov sur la matrice) et doit être pris en compte dans la simulation et dans le programme de reconstruction. Il est cependant moins sévère dans le cas du guide traité.

2.7.3 Influence des guides sur la quantité de lumière collectée

Le principe d'un détecteur RICH étant également de déterminer la charge de la particule incidente au moyen du nombre de photons collectés, il est fondamental de quantifier le signal perdu par réflexion totale sur le guide ou par multiples réfractions qui contraignent le chemin optique à ne pas aboutir à la photocathode. Pour ce faire, toujours par rapport à la référence définie par une incidence nulle, le signal de sortie a été intégré sur l'ensemble des 16 pixels pour différents angles d'incidence. Les résultats sont rassemblés dans le tableau (2.4), où les valeurs sont normalisées à 100 (correspondant à une incidence nulle). Il apparaît alors que pour une incidence élevée, cette couche optique est particulièrement efficace et éviterait une diminution de la détection de lumière qui serait perdue par réflexion sur la face d'entrée du

angle d'incidence (deg)	efficacité (%) **sans** traitement de surface	efficacité (%) **avec** traitement de surface (MgF2)
0.	100.	100.
20.	97.9	100.
32.	97.9	100.
50.	64.8	89.1

TAB. 2.4 – *Variation du gain relatif du pixel éclairé sous différents angles d'inclinaison de la fibre avec et sans traitement de surface.*

guide lorsque celui-ci n'a pas subi de traitement anti-reflet. Cependant, l'effet constaté est relativement important et des mesures comparatives sont actuellement en cours au CIEMAT (Madrid) qui permettront de valider, ou non, celles qui ont été réalisées ici.

2.7.4 Conclusions

La figure (2.34) donne la distribution des angles d'incidence des photons Čerenkov sur la face d'entrée des guides de lumière, par rapport à la normale à celle-ci pour un radiateur en aérogel et pour un radiateur en fluorure de sodium. Le compteur RICH définitif étant conçu de façon à intégrer les deux types de radiateurs, il apparaît que les angles Čerenkov pourront atteindre 70 degrés. La contribution à ces valeurs extrêmes provient essentiellement des photons réfléchis sur le miroir circulaire. Cette étude montre donc qu'il est indispensable de tenir compte, dans la simulation du détecteur, de l'efficacité des guides en fonction de l'angle d'incidence et d'optimiser celle-ci autant que faire se peut.

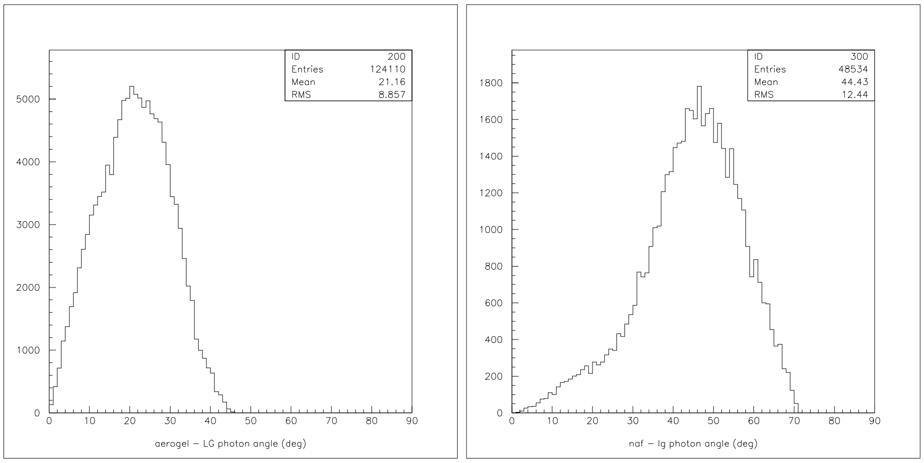


FIG. 2.34 – *Distribution des angles d'incidence des photons Čerenkov par rapport à la normale à la face d'entrée des guides de lumière. Gauche : radiateur en aérogel; droite : radiateur en fluorure de sodium [48].*

2.8 Résistance aux vibrations

Lors du décollage de la navette, la structure du détecteur sera soumise à une forte accélération (de l'ordre de 3 g au décollage) et également à de fortes vibrations stochastiques pouvant générer d'importants dégâts si des mesures préalables ne sont pas prises. Au niveau de l'électronique frontale et des diviseurs haute tension des photomultiplicateurs, la présence d'un élastomère (potting) faisant office d'amortisseur de chocs et de vibrations a déjà été mentionnée. Il est néanmoins nécessaire que les tubes soient

intrinsèquement résistants. Au cours de la première phase d'AMS, les 168 photomultiplicateurs de type R5900-M4 du détecteurs Čerenkov à seuil ont tous "survécu" à leur séjour spatial de 10 jours. La conception du R7600-M16 est similaire (16 pixels au lieu de 4 et 12 étages d'amplification au lieu de 10), utilisant les mêmes matériaux de fabrication. Il doit donc être également adapté à ce type de conditions.
Au niveau du fabricant, des tests préliminaires en vibrations ont été réalisés. Ils n'ont malheureusement pas été effectués sur exactement le même type de photomultiplicateur, puisqu'ils s'agissaient de tube présentant 16 pixels également, mais avec seulement 10 étages d'amplification. Leurs résultats ont été toutefois très encourageants, puisque sur les 4 photomultiplicateurs vibrés, aucun n'a été détruit ou n'a perdu ses qualités initiales [49].

Des tests initiés par le LPSC, conjointement avec le laboratoire de L'INFN de Bologne et l'entreprise Carlo Gavazzi (Italie) ont alors été réalisés avec les photomultiplicateurs à 16 anodes et 12 étages (R7600-M16 qui équiperont le RICH). Cette étude est importante au-delà des photomultiplicateurs, puisque l'ensemble de la cellule de photodétection (tube + électronique de premier niveau + guide) a été soumis aux vibrations. Une première itération a eu lieu en décembre 2001 qui s'est avérée être un échec. Les deux photomultiplicateurs préparés et envoyés en Italie sont revenus entièrement hors d'usage[7]. Après enquête, il s'est avéré que l'intensité des oscillations a dépassé 3 fois sa valeur nominale de tests ($20g$ au lieu de 6.8 en moyenne) générant les dégâts observés.
Une seconde phase a alors été soigneusement préparée avec l'installation d'une ligne de 8 photomultiplicateurs équipés de leur électronique de premier niveau et de leur guide de lumière. Cette ligne a été préalablement testée au laboratoire (caractérisation du spectre de photoélectron unique des 16 voies du tube) pour être ensuite comparée à un étalonnage réalisé dans des conditions strictement équivalentes à son retour.
A titre d'illustration, les résultats sur la position du photoélectron sur l'ensemble des pixels d'un des photomultiplicateurs testé avant et après vibrations sont présentés dans le tableau (2.5). Le gain et la

pixel	position γ_e (canaux) avant vibrations	position γ_e (canaux) après vibrations	pixel	position γ_e (canaux) avant vibrations	position γ_e (canaux) après vibrations
1	130.1	128.9	9	121.2	125.5
2	114.1	133.0	10	109.2	114.1
3	141.8	161.5	11	119.8	123.5
4	132.4	147.8	12	134.0	145.0
5	116.2	132.6	13	129.2	131.8
6	93.0	102.4	14	150.4	154.6
7	114.1	124.7	15	169.7	173.1
8	141.8	148.9	16	166.2	171.2

TAB. 2.5 – *Position relative du pic du photoélectron unique en canaux pour chaque pixel d'un des photomultiplicateur avant et après vibrations.*

dispersion entre pixels restent donc sensiblement les mêmes dans les deux cas. Cette étude confirme donc que la cellule de photodétection a survécu aux tests de vibration et restera donc fiable, mêmes sous les contraintes mécaniques liées au vols spatiaux.

2.9 Dépendance en température du courant noir des photomultiplicateurs

Les variations de température à bord de la Station Spatiale peuvent induire des effets sur la réponse des photodétecteurs. En l'absence de tout rayonnement éclairant le photomultiplicateur, on peut observer

[7] 3000 Euros de pertes...

en sortie un courant électrique. Ce dernier est appelé courant noir ou courant d'obscurité. Les causes de sa présence sont diverses (émission thermoélectronique de la photocathode, fuites ohmiques, etc.).
L'émission spontanée d'électrons par la photocathode sous l'effet de la température est l'une des causes majeures de la composante impulsionnelle du courant d'obscurité. Cette émission obéit à l'équation de Richardson :

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{W_{th}}{kT}\right) \tag{2.5}$$

dans laquelle J représente une densité de courant (en A.cm^{-2}), A est une constante, T est la température absolue et k est la constante de Boltzmann. Le terme W_{th} représente le travail de sortie thermoélectronique du matériau composant la photocathode. Comme le montre l'équation 2.5, l'émission thermoélectronique décroît avec la température.

2.9.1 Présentation du montage

Les mesures du courant noir ont été effectuées dans un étuve régulée dont la température est programmable. Nous avons, dans un premier temps, entrepris de mesurer les taux de comptage des photomultiplicateurs au-dessus d'un seuil donné à l'aide d'un discriminateur et d'une échelle de comptage. Le montage a été réalisé mais les résultats obtenus n'étaient pas satisfaisants dans la mesure où les seuils à imposer au discriminateur (de l'ordre du tiers de photoélectron de façon à être très au delà du piédestal et à ne perdre qu'une fraction négligeable de la gaussienne de signal) sont extrêmement faibles ($\approx$ 1 mV sous 50 Ω). Il est donc indispensable de recourir à un amplificateur de gain élevé et les déclenchements sont, en partie, causés par le bruit électronique et les interférences avec l'environnement électromagnétique de la salle de mesures. Pour palier ces difficultés, nous avons entrepris de mesurer le courant d'obscurité avec les préamplificateurs usuels et leurs ADC associés. On ne mesure plus alors directement la valeur du courant noir mais la probabilité qu'une impulsion de courant noir “mise en forme” soit présente lors du déclenchement aléatoire. Cette mesure est plus proche de l'observable physiquement importante pour le RICH.

2.9.2 Résultats

Pour procéder à ces mesures, les photomultiplicateurs ont, préalablement, été longuement mis sous tension pour stabiliser leurs conditions de fonctionnement (l'effet photoélectrique se produit même hors tension et les tubes qui ont été exposés à la lumière doivent “évacuer” les électrons générés). Les mesures ont été effectuées à -5, 0, 5, 10, 20, 30, et 40 degrés Celsius. La sensibilité à la température est particulièrement faible et aucune évolution significative n'a été mise en évidence dans cette gamme (la valeur attendue dans AMS est voisine de 7 degrés). La valeur moyenne mesurée correspond à la présence d'un signal de courant noir dans 0.019% des cas des acquisitions, les 99.981% restant étant des coups dans le piédestal. La dispersion sur cette mesure, entre les différents pixels, est de 0.012%. Cela signifie, qu'en moyenne, 2 pixels de la matrice d'AMS (sur les 10880) seront effectivement “allumés” par le courant noir. Cette contribution est donc clairement négligeable et n'entachera ni la résolution en vitesse, ni la mesure de charge.

2.10 Procédure d'étalonnage des 680 photomultiplicateurs du RICH d'AMS

2.10.1 Banc de tests

Un banc de tests spécifique a été développé au LPSC pour permettre un étalonnage précis des 680 photomultiplicateurs acquis par la collaboration. Dans le RICH définitif, les gains des photomultiplicateurs ne pourront pas être réglés individuellement, mais uniquement par groupes de 4 ou 5 phototubes. Il importe donc d'apparier ensemble des photomultiplicateurs présentant des gains similaires (sous hypothèse qu'à

conditions initiales identiques, leur évolution temporelle demeure identique). De façon à économiser du temps et à éviter de trop nombreuses manipulations, nuisibles dans le cadre des contraintes spatiales, il a été décidé de procéder à cette opération sur la base des données constructeur. Celui-ci fournit de plus une mesure des courants cathodiques pour chaque tube, ce qui donne également une information précieuse sur l'efficacité quantique : à faible éclairement les effets de gain et d'efficacité sont clairement découplés tandis qu'à fort éclairement, seul le produit intervient.
Le banc de tests mis en place au laboratoire devra permettre le contrôle des cellules après association du photomultiplicateur avec son circuit préamplificateur. Ces derniers ayant également été étalonnés par ailleurs, son rôle consiste essentiellement à vérifier la conformité du fonctionnement aux attentes et à obtenir des indications sur le comportement du point de vue de la réponse à la haute tension d'alimentation. Il est donc procédé à deux types de mesures : photoélectron unique (à faible éclairement donc) et trois déterminations du gain pour des tensions de 800, 900 et 1000 V. Ces dernières sont effectuées sous forte illumination car l'ajustement de la fonction gaussienne est alors plus aisé. Ils permettent de déterminer de façon "sur-contrainte" les deux paramètres α et β de la loi d'évolution du gain $G = \alpha V^{\beta}$ et donc d'anticiper les valeurs de haute tension qui seront nécessaires pour obtenir le gain souhaité. Les mesures au photoélectron unique sont obtenues avec une quantité de lumière telle que la probabilité d'avoir un photoélectron (ou plus) soit au plus un quart de celle de demeurer dans le piédestal. Ceci permet d'éliminer une trop fort contamination par des signaux résultant d'empilements de photoélectrons. La fonction ajustée est :

$$f = A_0 e^{-\frac{(x-B_0)^2}{2C_0^2}} + A_1 e^{-\frac{(x-B_1-B_0)^2}{2C_1^2}} + \sum_{i=2}^{\infty} A_i e^{-\frac{(x-iB_1-B_0)^2}{2iC_1^2}}$$

où la première gaussienne correspond au piédestal, la seconde au simple photoélectron et les suivantes à la contamination à plusieurs photoélectrons. Les paramètres A_i, B_i et C_i, $\forall i \geq 0$ sont laissés libres dans l'ajustement, B_0 et C_0 donnent la position et la largeur du piédestal, B_1 et C_1 donnent la position et la largeur du photoélectron unique. Dans la pratique, la somme n'est pas menée au delà de $i = 3$ ou 4. D'un point de vue théorique, il est possible de fixer l'amplitude relative des différentes gaussiennes à partir d'un unique paramètre, compte tenu de la distribution de Poisson des photons. De telles contraintes supplémentaires ne stabilisant pas l'ajustement, elles ont été *in fine* écartées. La figure (2.35) montre un spectre de photoélectron typique avec un ajustement dont le χ^2 par degré de liberté présente une valeur honorable de 4. Il est à noter que pour ces ajustements, il a été procédé à un ré-échantillonnage de

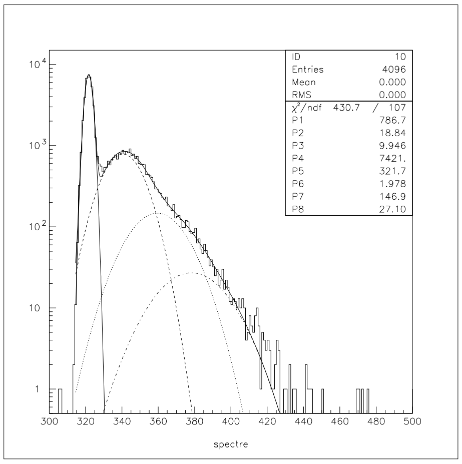


FIG. 2.35 – *Ajustement du spectre de photoélectron unique*

l'histogramme en regroupant les *bins* voisins par paires afin de s'affranchir des effets dus à la non-linéarité

différentielle des ADCs et de retrouver une erreur sur chaque échantillon de l'ordre de l'incertitude statistique.
D'un point de vue pratique, une boîte noire spécifique a été conçue de façon à pouvoir y insérer simultanément deux rangées de neuf photomultiplicateurs chacune. Cette précaution est indispensable pour tenir le calendrier. Chaque photomultiplicateur voit sa fenêtre d'entrée éclairée par une fibre optique mise à distance suffisante ($\approx$ 2cm) pour que celle-ci soit, à peu près, uniformément illuminée (toutes les mesures étant relatives, il n'est pas nécessaire que ce point soit précisément tenu). La carte de contrôle est également insérée dans la boîte dont l'étanchéité à la lumière est spécialement étudiée pour être compatible avec un maniement aisé et fréquent.

2.10.2 Etalonnage en vol

De façon à s'affranchir de toute complication instrumentale non indispensable, nous avons décidé de ne pas équiper le RICH définitif d'une LED d'étalonnage. Il est néanmoins évidemment indispensable de pouvoir mesurer les gains en vol. Pour remédier à cette apparente contradiction, nous avons réalisé la simulation présentée à la figure (2.36) qui permet de déterminer combien de coups sont nécessaires pour permettre une bonne reconstruction du spectre de photoélectron unique. Il y apparaît que 5000 coups dans le pic sont plus que suffisants. Compte-tenu de la fréquence de déclenchement d'AMS ($\approx 1-2$ kHz) et de ce qu'en moyenne, environ 10 pixels seront touchés à chaque déclenchement, le gain pourra être déterminé à partir des données réelles toutes les heures. Cette fréquence est très courte par rapport à l'ensemble des dérives à long terme et peut donc être considérée comme très satisfaisante. Elle peut, néanmoins, devenir relativement longue par rapport à d'éventuelles dérives thermiques. Si tel était le cas (les simulations par éléments finis prévoient une assez grande stabilité), il faudrait alors ajouter des événements qui ne sont pas temporellement contigus mais qui ont été obtenus dans des conditions thermiques similaires, ceci grâce aux senseurs thermiques. Dans tous les cas, les données physiques réelles pourront donc permettre un étalonnage précis des gains des photomultiplicateurs. Il est à noter qu'il y aura, dans les spectres, une contamination au-delà du simple photoélectron, due aux noyaux lourds dans le rayonnement cosmique, mais celle-ci peut être prise en compte sans difficulté au niveau de l'ajustement.
Enfin, il est important de s'assurer que le piédestal sera également connu. Pour le déterminer, notre simulation montre qu'une centaine de coups suffisent (ceci grâce à sa faible largeur assurée par la bonne qualité des ASIC). Nous proposons donc, à chaque déclenchement d'AMS, d'adjoindre à la transmission des valeurs des charges des pixels touchés par des photons, les valeurs ADC des 16 pixels d'un photomultiplicateur non touché (*i.e.* les piédestaux). Il est donc possible, sans augmenter considérablement le volume des données transmises, de déterminer la valeur du piédestal de chaque pixel toutes les minutes environ. Cette stratégie peut aussi être utilisée par les DSP *in situ* pour déterminer quels sont les pixels au dessus d'un seuil donné ($\approx 0.3\gamma_e$) et donc susceptibles de voir leurs valeurs ADC transmises.

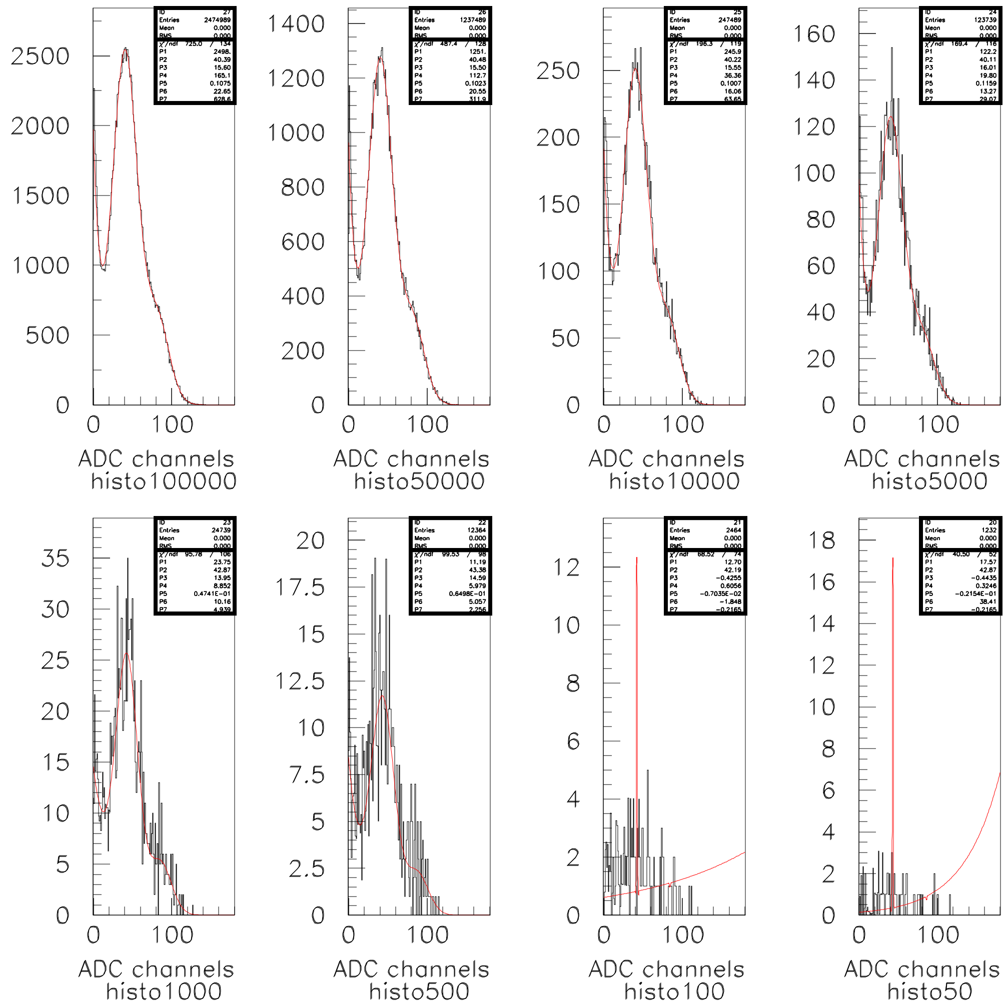


FIG. 2.36 – *Simulation d'un spectre de photoélectron unique et reconstruction en fonction du nombre d'évènements générés (de 100000 à 50).*

Chapitre 3

Electronique frontale de lecture des photomultiplicateurs

3.1 Introduction

Le traitement des signaux issus des 680 photodétecteurs de la matrice du RICH sera, avant numérisation, assuré par des circuits électroniques analogiques de premier niveau dont la conception et la réalisation ont été mises en œuvre au laboratoire. Leur fonction principale est de mettre en forme les 16 voies correspondant aux 16 anodes des photomultiplicateurs R7600-M16 décrits dans le chapitre *"Photodétection"* (soit près de 11000 voies pour toute la matrice).
Des particules dont le nombre de charge Z varie de 1 à 26 étant attendues dans le détecteur RICH, une dynamique importante est requise. La simulation montre que les photomultiplicateurs détectant la lumière Čerenkov vont générer de un à une centaine de photoélectrons environ, conduisant à des charges de l'ordre de 0.1 pC à 10 pC. Les circuits devront, par ailleurs, traiter des impulsions de largeur extrêmement faible, de l'ordre de quelques nanosecondes à l'entrée (correspondant à la réponse du phototube, dominante par rapport à la largeur intrinsèque du flash Čerenkov). Opérant en milieu spatial, ils doivent en outre posséder une certaine compacité, présenter une consommation réduite et être résistants aux radiations.

3.2 Architecture et fonctions du circuit

Il existe plusieurs méthodes pour le traitement des signaux en sortie de photomultiplicateur. Les plus courantes sont fondées sur la mesure de la charge totale de l'impulsion (type chaîne de spectrométrie ou utilisant des ADC du commerce avec une porte d'intégration réglable)[52], [57]. Une autre solution a également été proposée pour équiper le RICH d'AMS, fondée sur la mesure du temps au delà d'un certain seuil après allongement de l'impulsion (méthode TOT[1] utilisée pour le TOF d'AMS-01) [58]. Le principal inconvénient de cette approche est qu'un faible décalage sur le comparateur de tension peut introduire une erreur importante sur la mesure finale. Les restrictions de consommation liées à l'utilisation en orbite ont conduit au choix de la technologie CMOS. Or cette dernière peut justement présenter d'importants décalages et générer de grandes imprécisions de mesures. Celles-ci sont principalement dues à la dispersion des seuils de tensions sur les transistors MOS. Cette dispersion est incompatible avec l'utilisation de la méthode TOT. Ainsi, l'architecture du circuit choisie est fondée sur le principe d'une chaîne de spectrométrie (méthode éprouvée, utilisée fréquemment en physique nucléaire et connue pour son excellente linéarité) fournissant en sortie une tension proportionnelle à la charge du signal d'entrée. Afin d'obtenir la compacité maximale, les composants employés doivent être du type CMS[2]. La chaîne

[1] Time Over Threshold Measurement
[2] Composant Monté en Surface

de spectrométrie doit être assemblée élément par élément, sans possibilité d'utiliser les fonctionnalités "toutes prêtes" du QDC type Lecroy 2249 (disponibles uniquement en format CAMAC). Elle doit être aussi simple que possible, de manière à éviter toute source possible de défaillance. Pour ce faire, la méthode la plus naturelle est la mise en forme de l'impulsion initiale (issue du photomultiplicateur) au moyen de filtres adaptés permettant ensuite d'échantillonner aisément le maximum de l'impulsion, lequel est directement proportionnel à la charge d'entrée (et donc au nombre de photoélectrons émis par le photodétecteur). Cette méthode est appelée *"Track & Hold"*.
Une version préliminaire du circuit intégré ou ASIC (Application Specific Integrated Circuits) a été conçue et utilisée au sein du premier prototype du RICH (chapitre *"Etude expérimentale du prototype de première génération du RICH d'AMS"*). Dans ce cas, les photomultiplicateurs ne disposaient que d'une seule anode. Dans la version finale, ces derniers en posséderont 16, imposant la conception d'un nouvel ASIC qui devra, de plus, répondre aux nouveaux enjeux de physique (*i.e.* mesurer aussi les noyaux lourds). Ainsi, un nouveau circuit utilisant la technologie du constructeur AMS (Austria Micro System) CMOS 0.6 μm comportant 16 voies couplées à un système de multiplexage a été conçu et proposé à la collaboration [63]. Chaque voie effectue la mesure de l'amplitude du signal. De plus, une $17^{\text{ème}}$ voie a été dédiée, dans un premier temps, au traitement du signal de dynode, indiquant quel phototube a été effectivement touché par la lumière Čerenkov. Cette dernière mise en œuvre, rendue obsolète par la présence de calculateurs DSP permettant de connaître les voies au-dessus d'un seuil donné (avant transmission), a ensuite été abandonnée compte-tenu de ce qu'elle induisait une certaine diaphonie. Le circuit peut fonctionner en mode test de façon que chaque voie puisse être étalonnée par injection de charge. Dans le but d'augmenter la dynamique, un système à 2 gains a été prévu. La mise en œuvre d'un gain supplémentaire (facteur multiplicatif de 5) est particulièrement importante pour l'étalonnage du détecteur qui sera fondé sur la détermination précise de la position du pic du photoélectron unique. Avec ce système, on peut faire en sorte que ce pic se situe entre 50 et 100 canaux environ au-delà du piédestal. C'est sur la mesure précise de la position du simple photoélectron que reposera toute la connaissance du gain de la chaîne de mesure, elle est donc primordiale. Cette valeur élevée permettra un bon ajustement, en diminuant la "contamination" de la distribution d'amplitude du simple photoélectron par celle du piédestal et en rendant négligeables les incertitudes dues à l'échantillonnage des ADC. Néanmoins, l'utilisation d'un gain unité en parallèle demeure indispensable pour assurer une large dynamique et permettre la mesure des charges élevées sur les 12 bits de numérisation disponibles. Les circuits sont alimentés sous 3V et saturent à 2.8V qui correspondent à la pleine gamme des codeurs.

L'amplification du signal d'anode est effectuée par :
- un préamplificateur de charge
- un filtre passe-haut du premier ordre avec une annulation de pôle zéro
- un filtre passe-bas du premier ordre
- deux filtres passe-bas du second ordre.

Un schéma de principe du traitement du signal d'anode et de dynode est disponible sur la figure (3.1). Un étage de gain entre les deux filtres passe-bas du second ordre permet la compensation des pertes de gain dans les étages d'intégration. La hauteur de l'impulsion est alors mémorisée par l'utilisation d'un circuit *track & hold* (signal HOLD sur la figure (3.1)). Ce schéma est répété 16 fois, correspondant au traitement des 16 signaux du photomultiplicateur. Les 16 signaux sont dirigés à l'entrée d'un multiplexeur. A l'issue de celui-ci, une voie comporte un amplificateur de gain 5 permettant la mesure du simple photoélectron. Les différentes mémoires analogiques et numériques sont remises à zéro par un signal RESET à la fin de la digitalisation. L'ensemble est contrôlé pas une horloge séquencée à 20 MHz. Trois signaux, présentés sur la figure (3.1), sont disponibles en sortie de l'ASIC :
- l'*Unipolar buffer output*, correspondant à la sortie en tension sans gain
- le *Current output*, correspondant à la sortie du courant différentiée avec 2 gains (gain 1 et gain 5)
- les *G1-G5 voltage outputs*, correspondant à la sortie en tension unipolaire avec les 2 gains.

Initialement, la sortie en courant différentiel avait été conçue dans l'hypothèse où les ADC se trouveraient loin (> 1 m) des circuits ASIC. Ce type de signal est moins sensible aux effets d'intégration par la capacité du câble (puisqu'il s'agit d'un courant) et, surtout, moins sensible au bruit (puisqu'il est différentiel). Un

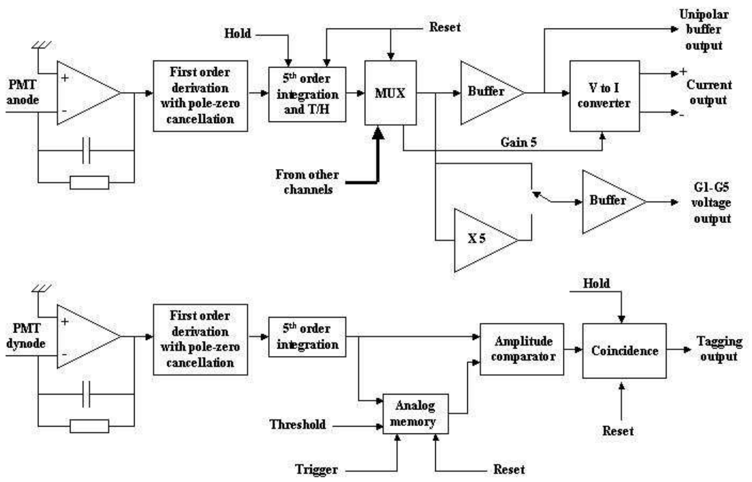


FIG. 3.1 – *Principe de fonctionnement des ASIC développés au laboratoire.*

amplificateur trans-impédance devait alors être placé juste avant l'ADC pour transformer ce courant en tension. Dans la version finale, l'ADC se trouvant à environ 1 cm des circuits préamplificateurs, cette fonctionnalité n'a pas été retenue et la sortie en tension est directement utilisée pour la numérisation. Il s'ensuit un gain en fiabilité (minimisation du nombre de composants) et en consommation.

Il a également été nécessaire de légèrement modifier le circuit suite à l'utilisation de la sortie en tension pour mettre en œuvre un système de compensation de ligne de base afin de s'assurer qu'aucun piédestal ne se trouverait en-dessous du canal 0 de l'ADC.

3.2.1 Méthode d'annulation de pôle zéro

Le filtre passe-haut du premier ordre contient une annulation de pôle zéro dont nous allons décrire ici le principe général de fonctionnement.
La présence d'une résistance R_i finie au niveau du circuit d'entrée entraîne pour la tension un comportement du type $V \propto (Q/C_i)e^{-t/\tau_i}$ où $\tau_i = R_iC_i$. Si le signal traverse un circuit de mise en forme, il apparaît un *undershoot* (lobe négatif associé à l'impulsion positive) illustré de façon générale sur la figure (3.2). Ce dernier, petit si τ_i est grand devant la durée de l'impulsion de sortie, sera présent quelle que soit la

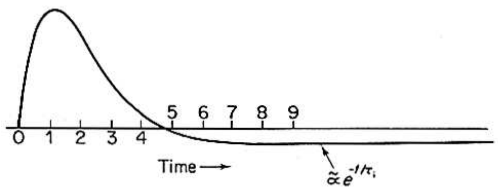


FIG. 3.2 – *Illustration du phénomène "d'undershoot".*

méthode de mise en forme d'une impulsion unipolaire. Ce problème a été résolu de manière relativement simple par Nowlin et Blankenship [60]. Le filtre doit posséder des constantes de temps annulant le pôle

τ_i pour obtenir une fonction de réponse unipolaire.
Dans notre cas, la fonction de transfert du préamplificateur est définie par la forme générale :

$$S(p) = \frac{1}{1+\tau_i p}, \tag{3.1}$$

il apparaît donc que la fonction de transfert du filtre doit être caractérisée par une forme du type :

$$H(p) = \frac{1+\tau_1 p}{1+\tau_2 p}. \tag{3.2}$$

Le signal de sortie est alors dans le domaine de fréquence considéré :

$$S_r(p) = S(p) \cdot H(p) = \frac{1}{1+\tau_i p}\frac{1+\tau_1 p}{1+\tau_2 p}. \tag{3.3}$$

Si les constantes de temps τ_1 et τ_2 sont telles que $\tau_1 = \tau_i$ et $\tau_2 < \tau_i$, le signal devient :

$$S(p) = \frac{1}{1+\tau_2 p}. \tag{3.4}$$

Cette technique est appelée "annulation de pôle-zéro" puisque le pôle du circuit d'entrée à τ_i est annulé par le zéro du filtre.

3.2.2 Impulsion en sortie du filtre du cinquième ordre

Le filtrage est un élément fondamental du traitement des signaux dans la plupart des applications. Dans le cas ici considéré, un filtre est mise en œuvre de façon à mettre en forme l'impulsion initiale et à réduire le bruit. La conception et l'intégration d'un filtre RC continu sur un circuit monolithe présentent avantages et inconvénients. Le principal atout est une conception relativement simple, avec un nombre minimal de transistors et donc une faible consommation. En revanche, deux inconvénients apparaissent alors :

- ⋆ la difficulté d'inclure des résistances importantes et des condensateurs de capacités élevées limite cette solution aux applications pour lesquelles les constantes d'intégration sont petites (c'est le cas du RICH d'AMS).
- ⋆ la dispersion des composants passifs d'intégration est importante et peut atteindre 20%, induisant une incertitude sur les constantes du filtre.

Dans notre cas, le résultat du traitement par un filtre du cinquième ordre conduit à une réponse impulsionnelle[3] donnée par :

$$h(t) = \frac{t^5 \times e^{-t/\tau}}{5!\ \tau^5}. \tag{3.5}$$

C'est une impulsion de forme quasi-gaussienne présentée sur la figure (3.3). Une impulsion purement gaussienne aurait une forme donnée par $e^{-(t/\tau)^2}$ et s'étendrait donc à l'infini de part et d'autre du lobe. Un tel signal ne peut, évidemment, jamais être réalisé en pratique car il nécessiterait un temps de réponse infini de la part des circuits de mise en forme. Mais étant donné qu'une impulsion de forme gaussienne fournit un rapport signal sur bruit très proche du maximum théoriquement possible, il est intéressant d'utiliser des circuits mettant en forme des impulsions approximativement gaussiennes. Pour ce faire, un simple filtre CR passe-haut doit être combiné à plusieurs filtres RC passe bas. Plus le nombre de ces filtres passe-bas est élevé, plus l'impulsion se rapproche d'une véritable gaussienne. En pratique, 5 filtres passe-bas sont habituellement considérés comme adéquats, et le rapport signal sur bruit est dans ce cas optimum [4].

[3] Dans le cas de l'émission Čerenkov, la réponse impulsionnelle est équivalente à la réponse au signal compte-tenu de l'étroitesse de l'impulsion.

[4] excepté dans le cas d'une mise en forme triangulaire

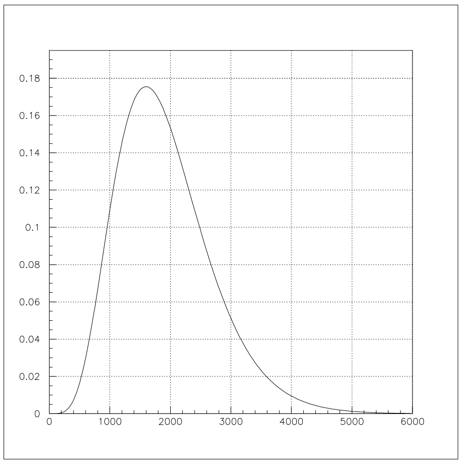


FIG. 3.3 – *Impulsion mise en forme, échelle horizontale en nanosecondes, échelle verticale arbitraire.*

Cette fonction quasi-gaussienne possède une forme relativement aplatie au sommet. Théoriquement, avec une telle réponse, il est relativement simple d'échantillonner l'impulsion à son maximum avec une erreur négligeable par rapport aux autres incertitudes. Le maximum du signal de sortie est atteint pour $t_{max} = n\tau$ où t_{max} est appelé *peaking time*, et $n = 5$ correspond à l'ordre du filtre. Les simulations indiquent qu'une erreur de $\pm 0.0025 \times t_{max}$ (théoriquement attendue) induit une erreur de 0.1% sur l'amplitude échantillonnée. En pratique, sur les circuits réels, les dispersions technologiques des composants introduisent une incertitude nettement supérieure sur la valeur de ce *peaking time*. L'histogramme des valeurs mesurées sur 1200 circuits est présenté sur la figure (3.4).

Cette dispersion, si elle n'est pas prise en compte, peut entraîner un échantillonnage non plus au niveau

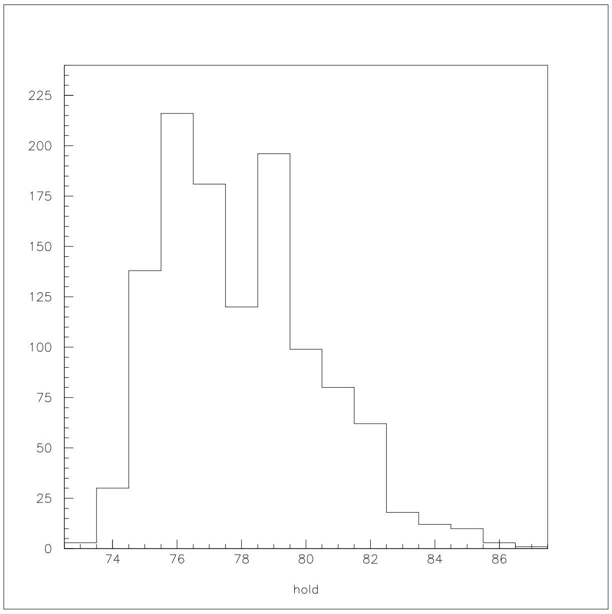


FIG. 3.4 – *Distribution des valeurs des pas de peaking time. Un pas vaut 16.5* ns.

du maximum de l'impulsion en sortie de mise en forme, mais sur le front montant ou descendant, amenant à la "sous-utilisation" du gain réel des photomultiplicateurs. Cet inconvénient (bien que dommageable), n'est pas réellement rédhibitoire, car l'étalonnage des photomultiplicateurs au simple photoélectron prend automatiquement en compte un tel effet (sous réserve que la position du maximum ne dépende pas de l'amplitude, ce qui est essentiellement vérifié). Néanmoins, deux problèmes sérieux peuvent apparaître suite à un mauvais réglage. Le premier concerne l'effet du *jitter* : si le signal de *trigger* fluctue légèrement dans le temps (compté à partir de l'instant de passage de la particule), un échantillonnage dans une zone où la fonction varie plus vite sera clairement entaché d'erreurs plus importantes. Le second concerne les effets de diaphonie par couplage capacitif : ces derniers étant gouvernés par la dérivée de la fonction, ils seront d'autant plus conséquents que l'échantillonnage aura lieu loin du maximum.

Pour ces raisons, nous avons décidé de grouper les circuits en 8 classes de *peaking times* équivalents. Il est inutile d'affiner d'avantage la structure car les DSP ne permettent de régler le *peaking time* que par pas de 20 ns. Cette stratégie permettra de choisir le *peaking time* de façon optimale pour chaque lot (à 20 ns près) et de s'affranchir des deux problèmes précédemment mentionnés. Il faudra donc, dans la construction du RICH définitif, apparier les photomultiplicateurs et les circuits associés selon une matrice à double entrée en tenant compte, d'une part des 8 groupes de circuits de *peaking times* équivalents et, d'autre part, des 8 groupes de photomultiplicateurs de gains équivalents.

3.2.3 Chronogramme des voies des 16 anodes

La figure (3.5) montre la séquence de lecture des 16 voies d'anode. Le signal d'entrée, nommé CLK sur le schéma, comprend :

- une impulsion de déclenchement (trigger) initiant la séquence dans le module logique
- une impulsion de Hold pour mémoriser la position du pic de l'impulsion du mise en forme
- 32 impulsions contrôlant le multiplexeur (16 pour le gain 1 et 16 pour le gain 5)

Il est important de noter que le maximum de l'impulsion mise en forme se trouve environ 1.8 μs après le passage de la particule. Au cours des 500 premières nanosecondes, l'impulsion demeure à un niveau électroniquement non mesurable.

Compte-tenu de cela, il sera montré ultérieurement qu'une amélioration peut être apportée à ce schéma pour éviter certains effets de dérive des piédestaux.

3.2.4 Extraction et traitement du signal de dynode

Initialement, la voie de "tagging" qui traite le signal de dynode a été mise en œuvre pour effectuer un réduction des données en ligne. Avec ce dispositif, le système d'acquisition de données est capable d'identifier les photomultiplicateurs effectivement touchés. En effet, dans un imageur Čerenkov, l'image formée par l'anneau de lumière n'éclaire qu'un très faible nombre de pixels disponibles sur la matrice.

Le signal du HOLD est utilisé pour verrouiller la sortie du comparateur générant le signal de *tagging*, qui est remis à zéro par le *reset* à la fin de la digitalisation. Un chronogramme de ces opérations est présenté sur la figure (3.6). Le signal de trigger qui initialise la séquence logique doit être généré moins de 600 ns après le passage de la particule (c'est-à-dire juste avant le signal mis en forme). Du fait que la voie de *tagging* doit fournir une information logique, elle possède un gain supérieur aux autres. La capacité d'intégration est cinq fois plus petite et le filtre du cinquième ordre a un gain triple. Globalement, le gain est donc 15 fois plus élevé que sur les autres voies, ce qui est nécessaire pour la bascule d'une sortie logique lorsqu'un signal de 0.1 photoélectron se trouve à l'entrée. Ce gain élevé aboutit à un large décalage en tension. La sortie de la chaîne de spectrométrie est alors comparée à un seuil interne donnant un niveau logique. Ce seuil est généré par l'ajout du niveau continu à un seuil externe ajustable prenant en compte le décalage de la chaîne de mesure. Ce niveau continu est mesuré juste après le passage d'une impulsion du photomultiplicateur. Le décalage de la voie est alors stocké dans un circuit *sample & hold*. Les pertes de ce circuit ne sont pas dommageables dans ce cas, puisque le décalage est mesuré à chaque apparition d'une impulsion. Cette solution est plus simple que d'avoir un réglage extérieur systématique pour chaque circuit. De plus, elle supprime les dispersions du décalage et les écarts dus aux variations de

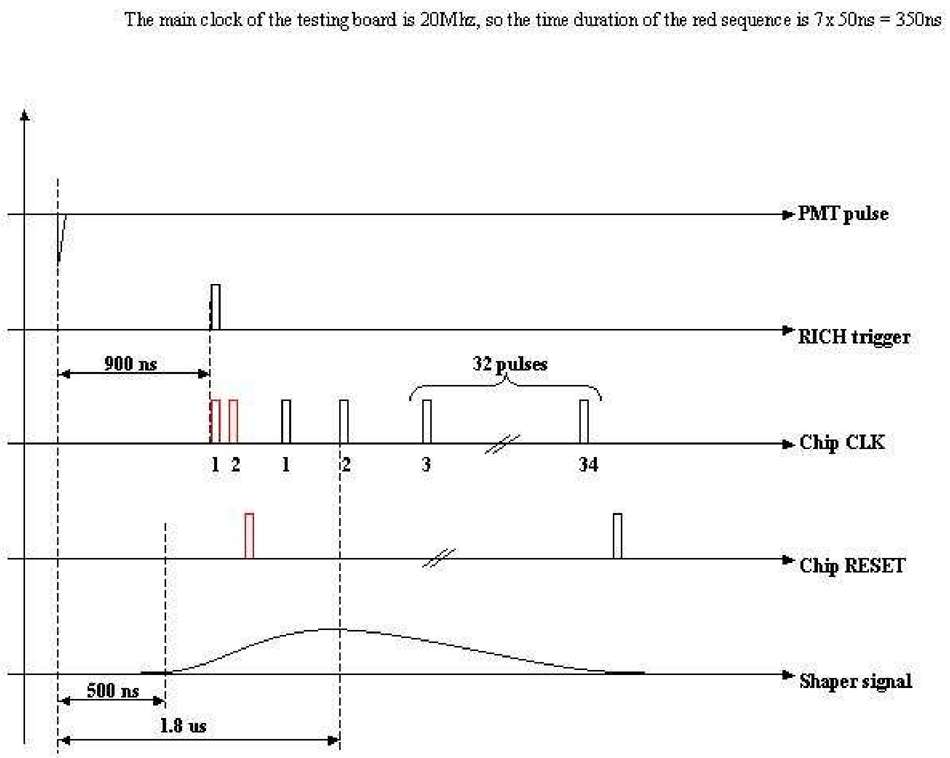


FIG. 3.5 – *Chronogramme du fonctionnement de l'ASIC de premier niveau.*

température auxquelles sera soumis le circuit lors de la mise en orbite.

Dans la version définitive des circuits, cette fonction n'a pas été retenue (pour les raisons données au paragraphe 3.2) et le signal de dynode est relié à la masse.

3.3 Caractéristiques générales du circuit

Les caractéristiques générales du circuit sont présentées dans le tableau (3.1). La deuxième colonne de celui-ci correspond au cahier des charges initialement prévu. Elle ne présente pas une limite absolue, mais un ordre de grandeur des performances souhaitées. Le nombre d'entrées et de sorties est de :
- 17 entrées analogiques (16 anodes et une dynode relié à la masse)
- 3 entrées de polarisation interne
- 1 signal d'horloge
- 1 entrée de compensation du piédestal (détaillé dans le paragraphe 3.4.2)
- 1 entrée de tests
- 1 entrée de remise à zéro
- 1 sortie analogique (32 voies multiplexées)

La surface du circuit est de $2.9 \times 2.2\text{mm}^2$. Une photo est présentée sur la figure (3.7).

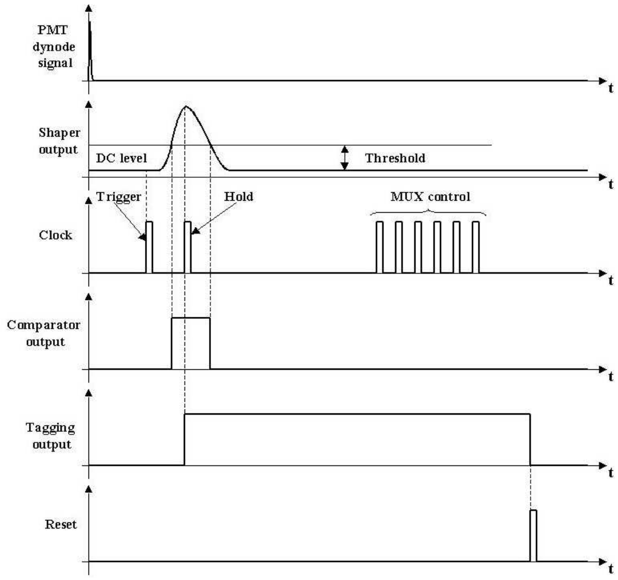


FIG. 3.6 – *Chronogramme du processus de tagging.*

Désignation	Mesuré	Requis
Gamme d'entrée	0 - 36 pC (250 photoélectrons)	0 - 36 pC (250 photoélectrons)
Fréquence maximale de multiplexage	1.5 MHz	1 MHz
Non-linéarité Gain 1 Non-linéarité Gain 5	$\pm 0.5\%$ $\pm 0.25\%$	$\pm 1\%$
Rapport gain1/gain5	$5 \pm 1\%$	-
Bruit	< 0.05 photoélectrons rms	0.1 photoélectrons rms
Consommation	+3 V ; -2 V	-
Niveau d'entrée et sortie logique	de 0 à 3 V	-
Amplitude de la sortie analogique	de 0 à 2.8 V	-
Puissance consommée	0.7 mW/voie	< 1 mW/voie
Diaphonie	< 0.05photoélectrons rms	< 0.1photoélectrons rms

TAB. 3.1 – *Caractéristiques générales des circuits.*

3.4 Analyse des piédestaux

3.4.1 Décalage du piédestal en fonction du taux de déclenchement

Les tests au CERN (cf. section 5.2) ont révélé un problème inattendu : la position du piédestal dépend de la fréquence de déclenchement. L'effet n'est pas simple à identifier mais, une fois connu, il peut être aisément étudié sur un banc de tests. La figure (3.8) présente la dérive des piédestaux pour différents changements de fréquence. Le premier histogramme donne la répartition des écarts, en canaux d'ADC, entre la position du piédestal pour une fréquence de déclenchement de 1 kHz et pour une fréquence de déclenchement de 20 Hz. Clairement, l'écart peut atteindre des valeurs importantes, de l'ordre de 30 canaux (*i.e.*, environ 1/2 photoélectron), avec un moyenne autour de 8 canaux. Le second et le troisième histogrammes présentent cette même différence mais pour des fréquences variant de 1 kHz à 50 Hz, puis de 1 kHz à 100 Hz. Il apparaît donc que lorsque le temps séparant deux déclenchements

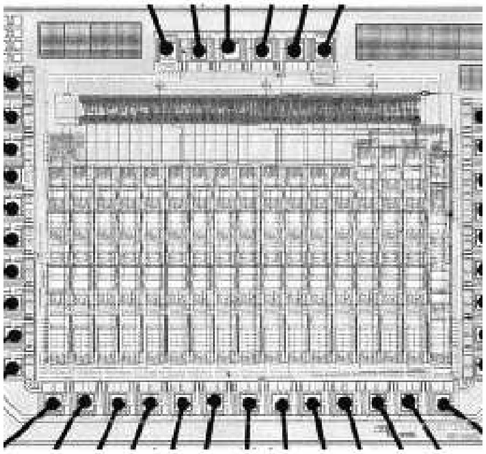


FIG. 3.7 – *Photographie de l'ASIC. Sa surface est de* $2.9 \times 2.2\text{mm}^2$.

est inférieur à 10 ms, le piédestal est stable. L'erreur reste acceptable (*i.e.* sous dominante par rapport aux autres incertitudes) tant que le temps demeure inférieur à 50 ms. Elle devient trop grande au-delà. En situation, la fréquence de déclenchement moyenne attendue pour AMS est de 2 kHz. Il est donc bien évident que cet effet serait négligeable, d'autant plus que la distribution exponentielle décroissante des intervalles de temps (ces 2 kHz sont une moyenne mais la loi physique est évidemment aléatoire) favorise statistiquement les faibles valeurs. Autrement dit, la probabilité de voir un intervalle supérieur à 20 ms vaut $exp(-20/0.5) \approx 4 \times 10^{-18} \approx 0$. Pourtant, il importe de corriger ce problème pour deux raisons. La première vient de ce que des tests d'AMS seront effectués au sol, avec le rayonnement cosmique secondaire, à des fréquences considérablement plus faibles. La seconde vient de ce qu'il n'est pas exclu que, durant un certain temps, le *trigger* d'AMS soit utilisé en mode "noyaux", c'est-à-dire ne déclenche plus sur les protons, mais sur les particules de charges plus élevées. La fréquence serait alors nettement plus faible.

Pour ces raisons, plusieurs stratégies de correction de cet effet ont été proposées. Trois hypothèses sont envisageables :

- la première consiste à générer des *faux triggers*. Si le temps depuis le dernier déclenchement dépasse 20 (ou 50) ms, un signal de *trigger* est automatiquement généré. Au niveau de l'électronique du RICH, cette solution est confortable puisqu'aucune modification n'est nécessaire. En revanche, elle présente l'inconvénient de générer un "faux évènement" pour l'ensemble des détecteurs d'AMS et non pour le seul imageur Čerenkov (ceci afin d'éviter un conflit logique au niveau du *trigger* avec un détecteur en mode *busy*). La discussion avec les représentants des autres détecteurs est en cours sur ce point.
- la seconde consiste à générer la séquence des trois impulsions logiques (ouvrir et fermer le *track & hold* puis générer un *reset*) avant le train normal des impulsions de lecture et multiplexage. La figure (3.9) montre l'histogramme des dérives avec cette nouvelle séquence (en clair) comparé à celui de la séquence initiale (en noir). Clairement, l'effet est ainsi quasiment annulé. Cette solution peut être mise en œuvre de deux façons différentes :
  - ⋆ elle peut se contenter de faire appel au *trigger* LV1 (premier niveau) normalement généré. Celui-ci est délivré 1 μs après le passage de particule. Cette solution est intéressante parce qu'elle ne demande aucune modification externe et ne concerne que le RICH. Mais, le chronogramme présenté à la figure (3.5) montre qu'à ce moment l'impulsion mise en forme n'est déjà plus nulle. Il peut s'ensuivre un phénomène de rebond dans celle-ci dû à la commutation. Nous avons entrepris des tests de linéarité avec cette nouvelle séquence : ils sont satisfaisants et ne montrent aucun effet indésirable. Reste à montrer que ceci demeure exact lorsque la

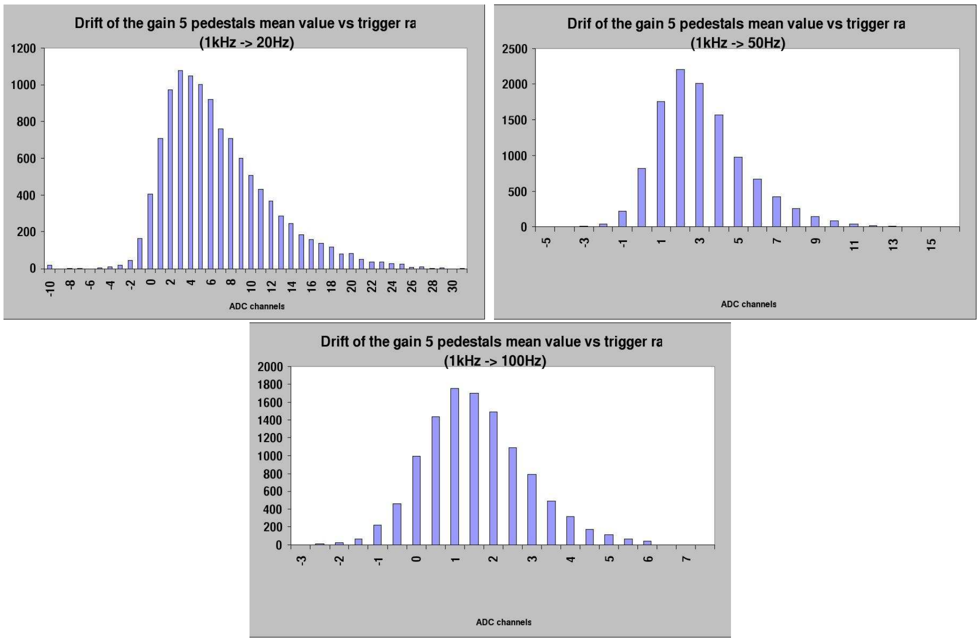


FIG. 3.8 – *Histogramme de la dérive des piédestaux en fonction du taux de déclenchement.*

phase est aléatoire (*i.e.* lorsque l'échantillonnage peut advenir au bout d'un temps légèrement variable après le *trigger*) : un effet d'oscillation pourrait ici entraîner des problèmes. Ce point est à l'étude.

⋆ elle peut, pour s'affranchir du problème précédent, être mise en œuvre de façon que les trois impulsions supplémentaires aient lieu dans les 500 premières nanosecondes, *i.e.*, lorsque le niveau est encore sur la ligne de base. Cette solution est plus sûre et élégante d'un point de vue électronique. Mais elle nécessite de disposer du signal de déclenchement rapide : le *fast trigger*. Celui-ci est disponible 300 ns après le passage de la particule, il serait donc parfaitement adapté. Mais son utilisation demande un travail de câblage (et donc un poids) supplémentaire.

Quelle que soit la solution retenue, il est possible de corriger cet effet de sensibilité à la fréquence dont l'explication théorique n'est pas simple et qui n'est pas reproduit par la simulation électronique (SPICE) du circuit. Elle repose sans doute sur une légère dérive dont la constante de temps est de l'ordre d'une centaine de millisecondes. Elle peut aussi être modélisée (A. Lebedev, communication privée) par un micro-échauffement interne du circuit lors des commutations : si la capacité calorifique est extrêmement faible, l'effet peut être ainsi expliqué.

Il est important de noter que cette modification de la séquence logique est également liée à un second problème mis en évidence lors des tests sur faisceau. En effet, l'évènement suivant un évènement de charge élevée (typiquement un noyau de Fer) présentait encore une "trace" du précédent : les pixels qui avaient reçu une centaine de photoélectrons présentaient encore une amplitude résiduelle équivalente à quelques photoélectrons au déclenchement ultérieur. Cet effet a pu être reproduit au laboratoire, sur banc-test. Le fait qu'il ne touche qu'une seule voie (quand l'injection de charge n'a lieu que sur une voie) laisse penser qu'il est relatif au *track & hold* et pas au multiplexage. Il peut être entièrement résolu en ajoutant une ouverture-fermeture du *track & hold* et un *reset* après la séquence normale, ce qui est, de toute façon, prévu dans les deux dernières solutions proposées pour palier l'effet de dérive fréquentielle des piédestaux. Dans le cas où la première serait retenue, il suffirait d'ajouter ces trois impulsions en fin de séquence (ce

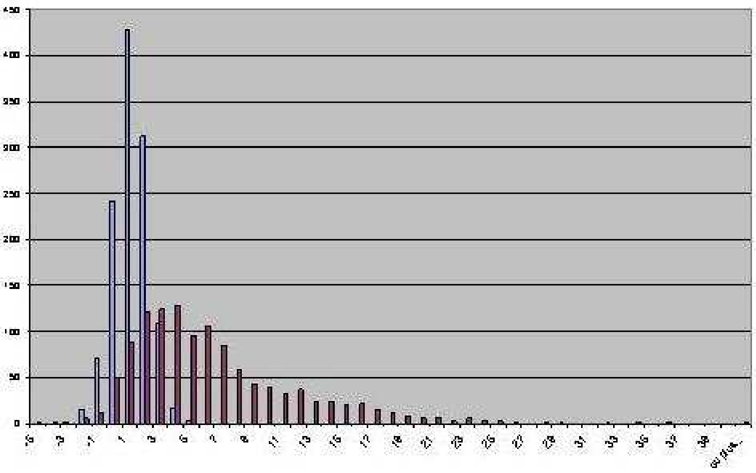


FIG. 3.9 – *Variation de la position du piédestal entre 1* kHz et 20 Hz, *pour la séquence logique initiale (noir) et pour la séquence modifiée (clair).*

qui serait sans intérêt pour les effet de dépendance à la fréquence mais résout tout aussi bien le problème de rémanence).

3.4.2 Evolution avec la température

Les variations de température que subira le détecteur RICH peuvent générer des effets de dérive ou de dysfonctionnement sur l'électronique. Il s'agit ici de quantifier l'influence de la température sur la réponse de l'électronique du circuit, en particulier sur la possible évolution de la position du piédestal.
Le circuit a été placé dans une chambre régulée en température. La précision de celle-ci est de ≈ 0.1 °C après un temps de 2.5 min de stabilisation. Le but étant l'obtention d'une très bonne homogénéité sur l'ensemble du circuit, un intervalle de 15 min a été respecté entre chaque mesure.

L'effet sur la position du piédestal n'est pas négligeable. Les mesures sont présentées sur la figure (3.10). La moyenne de ce décalage est de 1.63 canaux d'ADC par degrés Celsius, ce qui se traduit, en moyenne, par 2.7×10^{-2} photoélectrons par degré.

Dans le but de corriger cet effet, une amélioration a été apportée dans le circuit. Sur le schéma (3.11), la résistance interne R, couplée à une injection de courant, permet d'ajouter un niveau continu au piédestal afin d'obtenir des valeurs toujours positives pour la position de celui-ci.

Le principe de correction consiste à compenser le décalage du piédestal par l'apport d'une tension proportionnelle à la température. Ceci peut être réalisée grâce à une diode dont la tension de sortie varie de 2 mV par degré. Ainsi, le courant miroir composé de 4 transistors MOS sera proportionnel à la température et l'effet négatif de celle-ci au niveau de la résistance R sera compensé. Une nouvelle série de tests, après cette modification, a été mise en oeuvre et des résultats significatifs ont été obtenus (présentés sur la figure (3.12)).

Le décalage du piédestal n'est alors plus que de 0.39 canaux ADC par degré, en moyenne, diminuant d'un facteur 4 la valeur obtenue avant l'ajout de cette diode.

3.5 Tests et sélection des circuits

Le RICH d'AMS nécessite 680 circuits ASIC associés aux 680 cellules de photodétection. Il est possible qu'à l'issue de la fabrication, un pourcentage non négligeable d'entre eux soit défectueux. Par ailleurs, même si le fonctionnement global est correct, nous leur avons imposé des critères assez sévères dans le

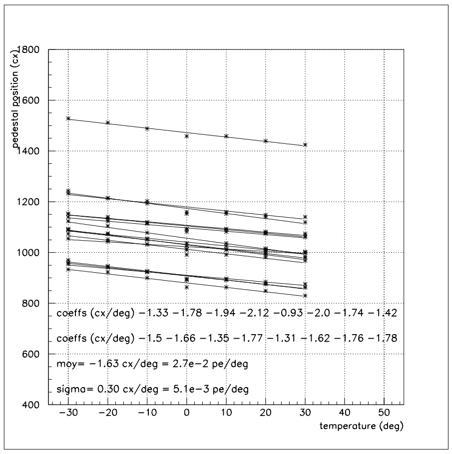


FIG. 3.10 – *Evolution de la position des piédestaux en fonction de la température avant correction.*

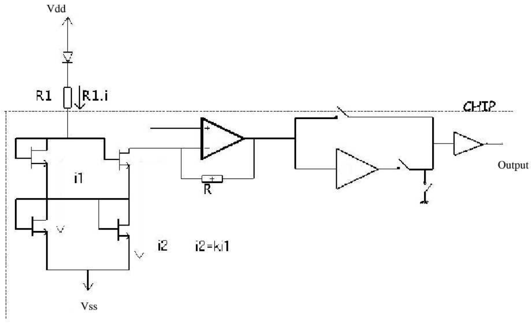


FIG. 3.11 – *Schéma du montage de correction de la dérive des piédestaux en fonction de la température.*

but d'obtenir une série de circuits ayant des réponses peu dispersées, facilitant ainsi l'étalonnage global du compteur. 1400 circuits ont été reçus et testés. Parmi eux, 200 ont été directement rejetés pour non-fonctionnement, soit un taux de $\approx 15\%$ de déchets, correspondant approximativement au cahier des charges de l'entreprise *Austria Micro Systems*. Les tests et critères imposés au 1200 restants sont détaillés dans cette section.

3.5.1 Rapport gain5/gain1

Les dispersions des caractéristiques des différents composants peuvent modifier le rapport gain5/gain1. Néanmoins, cette disparité n'est pas rédhibitoire (sous réserve que ce dernier ne soit pas trop faible pour garder une résolution correcte du photoélectron unique et que la valeur exacte soit connue). Les résultats des tests réalisés sur l'ensemble des circuits sont disponibles sur l'histogramme (3.13) (moyenne 4.7 environ pour une dispersion de 0.05). Aucun circuit ne présentant de rapport Gain5/Gain1 *pathologique*, il n'a pas été appliqué de restriction à ce niveau. Les valeurs de ce rapport sont stockées pour chaque voie de chaque circuit dans une base de données et pourront être ainsi accessibles pour l'analyse des données du compteur.

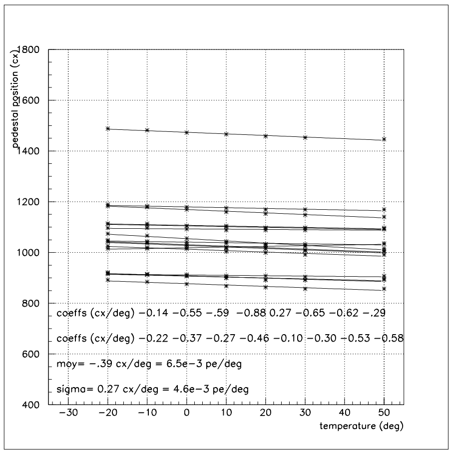


FIG. 3.12 – *Evolution de la position des piédestaux en fonction de la température après correction.*

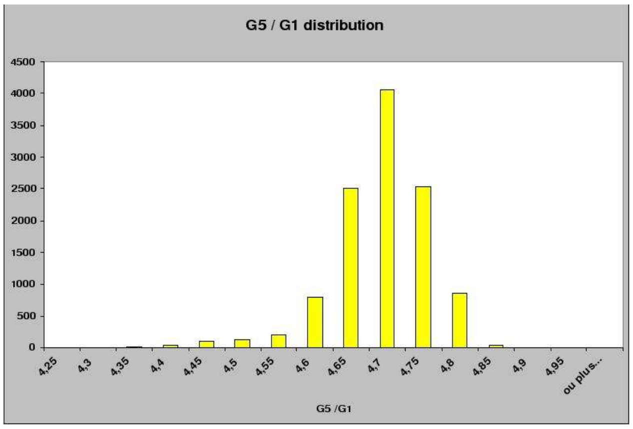


FIG. 3.13 – *Histogramme du rapport Gain 5 / Gain1 des 1200 circuits.*

3.5.2 Position et largeur du piédestal

La position du piédestal doit être suffisamment éloignée du canal 0 en sortie de l'ADC pour que toute dérive possible lors de la mise en œuvre (température, taux de déclenchement) ne puisse l'entrainer hors de la gamme de codage de l'ADC (on serait confronté à des piédestaux négatifs qui rendraient l'étalonnage et l'analyse des signaux issus des photomultiplicateurs pratiquement impossible). Un seuil minimum sur la position (prenant en compte des valeurs extrêmement conservatives de dérives possibles) a donc été fixé à 40 canaux au delà du canal zéro de l'ADC. Bien-sûr, il faut aussi éviter que le piédestal ne se trouve trop loin du côté des valeurs positives, entraînant une perte de dynamique. Cette situation ne s'est jamais produite avec les circuits testés.
D'autre part, la largeur de ce piédestal, traduction directe du bruit de l'électronique, a elle aussi été fixée à une valeur maximale de 1.5 canaux ADC en gain 1 et 6.5 canaux ADC en gain 5, correspondant en moyenne à 10% de la position attendue pour le pic du photoélectron unique. Ceci assure une non contamination du signal physique par le bruit électronique et fait en sorte que la dégradation de la résolution due à l'électronique soit négligeable devant les effets associés au photomultiplicateur ($\sigma/Q \approx 0.5$) et à la fluctuation physique ($\sigma = \sqrt{N}$).
L'histogramme (3.14) présentent les positions et largeurs des piédestaux des 1200 circuits testés. Ces

valeurs sont également stockées dans la base de données des circuits.

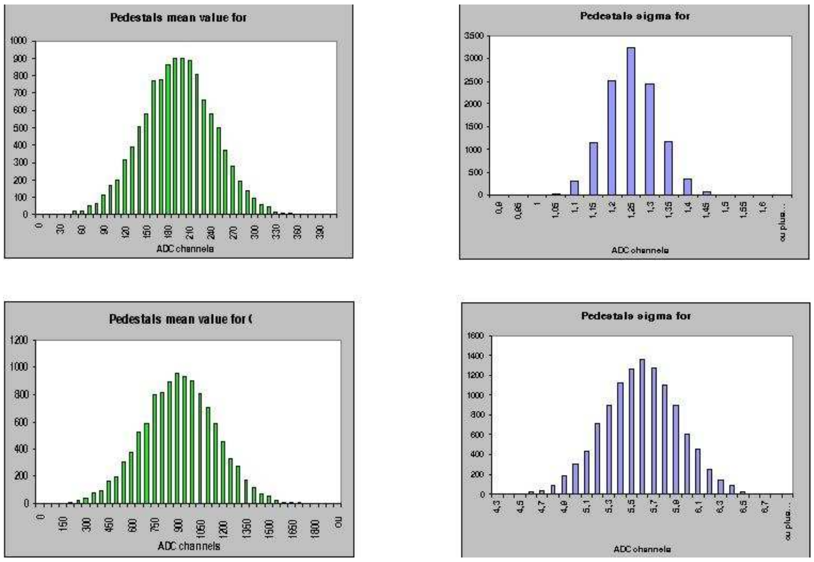


FIG. 3.14 – *Position (gauche) et largeur (droite) des piédestaux en gain1 (haut) et gain5 (bas).*

3.5.3 Dérive du piédestal en fonction du taux de déclenchement

La dérive du piédestal en fonction du taux de déclenchement a fait l'objet de la section 3.4.1 et est présentée sur la figure (3.8). Les critères de sélection sur cette dispersion ont été fixés selon les valeurs données dans le tableau (3.2). Ces valeurs demeurent élevées et c'est pourquoi une stratégie de correction a été préalablement exposée. Il est impossible de s'affranchir de ce problème par une simple sélection des circuits. Nous avons néanmoins souhaité appliquer une coupure sur ce critère afin d'éviter que des circuits trop sensibles puissent être sélectionnés, l'origine de cet effet n'étant pas pleinement maîtrisée.

	Gain1	Gain5
100 Hz $\rightarrow$ 1 Hz	$< 1\sigma$	$< 1\sigma$
50 Hz $\rightarrow$ 1 Hz	$< 2\sigma$	$< 2\sigma$
20 Hz $\rightarrow$ 1 Hz	$< 5\sigma$	$< 5\sigma$

TAB. 3.2 – *Dérives maximum autorisées pour le piédestal.*

3.5.4 Linéarité

Le principe de la mesure de linéarité repose sur l'injection de charges simulant la présence d'un photomultiplicateur. Les charges sont injectées au travers de capacités dans le préamplificateur de chaque anode. Un module ACI (Anode Charge Injector) commande quatre anodes. Le même principe a été utilisé sur la dynode. Les injections de charge consistent en 5 cartes branchées sur la carte mère d'acquisition (4 pour 4×4 anodes).
L'histogramme (3.15) présente les écarts de linéarité pour les 1200 circuits. ils sont extrêmement faibles. Une valeur maximale fixée à 1% ne constituant pas une sélection drastique au niveau des circuits, la quasi totalité d'entre eux est acceptée sur ce critère. Il est clair que la non linéarité électronique étant négligeable devant celle des photomultiplicateurs, elle ne saurait être érigée en critère déterminant.

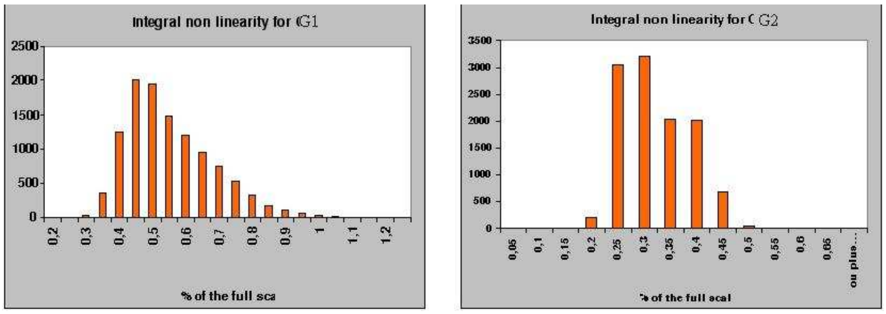


FIG. 3.15 – *Histogramme d'écart à la linéarité parfaite en pourcentage de la pleine échelle, en gain 1 (gauche) et en gain 5 (droite) pour 1200 circuits.*

3.5.5 Consommation et distribution du *peaking time*

Les critères retenus concernant les courants d'alimentation sont les suivants :
2 mA < Ivdd < 3 mA et −3 mA < Ivss < −2 mA. Moins que la valeur intrinsèque des milliwatts associés, ce qui importe ici est avant tout de tracer un éventuel dysfonctionnement. Lorsque des composants sont en court-circuit ou, au contraire, ne sont pas en contact avec les pistes, la consommation est souvent très élevée ou quasiment nulle. Ce critère est donc essentiellement binaire pour détecter un éventuel problème majeur au sein du circuit.

Par ailleurs, les circuits vont être regroupés en fonction de leurs *peaking times*. Il convient donc que ce dernier ne soit pas trop dispersé au sein même d'un ASIC : il est impossible de régler la valeur pour chaque voie (elle ne sera d'ailleurs pas même réglée pour chaque circuit, mais par groupe de circuits). La sélection retenue consiste à demander que l'écart entre la valeur minimale et maximale n'excède pas 50 ns, de façon que l'appariement mentionné ait un sens. Il a, par ailleurs, été vérifié que la dispersion des *peaking times* au sein d'un circuit est bien inférieure à celle des moyennes entre les circuits (d'un facteur 2.5 environ). Cet effet est lié à la conception même des composants (résistances et condensateurs). Au sein d'un même ASIC, ils sont crées à partir d'une même zone dans une tranche très fine de silicium monocristallin (*wafer*). Le dopage n'est que très peu dispersé localement, ce qui explique la différence entre la distribution moyenne du *peaking time* au sein d'un ASIC et celle entre les circuits. La figure (3.16) illustre ce point en présentant, à gauche, la distribution des *peaking times* moyens des circuits (avec des pas de 20 ns correspondant à la résolution du codeur) et, à droite, l'histogramme des écarts-types au sein des circuits. Clairement, avec $<\sigma/circuit>\approx$ 14 ns, il est intéressant de grouper les circuits et la démarche d'appariement est donc viable.

3.6 Synopsis des critères de sélection

Les critères de sélection appliqués sont au nombre de quatre (sans compter celui du fonctionnement global du circuit bien entendu) et sont résumés dans le tableau ci-dessous. Sur les 1200 circuits testés,

Consommation	2 mA < Ivdd < 3 mA	−3 mA < Ivss < −2 mA
Position μ et écart-type σ du piédestal	Gain 1 $\mu > 40$ canaux ADC $\sigma < 1.5$ canaux ADC	Gain5 $\mu > 40$ canaux ADC $\sigma < 6.5$ canaux ADC
Dispersion dans un circuit du *peaking time*	< 50 ns	< 50 ns
Non linéarité	< 1%	< 1%

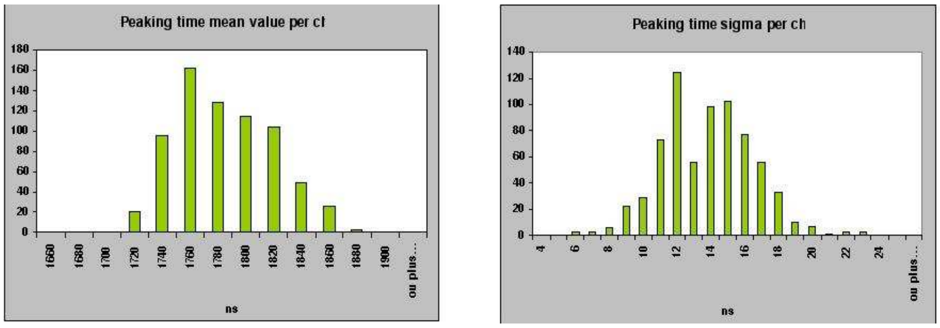


FIG. 3.16 – *Gauche : distribution des peaking times moyens de chaque circuit. Droite : distribution des écarts-types des peaking times au sein des circuits.*

700 ont passé avec succès ces restrictions et sont potentiellement utilisables pour équiper le compteur final.

Il est aussi important de noter que la sensibilité des circuits aux rayonnements ionisants a été évaluée. Les effets possibles sont essentiellement au nombre de deux : le SEL (*single event latchup*) et le SEU (*single event upset*). Le premier concerne un effet thyristor et consiste essentiellement en un court-circuit p-n-p opéré dans le silicium par un ion lourd le traversant. Il pose un sérieux problème car il est alors nécessaire d'éteindre et d'allumer à nouveau l'alimentation basse tension pour remettre le composant en marche. De plus, cette opération doit être très rapide pour éviter la destruction. Dans la pratique, des limiteurs de courant sont mise en œuvre sur les alimentations de façon à couper celles-ci dès qu'une surconsommation apparaît. Le second effet (SEU) concerne les dispositifs numériques pour lesquels l'état d'un bit est changé par le passage du rayonnement ionisant. Il ne s'agit pas alors d'un arrêt de fonctionnement du circuit mais juste d'une valeur erronée en sortie. Nous avons testé l'ASIC du RICH à Darmstadt avec des faisceaux de xénon, d'or et d'uranium. Les taux obtenus sont satisfaisants et entrent dans les critères demandés par la collaboration : moins de 1 SEU par heure et moins de 1 SEL par jour [61].

3.7 Effets du *jitter* au niveau du déclenchement

Il est important de vérifier que les effets de *jitter* au niveau du *trigger* (c'est-à-dire de fluctuations entre le moment de passage de la particule et le moment d'arrivée du signal logique de déclenchement) sont acceptables. Ces fluctuations temporelles sont élevées dans AMS puisque la différence maximale est de l'ordre de 100 ns. Cette valeur importante est essentiellement dictée par deux éléments : la fréquence d'horloge de la logique (responsable de 40 ns environ) et les câbles de longueurs très différentes selon la zone touchée par la particule (responsables de 35 ns environ). Les autres contributions proviennent du temps de transit des photomultiplicateurs, des comparateurs, etc. Nous avons entrepris de mener une simulation pour évaluer la distribution réelle des temps de déclenchement de façon plus précise que l'excursion totale, celle-ci ne correspondant qu'à un cas théorique de comparaison entre un événement où toutes les variables temporelles sont minimales et un événement où toutes les variables temporelles sont maximales. Pour ce faire, certaines distributions ont été considérées comme gaussiennes (par exemple le temps de transit des phototubes), tandis que d'autres ont été approximées par des fonctions constantes (par exemple, l'effet des différentes longueurs de câbles). Il faudrait, en toute rigueur, considérer ces dernières sous formes de pics mais la distribution obtenue par notre approche suffit pour donner l'enveloppe de la distribution réelle. La figure (3.17) montre l'effet des différents éléments à l'origine du *jitter*, chaque histogramme est la somme des précédents et d'un nouvel élément (il existe environ 13 contributions au *jitter* [62]). La figure (3.18) montre le résultat final : bien que l'essentiel des distributions individuelles soient plates, le résultat est gaussien, comme on pouvait s'y attendre dans le cas de la somme d'un assez grand nombre de variables aléatoires indépendantes. La largeur à mi-hauteur de cette gaussienne n'est

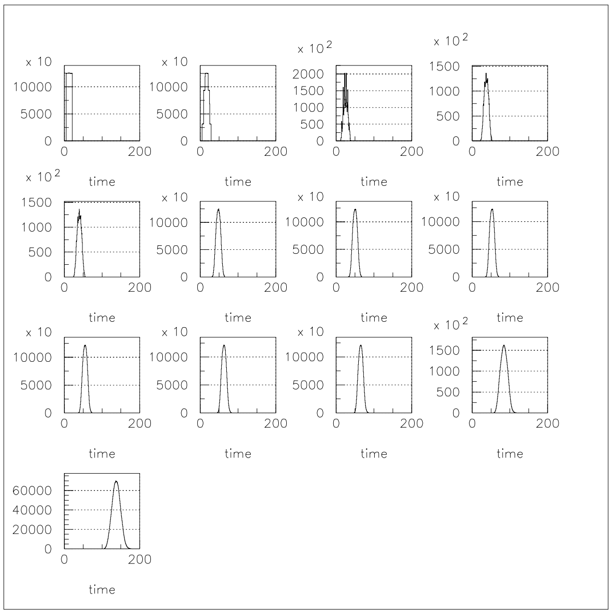


FIG. 3.17 – *Evolution de la distribution des temps d'arrivée du signal de déclenchement après le passage de la particule au fur et à mesure que les différents éléments à l'origine du jitter sont pris en compte (axe des abscisses en nanosecondes).*

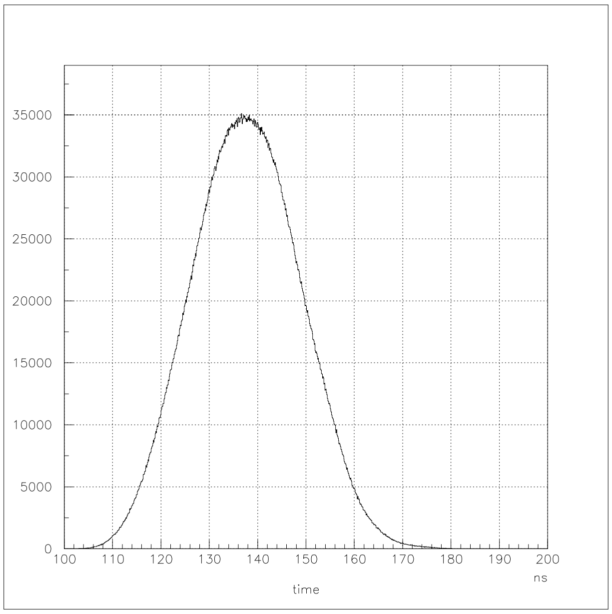


FIG. 3.18 – *Distribution des temps d'arrivée du signal de déclenchement après le passage de la particule.*

que de 30 ns. Finalement, la figure (3.19) montre l'erreur sur la mesure induite par ce *jitter*. Dans notre cas, elle ne dépassera pas 0.3% et demeure par conséquent acceptable.

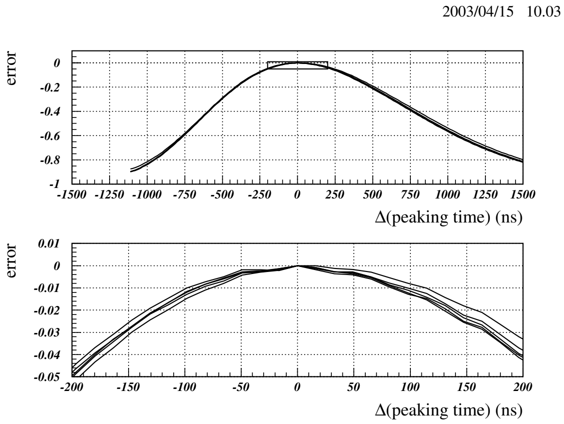


FIG. 3.19 – *Erreur sur la mesure de charge en fonction de l'écart par rapport au peaking time optimal.*

3.8 Conclusion

Depuis sa conception originale, le circuit a connu de nombreuses améliorations conduisant à un résultat correspondant finalement aux attentes physiques. Il est actuellement dans sa version définitive et ne nécessite plus de nouvelles itérations, conformément au calendrier prévu. Les appariements avec les photomultiplicateurs sont actuellement en cours et 96 photomultiplicateurs devraient être équipés de cette électronique et installés dans le prototype de deuxième génération (décrit dans le chapitre *"Etude expérimentale du prototype de deuxième génération du RICH d'AMS"*) pour la prochaine campagne de tests en faisceau qui aura lieu en Octobre 2003 au CERN.

Chapitre 4

Etude expérimentale du prototype de première génération du RICH d'AMS

Un premier prototype de détecteur RICH à focalisation de proximité a été développé et testé au laboratoire durant la période 1997-2001. Une photographie du dispositif expérimental est présentée sur la figure (4.1). Il a été testé avec différents matériaux radiateurs. La mise en œuvre expérimentale de ce prototype de première génération, ainsi que les résultats obtenus, sont décrits dans ce chapitre et comparés à la simulation. L'étude complète de ce prototype a fait l'objet d'une précédente thèse [50] et ne sont présentés ici que les résultats qui lui ont fait suite, en particulier l'étude et la caractérisation des différents radiateurs et le suivi en temps des performances de l'aérogel de silice. Les perspectives d'amélioration pour la deuxième génération de prototype (faisant l'objet du chapitre suivant) et pour détecteur final seront également exposées.

4.1 Introduction

Les compteurs RICH à focalisation de proximité sont basés sur une configuration géométrique relativement simple. Le principe repose sur un mince radiateur (liquide ou solide), séparé du plan de détection par un espace de glissement permettant à l'anneau de photons généré par effet Čerenkov de se développer et d'atteindre un rayon propice à la détection. Les performances de ce type de détecteurs ont été présentées au chapitre précédent.

L'imageur décrit dans ce chapitre est un prototype de première génération, construit pour explorer la mise en œuvre et la faisabilité de l'instrument définitif, allant de la mise en œuvre de chaque composant jusqu'aux mesures de vélocité des particules incidentes, ceci en étudiant la version initiale de l'électronique et les algorithmes de reconstruction. Le motivation de cette étude consistait à explorer toutes les étapes de la procédure expérimentale et à déjouer toutes les difficultés inattendues pour définir un compteur final avec une technique éprouvée. Les points principaux sont :

- ⋆ étudier la résolution en charge et en vitesse de l'instrument sur une large gamme d'acceptance.
- ⋆ tester les procédures de reconstruction, rechercher les principales sources de bruit de fond potentielles et leur impact sur les performances du détecteur.
- ⋆ tester l'électronique de lecture.

Ce prototype a été utilisé avec des cosmiques durant plusieurs mois mais aussi fait l'objet de prises de données en faisceau. Ce dernier point ayant été traité exhaustivement dans la thèse [50], il ne sera pas abordé dans ce chapitre.

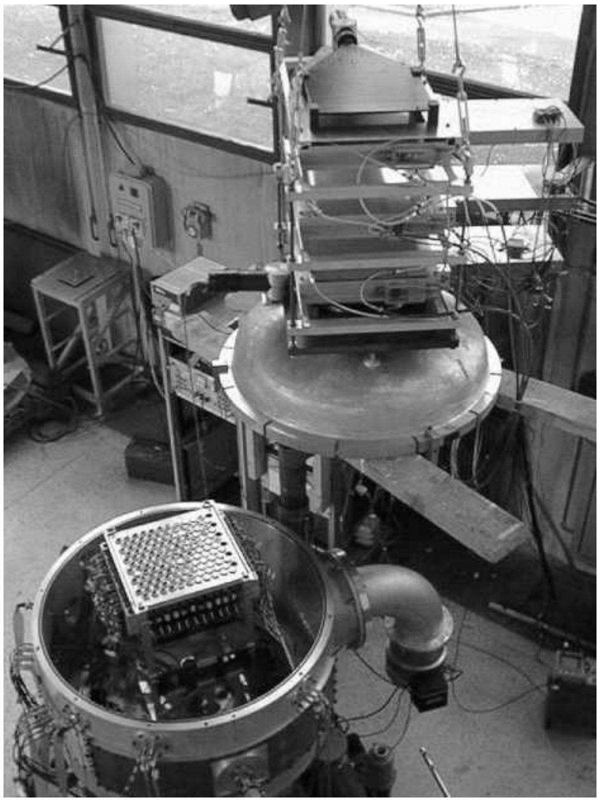


FIG. 4.1 – *Photographie du dispositif expérimental en configuration cosmique. Trois chambres à fils XY sont visibles au dessus de la chambre à diffusion.*

4.2 Description du prototype

Le prototype est composé d'une matrice de 126 photomultiplicateurs de type Philips XP2802 de 18 mm de diamètre. Ils sont agencés suivant un arrangement hexagonal compact de 240×229 mm^2 avec 56% de surface photosensible. Ils sont équipés d'une photocathode de type bialkali B. La fenêtre d'entrée du photomultiplicateur est en verre sodocalcique, ce qui a pour effet de couper les longueurs d'onde inférieures à 300 nm. La courbe d'efficacité quantique de la photocathode en fonction de la longueur d'onde est présentée sur la figure (4.2). Le XP2802 est caractérisé par :

- un gain élevé de l'ordre de 10^6 (le photomultiplicateur est équipé de 12 dynodes)
- une tension nominale faible, de l'ordre de 900 V
- une bonne sensibilité au photon unique
- une efficacité de collection des électrons sur la première dynode de 85%.

Chaque tube a été monté sur une base connectée à l'aide un petit câble à la carte électronique de premier niveau contigu à la matrice. Le compteur est disposé à l'intérieur d'une chambre à vide équipée d'un système de pompe pour des tests sous vide. Le prototype a été complété par un ensemble de détecteurs qui permettent de fournir un déclenchement au système d'acquisition nécessaire à la reconstruction de la trajectoire de la particule incidente. Ce système est constitué d'un trajectomètre composé de 3 chambres proportionnelles à fils (reconstruction en x et en y), de surface 40×40 cm^2 et de 2 mm d'espace inter-fils, équipées de ligne à retard et placées au dessus de la chambre à diffusion. Elles ont été utilisées avec un mélange de 69.9% d'Argon, 29.9% d'éthane et 0.2% de fréon. Elles sont alimentées sous une haute tension de 3700V. Les trois points de l'espace fournies par ces chambres à fils sont utilisés pour la

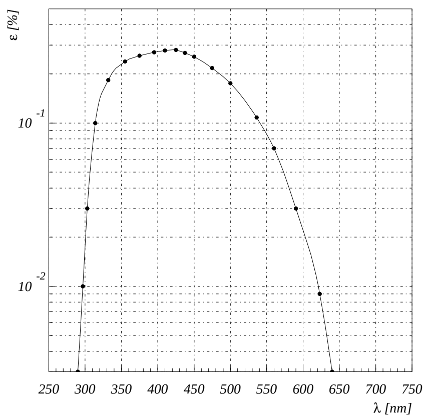


FIG. 4.2 – *Efficacité quantique de la photocathode du photomultiplicateur Philips XP2802 en fonction de la longueur d'onde λ.*

reconstruction de la trajectoire. La résolution spatiale obtenue sur la position de l'impact de la trajectoire extrapolée sur le plan de détection est de l'ordre de 1 mm dans les deux directions. Cette valeur n'affecte pas sensiblement la précision sur la reconstruction de l'évènement Čerenkov. Trois plans de scintillateurs plastiques de différentes tailles, lus par des photomultiplicateurs et définissant l'acceptance du radiateur, sont intercalés entre les chambres à fils et utilisés pour définir le déclenchement de l'acquisition. Ils fournissent également des informations sur le temps de vol. Un schéma de principe de l'ensemble du dispositif est disponible sur la figure (4.3). Deux types de radiateurs considérés comme adaptés pour le compteur final ont été étudiés [42]. Il s'agit :

- du fluorure de sodium (NaF). C'est un cristal d'indice de réfraction faible ($n \approx 1.332$) [51]. Il a été choisi pour ses capacité d'identification de particules de faibles impulsions ($\approx 0.5-4$ GeV d'énergie cinétique par nucléon).
- de l'aérogel de silice (AGL). Plusieurs valeurs d'indice de réfraction ont été étudiées pour leur capacité d'identification des particules d'impulsions élevées ou intermédiaires. L'un d'eux a été utilisé au sein du compteur Čerenkov à seuil d'AMS-01.

Le fluorure de sodium et les aérogels sont essentiellement transparents dans la gamme de longueurs d'ondes considérée. Celle-ci s'étendant du proche UV (300 nm) jusqu'au rouge.
La taille et les propriétés fondamentales des radiateurs utilisés, du point de vue de l'émission de lumière Čerenkov, sont donnés dans le tableau (4.1). Les valeurs ont été calculées en tenant compte de la distribution spectrale de l'émission Čerenkov et de l'efficacité quantique globale des photomultiplicateurs [50]. $<n>$ est l'indice moyen de réfraction du matériau utilisé comme radiateur, $\beta_c(P_{th})$ est le seuil en vélocité (resp. en impulsion) de l'émission Čerenkov. La gamme d'impulsions accessibles P_{range} est définie comme l'ensemble des quantités de mouvement situées entre le seuil de l'émission Čerenkov et la limite supérieure fixée, arbitrairement, à une séparation de 4σ entre des éléments différents d'une unité de masse atomique pour un radiateur de 1 cm d'épaisseur (à la limite chromatique). θ_c^∞ est l'angle Čerenkov limite et $< N_{PE} >$ est le nombre moyen de photoélectrons attendus pour des particules de Z=1 en supposant que toute la surface de détection est sensible.

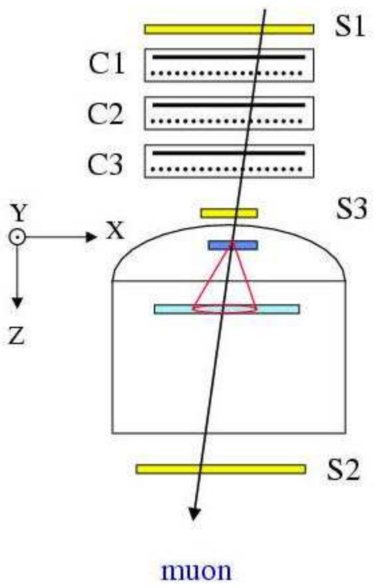


FIG. 4.3 – *Schéma de principe du dispositif expérimental pour les tests en cosmiques. L'imageur est placé dans la chambre à diffusion à l'abri de la lumière. S1,S2,S3 sont des scintillateurs plastiques utilisés pour le déclenchement et l'étude du $\frac{dE}{dx}$. C1,C2,C3 sont des chambres à localisation à deux étages donnant chacune un point d'espace.*

Materiau	$<n>$	Taille (cm)	épaisseur (cm)	β_c	P_{range} GeV/c/uma	θ_c^∞ (mrad)	$<N_{pe}>$ (cm^{-1})	$\frac{\delta n}{n}$ $\times 10^3$
NaF	1.33	8.5×8.5	1	0.75	1-6.5	719	28	~ 3
NaF	1.33	8.5×8.5	0.5	0.75		719	28	~ 3
aérogel	1.14	4.1×4.1	0.65	0.877	1.8-8	501	20	~ 2
aérogel	1.05	5×5	2.5	0.952	2.9-10	310	-	-
aérogel	1.035	11×11	1.1	0.966	3.4-11.5	261	6	~ 0.5
aérogel	1.025	11×11	1.1	0.976	4.2-12	221	4	~ 0.3

TAB. 4.1 – *Paramètres physiques des radiateurs utilisés [50].*

4.3 Lecture des photomultiplicateurs

4.3.1 Mesure de la charge

Les bases des photomultiplicateurs sont regroupées par quatre sur une alimentation de haute tension de 40 voies. Le gain moyen des phototubes dans le détecteur est de $G = 3.4 \times 10^6$. Sur chaque carte d'acquisition, la mesure de la charge collectée est réalisée par des micro-circuits analogiques (ASICs) développés au laboratoire [52]. Un schéma de principe de ces ASICS est présenté sur la figure (4.4). Ils ont la particularité d'être auto-déclenchables : la mesure de la charge n'est autorisée que si le signal du photomultiplicateur dépasse un certain seuil fixé et ajustable. Un monostable bascule alors et fournit une porte d'intégration de 400 ns environ. La sortie analogique de cet ASIC est ensuite numérisée par un convertisseur analogique-numérique (ADC) 12 bits, ce qui correspond à 4096 canaux de codage. Un

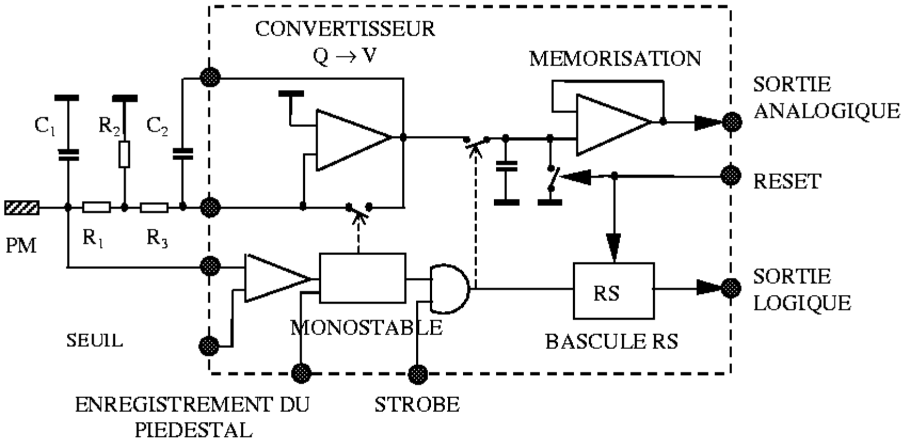


FIG. 4.4 – *Schéma de principe de l'ASIC utilisé pour mesurer la charge des photomultiplicateurs du prototype [52].*

chronogramme de l'ASIC est présenté sur la figure (4.5). On peut noter également la présence d'une sortie

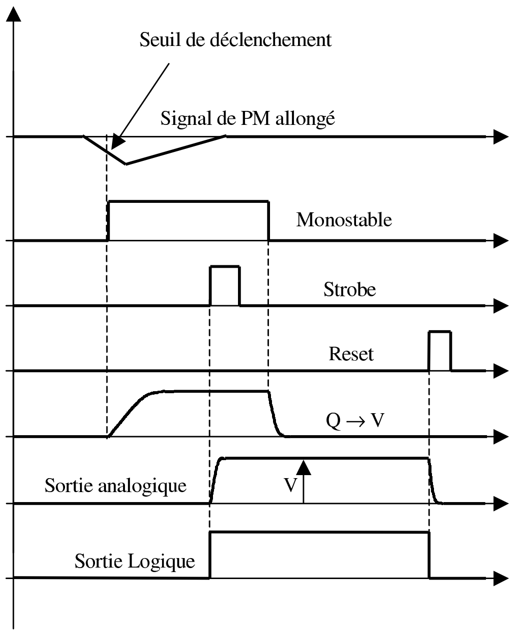


FIG. 4.5 – *Chronogramme du traitement du signal dans l'ASIC [52].*

logique indiquant si la voie a été touchée ou non.
Les mesures du piédestal électronique de chaque voie sont effectuées lors d'acquisitions spécifiques. Une distribution typique, avec une valeur moyenne obtenue par ajustement de $\approx 94 \pm 20$ canaux, est présentée

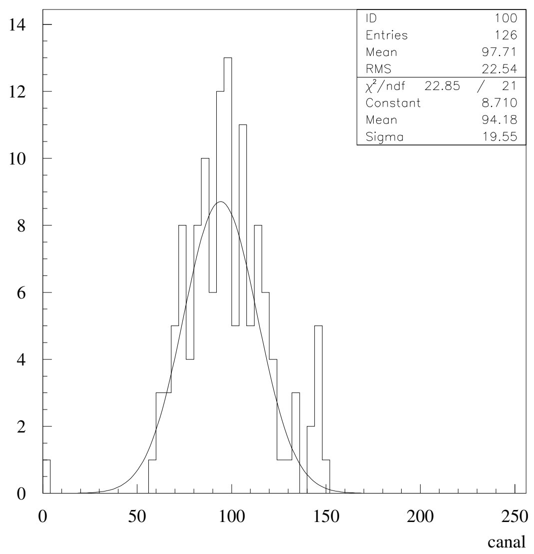


FIG. 4.6 – *Distribution expérimentale des positions des piédestaux des ASICs utilisés sur l'imageur.*

sur la figure (4.6). Cette valeur, relativement faible, permet de disposer de 97 à 98% de la gamme totale.

4.4 Electronique de lecture et acquisition de données

La conception de l'électronique de lecture à faible consommation développée pour ce projet est décrite dans la référence [53].

4.4.1 Carte de traitement

Chaque carte de traitement est équipée d'un circuit programmable (FPGA) Xilinx gérant le codage et l'adressage des charges des voies touchées. Un schéma présentant l'architecture de la carte de traitement est présenté sur la figure (4.7).

Les signaux analogiques issus des ASICs sont multiplexés et envoyés vers un convertisseur analogique numérique 12 bits, suivant leur adresse, celle-ci étant générée par le FPGA (compteur 5 bits cadencés à 10 MHz). Le résultat de la conversion analogique-numérique (12 bits) est associé à l'adresse de la voie (3 bits), de la carte (2 bits) et du bit de sortie logique de l'ASIC, formant ainsi le mot numérique qui sera ensuite stocké dans une mémoire FIFO, en attente d'être lu par le DSP.

4.4.2 Carte DSP

Les circuits lisant et codant la charge des photomultiplicateurs sont regroupés par groupes de onze sur six cartes électroniques reliées à une carte mère munie d'un processeur rapide (DSP), elle-même connectée à une carte d'acquisition VME via une paire torsadée.
Ce DSP programmable sert de lien entre les cartes de traitement de données et l'interface VME. Il fonctionne suivant 3 modes spécifiques :

- 200 ns après le passage d'une particule, une interruption provenant directement du STROBE vers le DSP lance à son tour une interruption vers les cartes de traitement. Ces dernières codent et

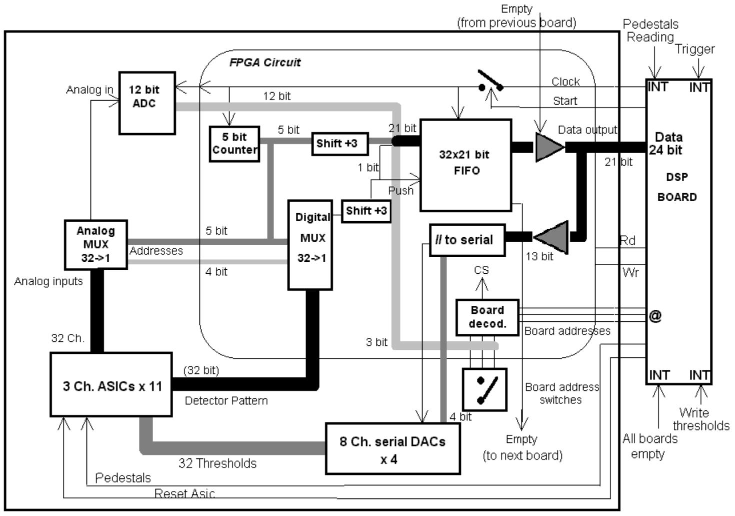


FIG. 4.7 – *Architecture détaillée d'une carte de traitement des données sortant des ASICs.*

mémorisent toutes les voies de l'imageur. Le DSP réinitialise ensuite les ASICs et lit les FIFOs carte par carte via le bus de données pour les mettre en forme et les transmettre dans la mémoire partagée de l'interface VME. La durée de cette phase dépend du nombre de voies touchées et peut prendre entre 1 et 40 μs environ.

- une seconde interruption, lancée par l'utilisateur lui-même, est opéré lorsqu'une lecture des piédestaux du codeur de charge remonte, via le VME, jusqu'au DSP. Cette opération n'est possible que lorsque le système d'acquisition est arrêté. Le déroulement des opérations du DSP est le même que dans le cas précédent, si ce n'est l'envoi d'un signal supplémentaire du DSP aux ASICs les informant qu'il s'agit d'une mesure de piédestaux.
- hors acquisition, l'utilisateur peut lancer un dernier mode d'interruption vers le VME pour l'écriture des seuils de référence. Ils sont alors lus et transmis, par le DSP, aux les cartes de traitement sur le bus. L'écriture de seuils positifs permet de bloquer l'ASIC, les impulsions des photomultiplicateurs étant négatives.

Un schéma général de la structure de l'électronique est présenté sur la figure (4.8). Le déclenchement de l'acquisition est obtenu par la coïncidence entre les scintillateurs plastiques. Les données sont enregistrées au moyen du système d'acquisition permettant le contrôle en ligne de l'expérience.

4.5 Etalonnage des photomultiplicateurs et réglage de la haute tension d'alimentation

L'étalonnage des photomultiplicateurs est réalisée lors d'acquisitions spécifiques au moyen d'une LED bleue. L'intensité de cette LED est alors réglée de manière à avoir un signal de photoélectron unique sur chaque voie. L'étalonnage est réalisé (au-delà du maximum du piédestal) en ajustant la fonction suivante :

$$f_1(x) = e^{a+bx} + N_1 \times e^{\frac{(x-m_1)^2}{2\sigma_1}} \tag{4.1}$$

où a, b, N_1, m_1, σ_1 sont les paramètres libres. Il faut noter que dans ce cas, et à la différence du chapitre précédent, la partie supérieur du piédestal est modélisée par une exponentielle décroissante et non pas par un gaussienne. Cela vient de ce que les photomultiplicateurs ici utilisés sont nettement moins performants et engendrent un bruit nettement supérieur. Physiquement, cette exponentielle représente l'enveloppe de la famille de gaussiennes émises par les différentes dynodes du tube (avec des amplitudes de plus en plus

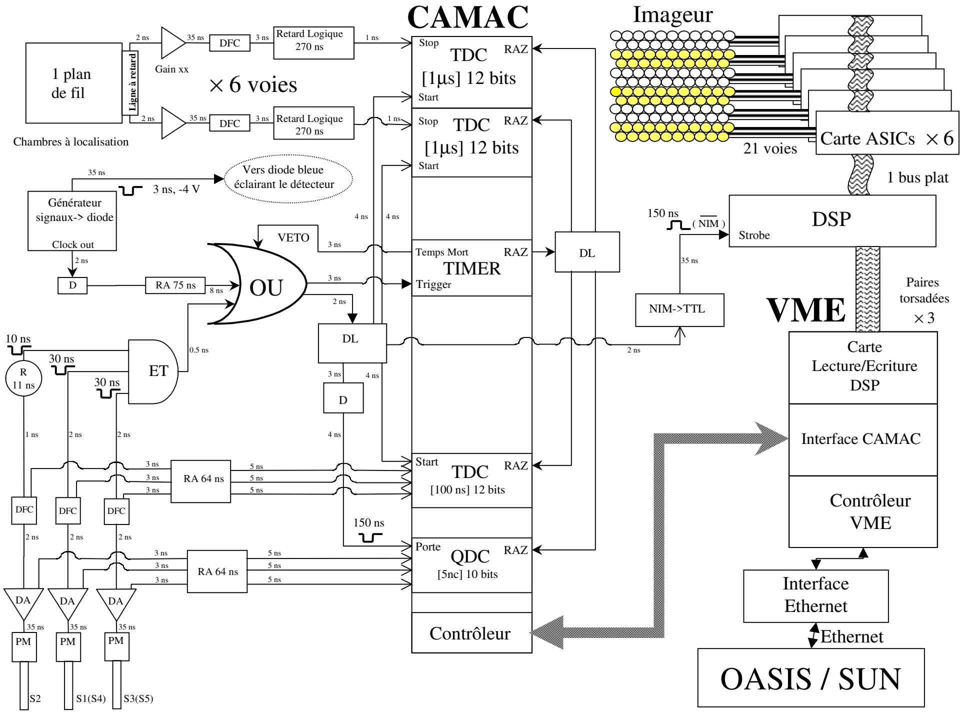


FIG. 4.8 – *Architecture générale du traitement des signaux et de l'acquisition des données du prototype. Les abréviations utilisées dans le schéma ont la signification suivante : DFC - Discriminateur à Fraction Constante, DA - Distributeur Analogique, RA - Retard Analogique, D - Discriminateur d'amplitude, DL - Distributeur Logique, TDC - Convertisseur Temps Amplitude, QDC - Convertisseur de tension analogique / numérique sensible à la charge.*

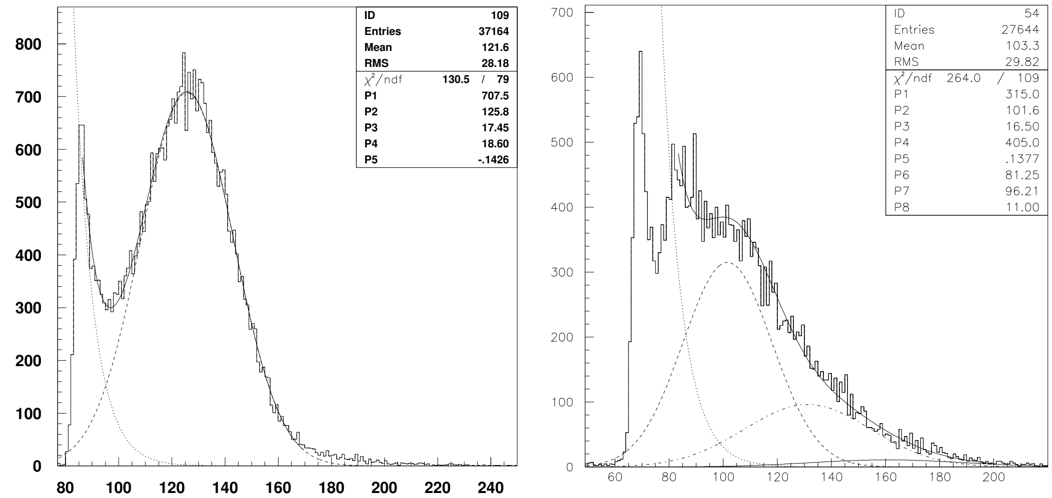
faibles et des largeurs de plus en plus grandes). Comme précédemment, dans certains cas, lorsque la quantité de lumière était trop grande, le pic du second, voire du troisième photoélectron ont été pris en compte. La figure (4.9) présente ces différents cas de figure. La précision sur le gain est estimée à $\pm 5\%$. La résolution moyenne des tubes est de : $\sigma/Q \approx 50 \pm 14\%$.

La détermination du gain de chaque photomultiplicateur a permis un réglage de la haute tension à appliquer pour obtenir une valeur la plus homogène possible de la position du photoélectron unique en sortie de l'ADC (fixée à 40 canaux au-delà du piédestal). Une sortie de haute tension alimente quatre photomultiplicateurs. La distribution des valeurs est représentée sur la figure (4.11). En moyenne elle vaut : $|V| = -1185 \pm 100$ V.

Le niveau de déclenchement de chaque voie a été fixé au tiers environ du signal de photoélectron, garantissant de ne pas perdre les coups appartenant au photoélectron unique tout en rejetant les coups de bruit de fond. Ces seuils sont enregistrés directement dans la mémoire des ASICs lors d'acquisitions spécifiques. Ils sont de l'ordre de $\sim 15 - 20$ mV sous 50 Ω, suivant la voie considérée.

4.6 Alignement géométrique du détecteur

A chaque acquisition, l'alignement du trajectomètre et de la matrice de photomultiplicateurs doivent être soigneusement vérifiés. En effet, un décalage de l'un des détecteurs suivant la direction transverse génère une dépendance systématique entre la reconstruction de l'angle Čerenkov θ_c et l'angle azimutal



(a) PM 6C3 (b) PM 14C0

FIG. 4.9 – *(a) : ajustement par une gaussienne de la réponse en charge du PM 6C3 pour un éclairement au photon unique sur l'imageur. La réponse au photon unique est claire dans ce cas. Le piédestal n'est pas visible sur ce spectre, car celui-ci est sous le seuil de déclenchement choisi. (b) : ajustement plus ambigu pour le PM14C0 où l'on voit que le bruit de dynode est important et que la valeur moyenne de l'enveloppe Poissonnienne de la distribution des photons est plus grande, si bien que les contributions des photons suivants ne sont plus négligeables. Il faut noter que le pic à gauche est ici le piédestal de l'ASIC, ce qui signifie que le seuil de déclenchement est voisin de la limite de résolution.*

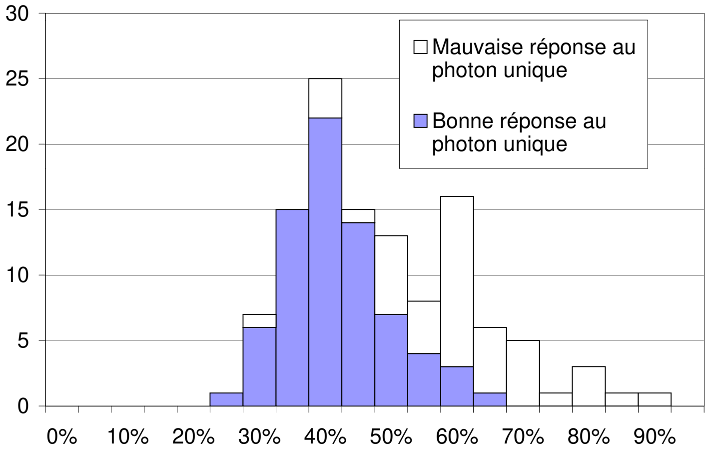


FIG. 4.10 – *Distribution des résolutions individuelles des PM de l'imageur.*

du photon ϕ_c mesuré au moyen de la projection du point central de la trajectoire au sein du radiateur sur le plan de détection, et induit un dédoublement du pic dans la distribution de l'angle θ_c re-

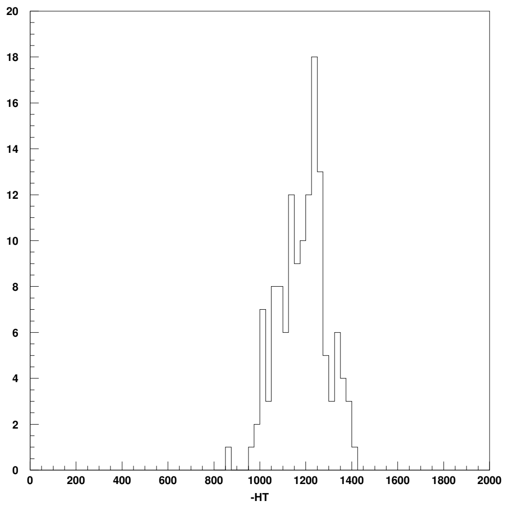


FIG. 4.11 – *Distribution des hautes tensions (exprimées en Volt) des PM de l'imageur obtenues pour avoir un gain identique par voie.*

construite. Une distribution en θ_c, indépendante de ϕ_c, peut être obtenue par l'étude d'un échantillon d'évènements bruts après ajustement les décalages transversaux ΔX et ΔY des deux systèmes de coordonnées (matrice-trajectomètre). Des valeurs précises de ΔX et ΔY peuvent ainsi être calculées par l'utilisation des évènements pour lesquels la particule interagit directement avec la fenêtre d'entrée d'un des photomultiplicateurs. En effet, le passage d'une particule au travers de la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur (d'indice $n \approx 1.4$) génère un grand nombre de photoélectrons (de 10 à 40 environ). Cet effet, certes parasite, est néanmoins une source d'information précieuse car il fournit un quatrième point (en plus des trois points du trajectomètre) et permet donc un alignement entre le repère de la matrice et celui du détecteur de traces. En supposant connues les coordonnées X_{PM} et Y_{PM} de ce photomultiplicateur touché sur la matrice, on peut évaluer facilement :

$$\begin{cases} \Delta X = \overline{X_{PM} - X_{track}} \\ \\ \Delta Y = \overline{Y_{PM} - Y_{track}} \end{cases}$$

pour l'ensemble de l'échantillon.

4.7 Bruit de fond de l'imageur

Le bruit de fond de l'imageur doit être traité avec un soin particulier puisque, pour des particules de Z=1, le rendement est faible avec $\sim 1 - 10$ pixels touchés par évènement (suivant le radiateur) : des coups dus au bruit qui ne seraient pas identifiés comme tels pourraient altérer considérablement la précision sur la mesure de la vitesse. La valeur moyenne du bruit sur l'ensemble du détecteur, estimée par l'analyse des données physiques, est de l'ordre de 1-2 coups par évènement. Ces coups de bruit de fond déclenchant l'acquisition peuvent provenir des sources suivantes :

- le courant noir des photomultiplicateurs : cette contribution a été étudiée au moyen d'un générateur aléatoire lors d'acquisitions spécifiques. Le courant noir moyen (fréquence de déclenchement) par photomultiplicateur est relativement élevé, de l'ordre de $f \approx 2500$ Hz au-dessus du seuil. Cet effet est dû au fait que les photomultiplicateurs sont enfermés dans une boîte métallique dans laquelle la température d'équilibre est élevée à cause d'une mauvaise dissipation de la chaleur au niveau des bases. Puisque le temps d'acquisition de l'ASIC est de $\tau_{asic} \approx 400$ ns, la probabilité d'avoir un coup de bruit sur l'imageur, par évènement, dû à ce courant noir, peut être estimée à :

$$T_{dc} = 126 \times f \times \tau_{asic} \approx 15\% \tag{4.2}$$

- l'interaction de la particule avec un photomultiplicateur peut influencer d'autres tubes contigus. Cet effet de diaphonie a été observé par l'étude de différents échantillons d'évènements pour lesquels la particules ne traverse pas le radiateur. La probabilité d'avoir au moins un photomultiplicateur touché sur la trajectoire est de 75% environ.
- les photons Čerenkov réfléchis sur un photomultiplicateur, ou issus de la diffusion Rayleigh (dans le cas d'un radiateur en aérogel) et donc non détectés. Ils sont perdus pour la reconstruction de la vélocité, mais peuvent intervenir dans la détermination de la charge. Cette contribution n'a pas été étudiée en détail.

4.8 Méthode d'analyse

Plusieurs étapes constituent la procédure d'analyse. En premier lieu, il est nécessaire de faire l'alignement géométrique et les étalonnages nécessaires (*cf.* sections précédentes). Ensuite, les trajectoires de chacune des particules sont reconstruites et extrapolées sur le plan de photodétecteurs, fournissant le point de référence pour la reconstruction de l'anneau Čerenkov. Les coupures de validation sont alors appliquées aux données et, pour chaque photon de chaque évènement, l'angle Čerenkov θ_c et l'angle azimutal ϕ_c sont reconstruits individuellement grâce à l'algorithme décrit dans la référence [42]. Ensuite, les photons de type bruit de fond sont éliminés de la distribution en θ_c à l'aide de coupures optimisées sur la simulation. Enfin, la vélocité de la particule est calculée par régression circulaire pondérée sur l'anneau sélectionné.
La charge de la particule est déterminée au cours d'une étape séparée, à partir du nombre total de photoélectrons mesurés dans l'évènement, en sommant la réponse des photomultiplicateurs touchés et précédemment étalonnonés. Cette étape nécessite une réjection du bruit de fond spécifique et corrigée par :

- la perte de photons réfléchis à l'intérieur de l'enceinte
- la perte de photons réfractés s'échappant latéralement de l'espace de glissement

4.9 Résultats des tests en rayons cosmiques

Les rayons cosmiques au sol résultent de l'interaction des primaires composés essentiellement de protons ($\approx$ 90%) et de noyaux d'hélium ($\approx$ 9%) avec les constituants de l'atmosphère (O, C, N,...). Sur la figure (4.12), on peut voir l'évolution du flux descendant de particules chargées (protons, électrons, muons) en fonction de la profondeur atmosphérique traversée. Au niveau du sol, le flux total de particules chargées est de l'ordre de $\approx 200/m^2/s$ et se compose de $\approx$ 80% de muons relativistes, $\approx$ 19% d'électrons et $\approx$ 1% de protons. Les radiateurs utilisés ont une taille typique de l'ordre de quelques cm^2, conduisant à taux moyen de comptage de l'ordre de 0.2 s^{-1}. Il en résulte un temps typique d'acquisition de 1 à 3 jours pour obtenir une statistique satisfaisante.

4.9.1 Radiateur en fluorure de sodium

L'indice moyen de réfraction, calculé en tenant compte de la distribution en énergie des photons Čerenkov et de l'efficacité quantique de la photocathode des photomultiplicateur, est $< n >= 1.332$. Ce type de matériau a déjà été utilisé avec succès dans l'expérience ballon CAPRICE [40]. L'angle Čerenkov maximal est $\theta_c^\infty \approx 41°$. La réfraction en sortie du radiateur augmente cette valeur à $\approx 61°$ pour des particules d'incidence normale. En pratique, cette valeur contraint l'espace de glissement à être de petite

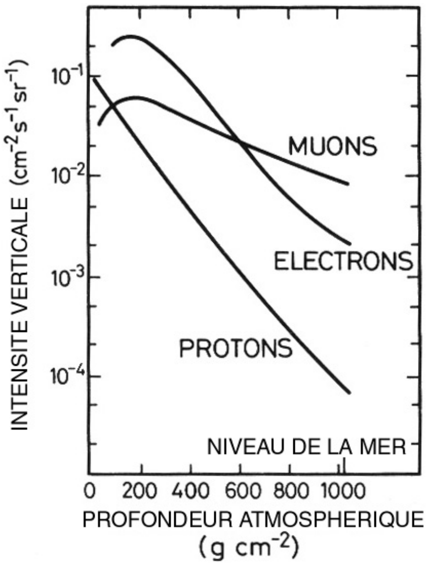


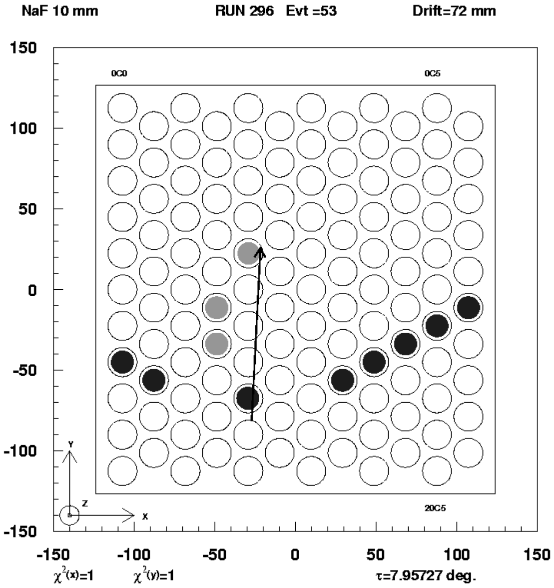
FIG. 4.12 – *Flux typiques de rayons cosmiques secondaires en fonction de la profondeur atmosphérique [54]*

taille (4-5 cm) pour que l'anneau entier soit contenu dans le plan de détection.
Une bonne efficacité de reconstruction, de l'ordre de 90%, a été obtenue sur le rayonnement cosmique avec ce type de radiateur grâce à son rendement lumineux élevé et à sa bonne transparence. La multiplicité moyenne (nombre de pixels touchés pas évènement) est de 7.7, obtenue après coupure pour un radiateur de 1 cm d'épaisseur. La meilleure résolution en vitesse atteinte avec le NaF est de $\frac{\delta\beta}{\beta} = 8.8 \times 10^{-3}$. Cette valeur, relativement modeste, est principalement due à la petite distance de glissement mentionnée plus haut, combinée à des pixels relativement grand (1.8 cm) conduisant à une large incertitude sur la taille de l'anneau. De plus, l'importante dispersion chromatique de ce radiateur conduit à une contribution du même ordre de grandeur que les précédentes sur l'incertitude relative quant à la vélocité. Pour des angles d'incidence plus grand, une fraction significative de l'anneau est réfléchi à l'intérieur du radiateur et est perdu pour la détection. Cet effet, néanmoins, ne détériore sensiblement pas la résolution en vitesse.

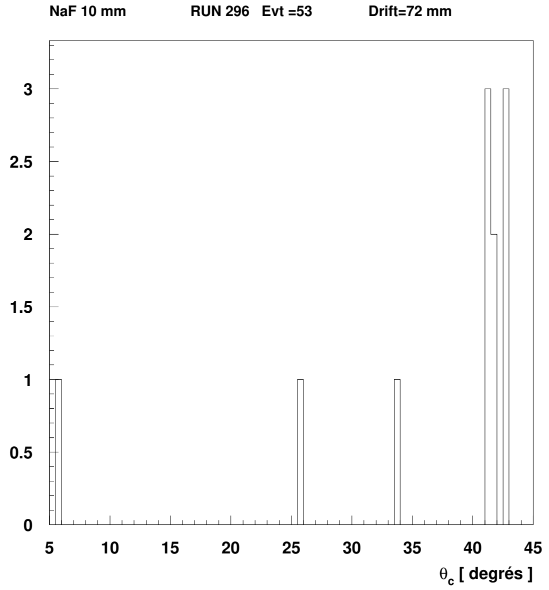
4.9.2 Radiateurs en aérogel de Silice

Différents radiateurs en aérogel de silice (AGL) ont été testés dans ce prototype avec les indices de réfraction suivants : n=1.14, 1.05, 1.035 et 1.025. Ce type de radiateur comble le fossé, dans la gamme des indices de réfraction, entre les radiateurs solides et liquides. Ils ont été fréquemment étudiés et utilisés ces derniers temps, grâce à leur faible indice de réfraction et à leur chromatisme acceptable, comparé à ceux des cristaux (d'un ordre de grandeur environ). Ces quantités sont bien-sûr corrélées. La diffusion Rayleigh, due à la structure microscopique du matériau, constitue le principal inconvénient des aérogels : des photons sont diffusés à l'intérieur du radiateur et perdent leur cohérence angulaire. La section efficace de diffusion est élevée pour les grandes longueurs d'onde [55] et les photons diffusés génèrent un important halo de bruit de fond autour de l'anneau Čerenkov non perturbé. Les résultats finaux concernant la résolution en vitesse et le taux expérimental de photoélectrons obtenus avec de l'aérogel sont résumés dans le tableau (4.2). On peut constater que cette résolution augmente globalement avec la baisse de l'indice de réfraction (et donc du chromatisme), comme on peut l'attendre [42]. La résolution en vitesse peut s'exprimer en termes de chromatisme et d'incertitudes sur la mesure de l'angle θ_c par photon grâce à la relation Čerenkov ($\cos\theta_c = 1/\beta n$) :

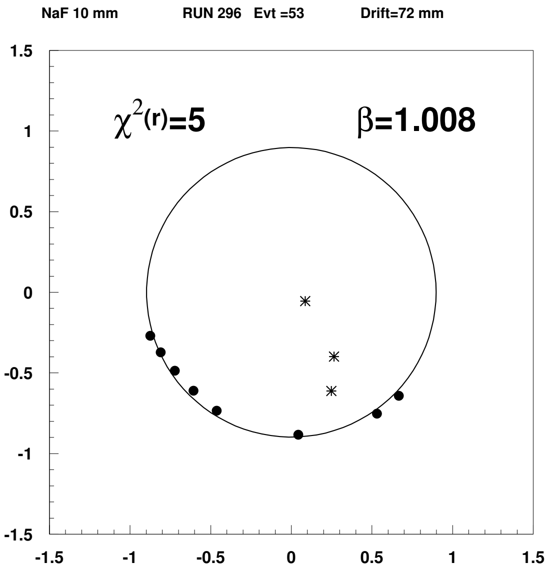
$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \frac{\delta n}{n} + \tan\theta_c \delta\theta_c \qquad (4.3)$$



(a)



(b)



(c)

FIG. 4.13 – *(a) Exemple d'évènement obtenu avec un radiateur NaF de 10 mm d'épaisseur et un espace de glissement de 72 mm. Les disques pleins correspondent aux photons Čerenkov tandis que les disques gris correspondent au bruit de fond. La particules incidente est un muon atmosphériques ($\beta \sim 1$) avec une vélocité trop élevée pour être mesurée par le détecteur. (b) Distribution des angles θ_c reconstruits pour cet évènement en utilisant les informations des chambres sur la trajectoire de la particules. (c) Ajustement par régression circulaires (les coups exclus par les coupures sont représentés avec des *).*

$\delta\theta_c$ étant l'incertitude expérimentale sur la mesure de θ_c. Il est alors clair que la résolution en vitesse augmente avec la diminution de la dispersion due au chromatisme, à condition que l'incertitude sur θ_c soit plus faible que cette dernière.
Une résolution en vitesse de $\frac{\delta\beta}{\beta} = 9 \times 10^{-3}$ a été obtenue avec l'échantillon d'aérogel d'indice 1.14. Bien que cet échantillon présentât visuellement une mauvaise qualité optique, les résultats sont proches de la limite chromatique. l'échantillon d'aérogel d'indice 1.05 conduit à une valeur significativement meilleure, $\frac{\delta\beta}{\beta} = 4.7 \times 10^{-3}$, et à une bonne efficacité de reconstruction (85%). Ceci est vraisemblablement dû à la bonne transparence de cet échantillon. L'aérogel d'indice 1.035 faisait partie des tuiles de réserve du détecteur Čerenkov à seuil construit pour l'expérience AMS-01. Les mesures fournissent une résolution

radiateur	$<n>$	d [mm]	D [mm]	ϵ [%]	ϵ^* [%]	$\frac{\delta\beta}{\beta}$ $\times 10^3$	N_{pe}	N_{pix}
NaF	1.332	10	52	91 ± 4.1	> 91	8.8	19.5	7.7
AGL	1.14	13	110	60.8 ± 2.3	> 60.8	9.0	7.2	4.2
AGL	1.05	25	220	$> 80 \pm 2.5$	> 85.1	4.7	8.2	5.8
AGL	1.035	22	189	58.1 ± 2.5	62.4	4.3	4.8	3.4
AGL	1.035	33	245	67.0 ± 2.1	71.3	3.5	7.1	4.7
AGL	1.025	23	321.8	51.8 ± 1.7	58.3	2.7	4.9	3.0
AGL	1.025	34.5	310.3	65.1 ± 1.9	73.2	2.8	6.6	4.0
AGL	1.025	46	298.8	66.1 ± 2.2	74.4	2.7	7.3	4.3

TAB. 4.2 – *Liste des radiateurs utilisés en tests rayons cosmiques. $<n>$ est l'indice de réfraction moyen du radiateur sur la gamme de sensibilité des photomultiplicateurs convoluée avec le spectre Čerenkov, d est l'épaisseur du radiateur, D est la distance de glissement, ϵ est le rapport du nombre d'évènements reconstruits au nombre total de déclenchements, ϵ^* est l'efficacité de reconstruction corrigée de la troncature du spectre par le seuil. $\frac{\delta\beta}{\beta}$ est la résolution en vélocité obtenue par ajustement gaussien autour de $\beta = 1$. N_{pe} et N_{pix} sont les nombres moyens de photons et de pixels touchés après application des coupures. Résultats extraits de [50]*

de $\frac{\delta\beta}{\beta} = 3.5 \times 10^{-3}$ avec une efficacité de reconstruction allant jusqu'à 70% environ pour 3 cm d'épaisseur mais qui reste inférieure à celle obtenue avec l'aérogel d'indice 1.05, ceci à cause d'une moins bonne clarté. L'aérogel d'indice 1.025 fournit la meilleure résolution en vitesse obtenue lors de ces tests ($\frac{\delta\beta}{\beta} = 2.7 \times 10^{-3}$). Différentes acquisitions mettant en œuvre des épaisseurs de radiateurs plus importantes ont montré qu'au delà de $\approx$ 3 cm, l'efficacité de reconstruction (pour des particules de Z=1) et la résolution en vitesse restaient relativement constante à 70% et 2.7×10^{-3} respectivement. Ceci était attendu puisque, lorsque l'épaisseur du radiateur augmente, le gain net de photons non diffusés s'écroule rapidement (+1.7 photoélectrons entre 2 et 3 cm et seulement +0.9 entre 3 et 4 cm). Par ailleurs, l'ajout de couches supplémentaires s'est effectué sans déplacer la matrice et l'espace de glissement a donc diminué d'environ 1.1 cm à chaque opération, ce qui a pour effet d'augmenter les incertitudes dues à la pixelisation et à l'épaisseur du radiateur.
Il peut être également noté dans le tableau (4.2) que la résolution atteinte obéit à une évolution $(n-1)/n \approx cte$ telle qu'on peut l'attendre pour la limite chromatique [42]. Cependant, les contributions à cette résolution, dans tous les cas de ce tableau, sont dominées par la contribution de la taille des pixels. Cette dernière suit néanmoins de près la valeur de la contribution du chromatisme.

4.9.3 Comparaison avec la simulation

Les résultats obtenus avec ce prototype ont été comparés avec la simulation développée au laboratoire [42]. L'accord pour le radiateur de type NaF est excellent, avec un écart relatif de l'ordre du pourcent. En revanche, il est moins bon concernant les radiateurs en aérogel. En particulier, l'écart relatif entre le nombre de pixels touchés, simulé et mesuré expérimentalement, varie entre -10 et 25%. L'écart relatif en résolution se dégrade avec les n croissants et passe de 32% pour $n = 1.025$ à 54% pour $n = 1.14$. L'incertitude sur la modélisation de la dispersion optique de ces radiateurs, pour lesquelles des mesures expérimentales sont en cours, peut expliquer cette différence. Le principe même de la simulation ne peut être remis en cause puisque les résultats sur le NaF ont permis de le valider. Par ailleurs, le bruit de fond n'est pas modélisé dans la simulation. Dans le cas du NaF, le signal attendu est fort, le bruit peut donc être négligé. Dans le cas de l'aérogel, le rapport signal sur bruit devient nettement plus faible et les coupures appliquées peuvent introduire un biais dégradant la résolution de la mesure. Le tableau 4.3 juxtapose les résultats de cette simulation avec les mesures réalisées.

radiateur	$\langle n \rangle$	d	D	$\frac{\delta\beta}{\beta} \times 10^3$		N_{pix}	
		[mm]	[mm]	sim.	exp.	sim.	exp.
NaF	1.332	10	52	8.9	8.8	7.5	7.7
AGL	1.14	13	119	3.6	7.9	5.4	4.2
AGL	1.05	25	220	2.7	4.7	5.3	5.8
AGL	1.035	33	245	2.1	3.5	6.5	4.7
AGL	1.025	34.5	310.3	1.9	2.8	4.4	4.0

TAB. 4.3 – *Comparaison des résultats de tests de radiateurs avec le rayonnement cosmique. Les variables présentées ont la signification suivante : $\langle n \rangle$ est l'indice de réfraction moyen du radiateur, compte tenu de la gamme de sensibilité des PM et du spectre de la lumière Čerenkov. d est l'épaisseur du radiateur, D l'espace de glissement ou Drift. $(\frac{\delta\beta}{\beta})_{exp.}$ est la résolution en vélocité à $\beta = 1$; N_{pe} et N_{pix} sont respectivement le nombre moyen de photons mesurés et le nombre de pixels touchés par anneau après coupures.*

4.9.4 Stabilité à long terme du taux d'émission Čerenkov des radiateurs en aérogel de silice

La rapide décroissance temporelle du taux d'émission Čerenkov observée dans le compteur d'AMS-01 [46] a été une inquiétude importante pour la collaboration AMS, la stabilité de la réponse de l'aérogel étant en question. Il a été montré dans une précédente note [56] que les tuiles d'aérogel ont été conditionnées avec des produits chimiques actifs, tel des solvants, et qu'une contamination chimique était une explication plus vraisemblable qu'un phénomène de vieillissement de l'aérogel. Bien que l'effet observé soit toujours en attente d'une nouvelle corroboration, le problème a été étudié expérimentalement à l'aide de ce prototype qui a permis le contrôle sur 2 ans environ (de janvier 1999 à janvier 2001) de l'évolution de l'aérogel. Durant cette période, 4 acquisitions ont été réalisées dans les mêmes conditions sur une tuile d'aérogel d'indice 1.035 provenant de la réserve d'AMS-01, à 6 mois d'intervalle, fournissant la distributions de la multiplicité disponibles sur la figure (4.14). Malheureusement, le prototype a été accidentellement exposé, durant quelques heures, à la lumière du jour (atténuée) avant que la troisième acquisition (juin 2000) n'ait lieu, ayant pour conséquence une diminution significative de l'efficacité de détection de l'ensemble de la matrice de 30% environ. Néanmoins, des acquisitions avec un radiateur de NaF ont été effectuées après chacune des acquisitions aérogel et il s'est avéré que le rapport du taux d'émission Čerenkov AGL/NaF est resté identique à l'intérieur d'une faible incertitude statistique avant et après l'incident, pouvant ainsi fournir un moyen de renormaliser les dernières acquisitions aux premières (tableau (4.4)). La figure (4.14) montre des résultats sans ambiguïté : aucune diminution significative de la multiplicité moyenne n'a pu être observée, et la preuve d'un éventuel processus de vieillissement naturel de l'aérogel n'a donc pas été apportée, bien au contraire. Les résultats sont résumés dans le tableau (4.4) dont la dernière colonne donne l'évolution de l'observable significative.

4.10 Résumé et conclusion

L'étude de prototype de RICH à focalisation de proximité de première génération pour l'expérience AMS, détaillée dans ce chapitre, a permis une investigation complète de la technique mise en œuvre : tests des différents composants du détecteur, test de l'algorithme de reconstruction et de réjection du bruit de fond, et, finalement, mesures de la résolution du compteur avec différents radiateurs. Elle a aussi permis de valider la simulation, ce qui est un point fondamental pour donner confiance dans les extrapolations inférées quant au compteur final.
Ce travail s'est poursuivi dans l'élaboration d'un prototype de seconde génération qui incorpore les principaux éléments du détecteur final (modèle de vol). Ce dernier fera l'objet du chapitre suivant de cette thèse. Il a été testé dans un environnement instrumental similaire.

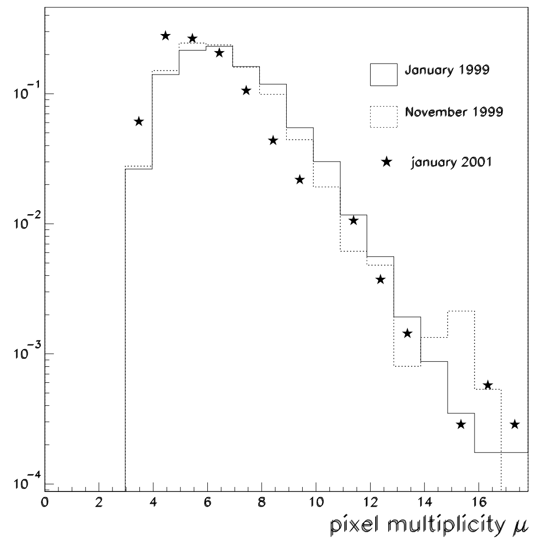


FIG. 4.14 – *Rapport de la multiplicité des pixels touchés au nombre total de déclenchements, mesurés pour trois acquisitions. La quatrième n'est pas représentée pour la lisibilité de la figure.*

Date	Reconst. evts % of triggers	Erreur σ	Rapport NaF/AGL	Multiplicité moyenne
Jan 1999	56.6	1.7	0.571	6.31
Nov 1999	55.5	2.3	0.556	6.55
Jul 2000	40.6	1.4	0.532	6.27 (5.72)
Jan 2001	43.4	1.6	0.543	6.41 (5.84)

TAB. 4.4 – *Fraction des évènements reconstruits pour les 4 acquisitions effectuées dans les même conditions avec le prototype et un radiateur aérogel d'indice 1.035 au cours d'une période de deux ans. Les deuxièmes et troisième colonnes donnent les rapports des évènements reconstruits (au-dessus du seuil) sur les déclenchements valides et incertitudes statistiques associées. La quatrième colonne montre le rapport des comptages de photons Čerenkov NaF/AGL pour les 4 acquisitions, tandis que la dernière colonne donne la valeur moyenne des la multiplicité AGL, renormalisée après l'exposition à la lumière.*

Chapitre 5

Etude expérimentale du prototype de deuxième génération du RICH d'AMS

5.1 Mise en œuvre au laboratoire

5.1.1 Présentation

Un prototype de deuxième génération, dont la construction a été décidée par la collaboration, a été assemblé, mis en œuvre et exploité au laboratoire durant l'année 2002. Ce second prototype d'imageur Čerenkov contient une matrice de photodétecteurs fondamentalement différente de la première version, puisqu'elle est composée de 96 cellules contenant chacune un photomultiplicateur du type Hamamatsu R7900-M16 surmonté d'un guide de lumière et associé à une nouvelle électronique de premier niveau. Une photographie de cette matrice est présentée sur la figure (5.1). Le plan de photodétection constitue envi-

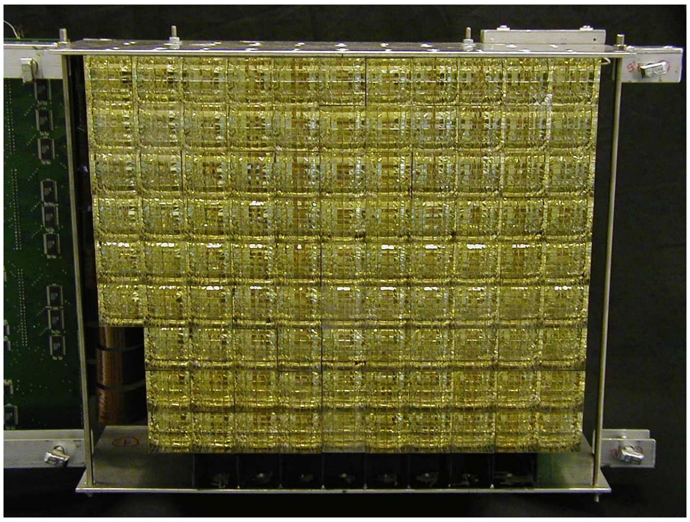


FIG. 5.1 – *Photographie de la matrice de 96 photomultiplicateurs composant le prototype.*

ron un huitième de la matrice du détecteur du modèle de vol et est composé d'éléments dont la version est extrêmement proche de ce qu'elle sera dans la configuration finale. Dans un premier temps, cet imageur a été mis en œuvre au laboratoire dans un environnement expérimental tout à fait similaire au premier prototype (détaillé dans le chapitre *"Etude expérimentale du prototype de première génération du RICH d'AMS"*) : la matrice a été placée dans une enceinte à diffusion surmontée de 3 chambres à fils déterminant la trajectoire de la particule. Elle est encadrée de 2 scintillateurs plastiques lus par 2 photomultiplicateurs définissant à la fois le déclenchement et l'acceptance géométrique du compteur. L'acquisition est réalisée au moyen du logiciel OASIS installé sur une station SUN. Les données sont traitées par de nouvelles cartes d'acquisition développées au laboratoire CIEMAT (Madrid) sur la base d'un modèle utilisé dans la collaboration. Elles sont au nombre de quatre et sont placées à côté de la matrice de détection, à l'intérieur de la chambre à diffusion. L'une d'entre elles, appelée *Low Voltage Panel*, assure l'alimentation des circuits de premier niveau ainsi que l'interface entre les flexibles sur lesquels circulent les signaux des photomultiplicateurs et les 3 autres cartes d'acquisition. Ces dernières gèrent 3 longs flexibles chacunes qui parcourent les 9 rangées de 10 ou 11 photomultiplicateurs. Lors de l'apparition d'un signal de déclenchement (provenant de la mise en coïncidence des signaux des scintillateurs produit par le passage d'un rayon cosmique), elles génèrent les signaux logiques détaillés dans le chapitre *"Electronique frontale de lecture des photomultiplicateurs"* (signal d'horloge, de *hold*...), effectuent la lecture séquentielle des 32 voies par photomultiplicateur (16 pixels $\times$ 2 gains) et les transmettent au DSP pour comparaison avec un seuil d'acquisition préalablement enregistré. Les données sont ensuite transmises au chassis VME pour être traitées par le logiciel OASIS.

5.1.2 Montage mécanique

Potting

Avant l'insertion dans la matrice, les photomultiplicateurs ont été associés à leur électronique de premier niveau et entourés de leur coquille plastique. Une procédure de remplissage du volume situé entre les mini circuits imprimés de l'électronique frontale, au moyen d'un gomme silicone liquide isolante, procédure appelée *potting*, a alors été mise en place. Avant polymérisation, le matériau utilisé se présente sous forme liquide et il est nécessaire de bien le mélanger avant utilisation pour une bonne homogénéité. Il est alors placé dans un four à environ 30 - 40 °C pour effectuer un dégazage. La partie délicate consiste ensuite à remplir une seringue en évitant toute présence de bulle d'air lors de l'opération. Il est ensuite injecté sous une pression de 1 bar à travers un trou de remplissage situé entre la coquille et l'électronique. Cette séquence doit être réalisée en position verticale pour éviter impérativement tout emprisonnement de bulles d'air et faciliter leur évacuation. Une photographie de cette étape est présentée sur la figure (5.2). La polymérisation est ensuite réalisée dans un four maintenu à 50 °C pendant une nuit entière.

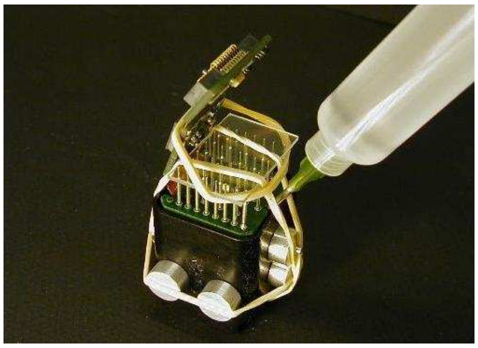


FIG. 5.2 – *Injection du polymère autour du photomultiplicateur. Des élastiques et des vis de centrage sont placés au cours de cette opération pour le maintien du photomultiplicateur et de son électronique (photographie de Jean-Pierre Scordilis).*

Cette opération de *potting* est réversible, permettant le remplacement éventuel d'un module électronique

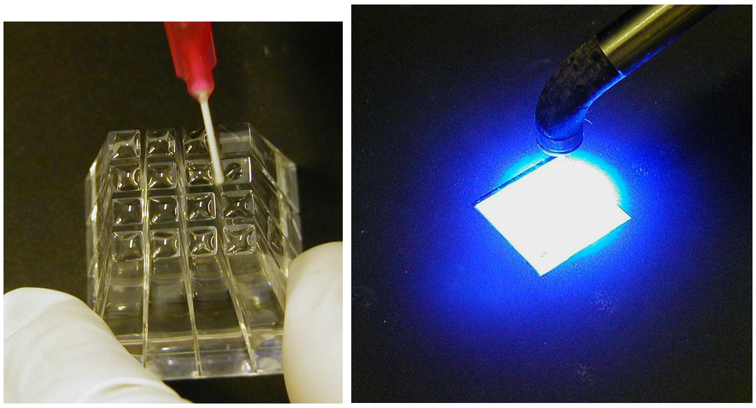


FIG. 5.3 – *Installation des guides de lumière sur le photomultiplicateur. Gauche : une croix est dessinée dans la colle optique pour favoriser sa diffusion sur la fenêtre d'entrée; droite : la colle est polymérisée, un cache est placé sur les photomultiplicateurs voisins.*

sans destruction du photomultiplicateur. Elle est réalisée au moyen d'une fine scie circulaire qui découpe la coquille. Le matériau polymère peut ensuite être enlevé manuellement.

Installation des photomultiplicateurs

L'installation des photomultiplicateurs au sein de la structure en cellules s'est avérée assez délicate. Après plusieurs réusinages de la pièce centrale, ils ont été insérés dans un ordre précis détaillé dans le paragraphe 5.1.3. De petites pièces métalliques servant de cales ont été spécialement fabriquées afin de procéder à un alignement le plus précis possible et d'obtenir une planéité quasi parfaite avant installation des guides de lumière, tel qu'explicité dans le paragraphe suivant.

Guides de lumière

La procédure d'installation des guides de lumière est la suivante : une colle optique est déposée à l'aide d'une seringue sur chacun des pixels des guides. Les premiers essais de collage ont montré que lorsqu'une goutte était ainsi déposée, l'uniformité n'était pas parfaite en fin de procédure (la colle se répartissait mal sur le pixel et générait des zones mortes non reliées entre le guide et la fenêtre d'entrée). Après plusieurs essais, la technique employée, permettant de s'affranchir de ce problème, consiste à dessiner à l'aide d'une fine aiguille une croix dans la colle avant la pose du guide (voir la photographie de gauche sur la figure (5.3)). Le guide est ensuite positionné sur le photomultiplicateur, sa mise en place étant permise par la coque entourant ce dernier, puis une pression est appliquée durant quelques secondes de façon à assurer l'uniformité de la colle sur la fenêtre d'entrée. A l'aide d'une lampe à Ultra-Violet, la colle est polymérisée par illumination durant 50 s environ, ceci pour chaque photomultiplicateur. Un cache est positionné pour éviter d'éclairer inutilement les détecteurs voisins (voir la photographie de droite sur la figure (5.3)). Une procédure de décollage de ces guides a également été mise en place, la fenêtre d'entrée étant la partie la plus fragile du photomultiplicateur puisqu'elle est reliée à la photocathode par une soudure verre-métal qui est particulièrement sensible à toute contrainte mécanique. Pour décoller en toute sécurité les guides, le photomultiplicateur est soumis à une température de 30 à 40 °C (la température au delà de laquelle le tube peut être endommagé par évaporation des traitements de surface des dynodes est supérieure à 55 °C[66]). Au bout de quelques minutes, la colle devient malléable et une simple torsion dans l'axe du photomultiplicateur suffit à décoller le guide, sans avoir à exercer de contraintes sur la fenêtre.

5.1.3 Photomultiplicateurs

Afin d'obtenir une réponse relativement homogène sur l'ensemble de la matrice, les photomultiplicateurs ont été soigneusement étalonnés avant leur mise en œuvre et répartis en groupes de gains voisins (puisque la haute tension ne peut être réglée pour chaque photomultiplicateur, mais uniquement par groupe de dix ou onze unités). L'étalonnage a été réalisé au moyen du bancs de test décrit dans le chapitre *"Photodétection"*. Dans chaque rangée, les détecteurs sont chaînés et donc associés à une alimentation haute tension. Ils ont ainsi été triés par ordre croissant de gain permettant un homogénéisation de celui-ci au moyen d'une haute tension adaptée. La figure (5.4) représente le gain moyen, en canaux ADC, des 16 voies de l'ensemble des photomultiplicateurs pour différentes hautes tensions d'alimentation utilisées lors des mesures. La position et la largeur du pic du photoélectron unique ainsi que celles des

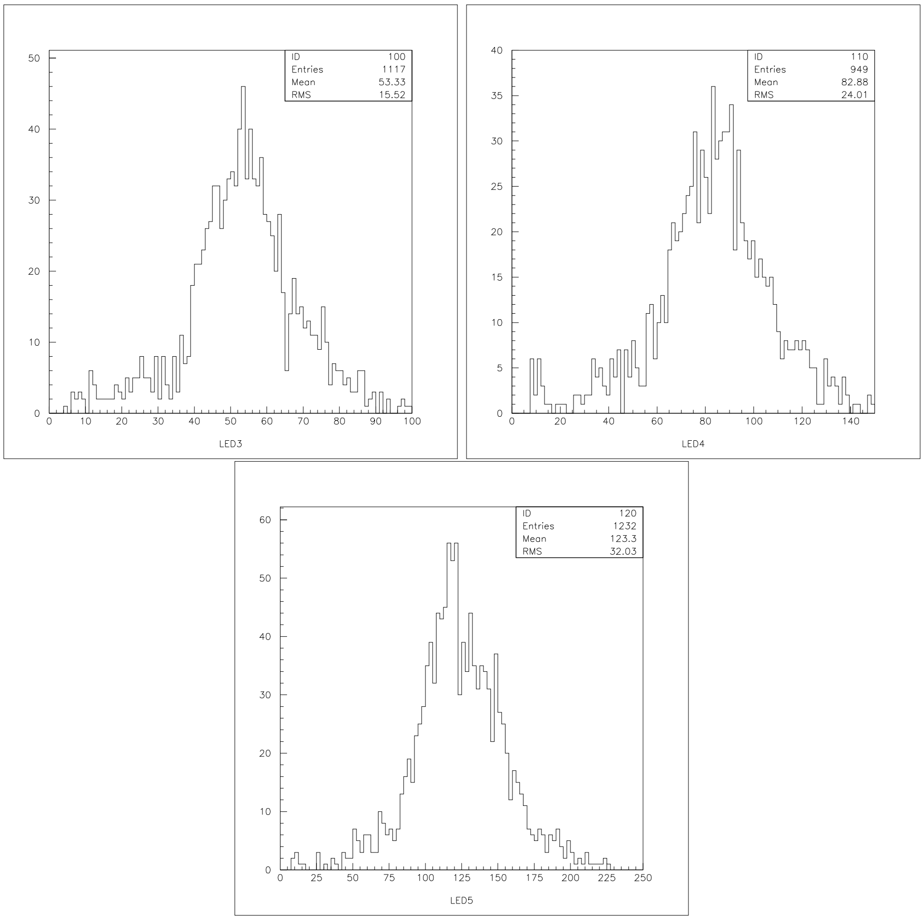


FIG. 5.4 – *Histogramme des gains de la matrice de photomultiplicateurs avec 3 jeux différents de haute tension : 800 V, 900 V et 1000 V*

piédestaux de chaque pixel (1536 voies) ont été stockées dans une base de données pour être, par la suite, utilisées dans l'analyse des résultats. La figure (5.5) présente la distribution de la largeur des piédestaux mesurée sur le prototype. Avec une moyenne de 4.3 canaux et un écart type de 0.8 canaux, elle montre le faible bruit de l'électronique utilisée. La position du simple photoélectron étant attendue entre 50 et 100 canaux (avec une largeur entre 25 et 50 canaux puisque $\sigma/Q \approx 0.5$), la largeur du piédestal n'induira aucune incertitude appréciable. La queue de distribution qui apparaît dans cet histogramme correspond à des ASICs bruités qui seront rejetés lors de l'application des critères de sélection présentés au chapitre

"Electronique frontale de lecture des photomultiplicateurs".

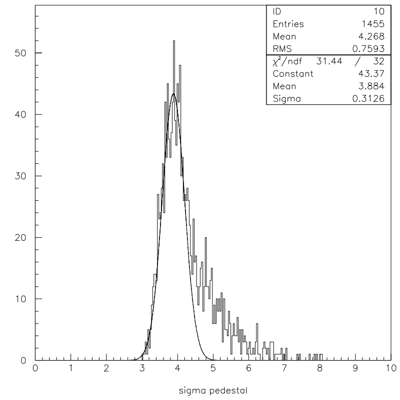


FIG. 5.5 – *Distribution de la largeur des piédestaux de l'ensemble de la matrice du prototype*

5.1.4 Résultats des tests en rayons cosmiques

L'un des enjeux de la mise en œuvre de ce prototype au laboratoire était de vérifier si les cellules quasi-définitives de photodétection, utilisées dans des conditions relativement similaires à celles du compteur final, répondaient de façon satisfaisante au signal physique. Après une série de tests à l'aide d'une diode LED pulsée, ce prototype a donc également été soumis, durant l'été 2002, à une campagne de tests en cosmiques. Les résultats, dont les détails de l'analyse ne sont pas décrits ici et feront l'objet d'une autre thèse [67], sont présentés dans le tableau (5.1). Les différents radiateurs utilisés sont les suivants :

Indice	Espace de glissement (mm)	Epaisseur (mm)	Plaque de plexiglas	$\frac{\delta\beta_{mean}}{\beta_{mean}}$ $\times 10^{-3}$	$\frac{\delta\beta_{hit}}{\beta_{hit}}$ $\times 10^{-3}$	Multiplicité
1.03	416.5	30	oui	1.4	2.4	5.3
1.03	416.5	30	oui	1.9	3.1	4.4
1.03'	416.5	30	oui	1.5	2.9	5.4
1.03	416.5	30	non	1.4	2.6	5.6
1.03	416.5	20	oui	3.0	3.9	4.0
1.05	416.5	20	oui	2.9	4.7	4.8
1.05'	416.5	20	oui	2.5	3.4	4.3
1.05	326.5	30	oui	3.4	4.3	4.6
1.05	326.5	30	non	3.0	4.3	4.9
1.05	326.5	20	non	3.3	4.9	4.5
1.0225	416.5	25	non	1.4	2.2	4.5
1.03*	416.5	20	non	1.2	2.1	5.5
1.05*	416.5	20	non	1.5	2.9	5.4

TAB. 5.1 – *Résultats de la mesure de résolution en vélocité des différents radiateurs dans plusieurs configuration.*

- ⋆ Aérogels d'indice 1.0225 de la société Matshushita Electric Co. d'épaisseur 25 cm
- ⋆ Aérogels d'indice 1.03 de la société Matshushita Electric Co. d'épaisseur 20 et 30 cm
- ⋆ Aérogels d'indice 1.05 de la société Matshushita Electric Co. d'épaisseur 20 et 30 cm.

Les résolutions en vitesse sont obtenues au moyen de 2 méthodes différentes : $\frac{\delta\beta_{mean}}{\beta_{mean}}$ désigne une mesure de la vitesse par ajustement de la taille de l'anneau Čerenkov à chaque évènement, tandis que $\frac{\delta\beta_{hit}}{\beta_{hit}}$ désigne une détermination de la vitesse en utilisant chaque pixel touché. L'indexation (') dans le tableau indique un agencement des tuiles d'aérogel dans le plan radiateur faisant suite à des mesures précises de leur indice optique [68], dans laquelle les tuiles de moindre qualité (effritement, qualité optique inférieure) ont été placées sur les bords extérieurs du plan contribuant moins significativement à l'émission Čerenkov. Lors de cette campagne, une nouvelle configuration de chambres à fils a été testée : la troisième chambre a été placée sous la chambre à diffusion, ce qui a pour effet d'augmenter la distance séparant la détermination de 2 points de la trajectoire, améliorant ainsi la précision sur cette dernière (au prix, bien évidemment, d'une perte d'acceptance). Les résultats associés sont indexés par (*) dans le tableau et montrent une meilleure précision sur la reconstruction de la vitesse. Il a été également entrepris de tester les effets de la présence d'une plaque de plexiglas de quelques millimètres d'épaisseur sous le plan radiateur. L'existence d'une telle plaque est envisagée pour le RICH d'AMS-02 afin de maintenir les tuiles d'aérogel. Les mesures présentées ici montrent qu'elle entraînerait une légère dégradation de la résolution.

Pour l'ensemble de ces tests, la résolution en vitesse obtenue est conforme aux attentes des simulations [42]. Des différences non négligeables sont mises en évidence entre les radiateurs et doivent être prises en compte pour le choix final. La valeur de $\delta\beta/\beta$ n'est néanmoins pas le seul critère discriminant et la gamme d'impulsion couverte, les propriétés mécaniques, les propriétés chimiques ainsi que le caractère potentiellement hydrophile doivent être considérés. Le choix n'est pas, à l'heure actuelle, définitivement effectué. Le point essentiel ici demeure un fonctionnement très satisfaisant du compteur après les indispensables mises au point électroniques qui ont montré la nécessité de soigner le câblage et la connectique pour éviter des dysfonctionnements délicats à déceler. Ces tests ont également été l'occasion de mettre au point le codage des DSP qui, après quelques itérations, fonctionne maintenant tout-à-fait correctement.

5.2 Tests en faisceau d'ions

5.2.1 Description du faisceau

Le prototype a également été testé sur faisceau d'ions en Octobre 2002 auprès de l'accélérateur SPS du CERN [70] au moyen de la fragmentation d'un faisceau de plomb de 20 GeV/c par nucléon sur différentes cibles (10 cm à 40 cm de Béryllium). L'enjeu consiste cette fois à disposer d'un spectre de noyaux de charges élevées (seuls le muons, *i.e.* les particules de charge unitaire, sont accessibles en cosmiques) pour évaluer la résolution $\delta Z/Z$ du compteur. Il s'agit également d'en vérifier le fonctionnement avec un taux de déclenchement élevé et des conditions d'opération globales plus proches de celles de l'instrument de vol.

Les paramètres du faisceau étaient les suivants :
- 10^7 noyaux de Pb par seconde sur la cible de production.
- cible en Béryllium de 10 cm (0.25 longueur d'interaction pour les protons - 4 longueurs d'interaction pour le plomb) à 40 cm d'épaisseur.
- acceptance angulaire de la ligne H8 : $\delta\Omega_{max} \sim \pi$ msr.
- acceptance maximale en impulsion de la ligne de transport H8 : $\delta P/P \sim 1.5\%$.

Il doit être souligné que la résolution en impulsion de la ligne de faisceau peut être fixée dans la gamme $0.15\% < \delta P/P < 1.5\%$, correspondant à la valeur attendue pour le trajectomètre d'AMS-02 ($\sim 1\%$ pour l'instrument final) sur toute la gamme d'impulsion de la résolution isotopique en masse du RICH, ce qui est donc particulièrement adapté pour les tests de ce dernier.
Les produits de fragmentation ont, dans une bonne approximation, la même vélocité que le faisceau incident avec une dispersion minime (de l'ordre de quelques pourcents induit par la collision). Une partie des ions produits est conduite dans la ligne de faisceau. A l'aide d'une combinaison de plusieurs dipôles magnétiques, seules les particules ayant des rigidités identiques seront acheminées jusqu'au prototype,

c'est à dire celle obéissant à la relation $B\rho = 3.33P/Z$, où $B\rho$ s'exprime en Tesla.mètre et est fixé par les éléments optiques de la ligne, P est l'impulsion de la particule en GeV/c, et Z est sa charge. Dans la gamme d'énergie considérée, l'impulsion peut se réécrire, à la limite relativiste ($\gamma >> 1$), $P = \gamma M$, où γ est le facteur de Lorentz de la particule et M sa masse, qui peut elle-même se réécrire à l'aide de la masse atomique A. Finalement, la relation de rigidité s'écrit approximativement :

$$B\rho \approx 3.1\gamma\frac{A}{Z}. \tag{5.1}$$

Ainsi, puisque les particules ont la même vélocité, et donc le même facteur de Lorentz γ_b que le faisceau incident, seules les particules de rapport A/Z respectant la condition $B\rho \approx 3.1\gamma_b A/Z$ seront transportées jusqu'au prototype, et la valeur de B/ρ de l'optique de la ligne permet de sélectionner le rapport A/Z désiré. Le rapport $A/Z = 2$ est particulièrement utile dans la mesure où il fournit un faisceau secondaire d'éléments suivants : $^2H, ^4He, ^6Li, ^{10}B, ^{12}C, ^{14}N, ^{16}O, ..., ^{28}Si, ..., ^{40}Ca, ..., ^{52}Fe$, etc.

Les taux moyens de particules attendus sont résumés dans le tableau (5.2).

Rigidité du faisceau GeV/c/charge	A/Z	Isotopes	taux (pour $\sim 10^7$ ions sur la cible)
40	2	D $\rightarrow$ Zr	$< 1.3\ 10^5$
35	7/4	^7Be	$2.5\ 10^3$
30	3/2	^3He	$2.5\ 10^3$

TAB. 5.2 – *Taux moyen attendus par spill pour différentes conditions de sélection de rigidité.*

5.2.2 Taux de production

Les taux de fragmentation peuvent être évalués grâce aux données existantes et aux modèles dont la validité a été vérifiée. Deux mécanismes dominants sont à l'origine des fragments légers produits par collisions Pb+A : la coalescence nucléaire pour les fragments d'impulsions faibles ou intermédiaires, et la fragmentation nucléaire à grande impulsion ($\sim$ vélocité du faisceau). Le spectre de protons secondaires devrait, quant à lui, s'étendre sur toute la gamme de vélocité, depuis les plus basses impulsions jusqu'à celle du faisceau, et sera maximum aux extrémités du spectre (cf. ci-dessous). A l'opposé, aucun taux significatif de fragments avec $A > 2$ n'est attendu dans la gamme intermédiaire d'énergie.

Taux de production de fragments de grande impulsion

Le calcul des taux de production peut être effectué au moyen de données récentes [64] combinées aux études théoriques décrits dans la référence [65]. En tenant compte des paramètres expérimentaux ($\delta P/P$, $\delta\Omega$...), le taux de comptage par élément peut être estimé à 10^3 particules par spill[1]. Ces nombres élevés permettent de s'affranchir de tout problème de statistique. Sur la gamme de charge qui nous intéresse, les sections efficaces de production de He/C/Fe sont de rapport respectifs 30/10/1, correspondant approximativement aux abondances relatives des rayons cosmiques et s'accordent donc remarquablement bien au sujet d'étude. Ces rapports dépendent néanmoins de l'épaisseur de la cible choisie.

Faisceau de protons

Les protons sont produits sur l'ensemble de la gamme des rapidités accessibles cinématiquement, c'est à dire de la rapidité de la cible à celle du faisceau. Pour les acquisitions protons, la vélocité du faisceau a

[1] Le faisceau n'est pas continu, mais atteint le compteur par groupes de particules appelés *spills* s'étendant sur 12.5 secondes

été fixée aux différentes valeurs suivantes : 5, 7, 9, 11, 13, 15, 20 Gev/c, générant des taux de comptage de : 240, 900, 2400, 5300, 1000, 2000 et 5000 protons par spill respectivement.

Comparaison de la composition du faisceau et de celle du rayonnement cosmique

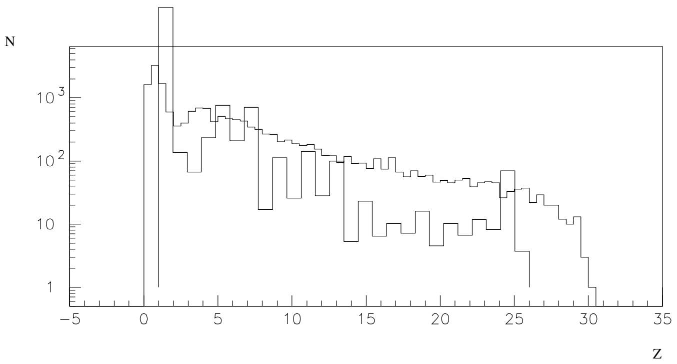


FIG. 5.6 – *Comparaison du spectre de charge du faisceau obtenu par la perte d'énergie dans les scintillateurs (histogramme en trait plein) avec la distribution en abondance des rayons cosmiques (traits pointillés)[69]*

Il est intéressant de remarquer que la composition en charge du faisceau est relativement similaire à celle de la distribution des rayons cosmiques[69]. Ce n'est pas surprenant compte-tenu du fait que la population des rayons cosmiques légers provient largement de processus de fragmentation, les conditions initiales étant néanmoins sensiblement différentes. Cette similitude ne concerne cependant que la distribution en charge. Puisque la distribution en masse est contrainte par le rapport $A/Z = 2$ dans le faisceau, la répartition isotopique est nécessairement différente de celle des rayons cosmiques. Le cas du Be (Z=4) illustre cette situation. Puisque le ^8Be n'est pas stable, cet élément sera quasiment absent, qu'il s'agisse des cosmiques ou du faisceau. En revanche, la population des isotopes stables $^{7,9}Be$ est relativement abondante dans les rayons cosmiques. Ceci explique que le Béryllium soit globalement absent des données CERN dans cette configuration (qui n'autoriserait que le ^8Be, *i.e.* $A/Z = 2$) alors qu'il est naturellement présent dans le rayonnement.
Cependant, la comparaison illustrée sur la figure (5.6) montre qu'un tel faisceau d'ions fournit une distribution de charges quasi similaire à celle des éléments cosmiques. Il est donc particulièrement intéressant dans notre cas.

5.2.3 Tests du prototype

Mise en œuvre

La figure (5.7) décrit la mise en place du détecteur au sein de la ligne H8 de l'accélérateur SPS du CERN. Un jeu de scintillateurs et 2 chambres proportionnelles multifils ont été installés devant la chambre à vide pour définir respectivement le déclenchement et la trajectoire de la particule incidente. Les chambres à fils utilisées en configuration cosmique au laboratoire n'ont pu être mises en œuvre au CERN[2]. Un autre type de chambre a donc été choisie, comportant une série de fils suivant l'axe horizontal, espacés de 2.5 mm, et une série de bandelettes verticales de 0.7 mm. La figure (5.8) illustre le profil du faisceau fournit par ce type de chambre lors des prises de données (RUN256, cf. site internet officiel[3]). L'ensemble est lu par des lignes à retard. D'autre part, deux chassis pour les tiroirs électroniques et pour

[2]principalement parce que le fréon, responsable de la bonne efficacité de celles-ci, est formellement interdit dans le hall expérimental pour des raisons de sécurité
[3]http ://lpsc.in2p.3.fr/ams/ams.html

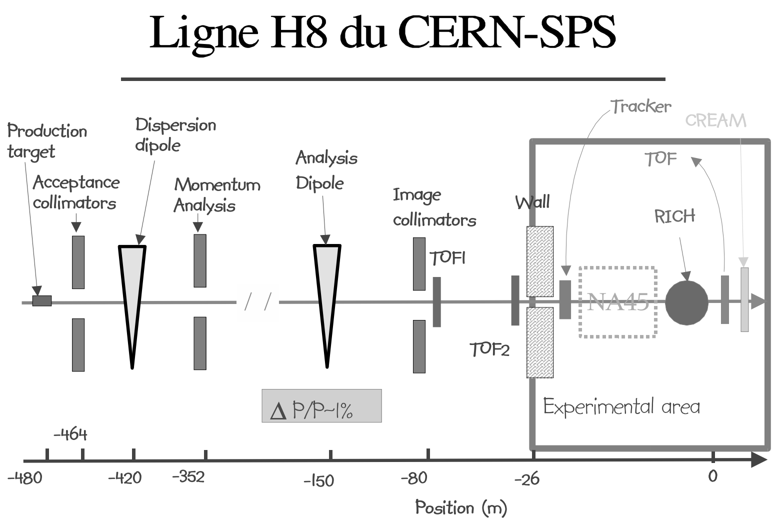


FIG. 5.7 – *Présentation de la ligne de faisceau dans le hall nord du SPS au CERN*

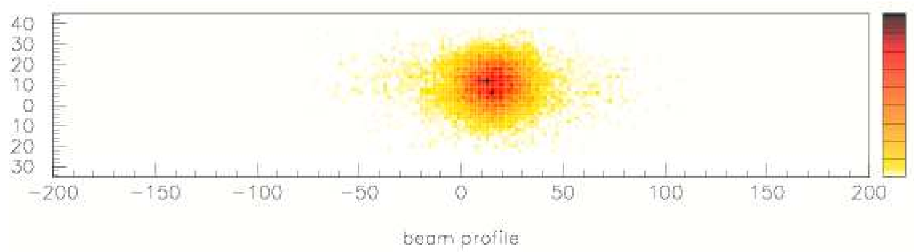


FIG. 5.8 – *Profil du faisceau obtenu par la chambre à fils, en millimètres.*

le mélange des gaz alimentant la chambre à fils (Argon et Dioxyde de Carbone) ont été installés dans la zone de faisceau près de la chambre. La dynamique des scintillateurs doit s'étendre de Z=1 à Z$\sim$ 25, correspondant à une valeur de 600 en tenant compte des pertes d'énergie par dE/dx. Cependant, l'effet de *"quenching"* (très forte non-linéarité de la scintillation) apparaissant lors du passage de particules hautement ionisantes limite la dynamique d'un facteur $\approx 5-6$ sur cette gamme de charge, correspondant à une valeur voisine de 100.
La mesure du temps de vol du faisceau de particules avec une longueur de vol de 70 m est également mise en œuvre pour aider à la reconstruction de la masse des particules les plus légères (A=1-2).
Les photographies (5.9) montrent la mise en place du prototype dans le hall nord de l'accélérateur SPS au CERN.

Programme de mesures

Afin de caractériser le prototype sur une gamme étendue de masse ($1 < A \lesssim 25$), de charge ($1 < Z \lesssim 25$) et d'impulsion ($\approx 4 < P/A \lesssim 13$ GeV/c), les mesures effectuées au CERN ont été les suivantes :

– résolution en vitesse, puis en masse, grâce à l'impulsion déterminée par l'analyse de la ligne de

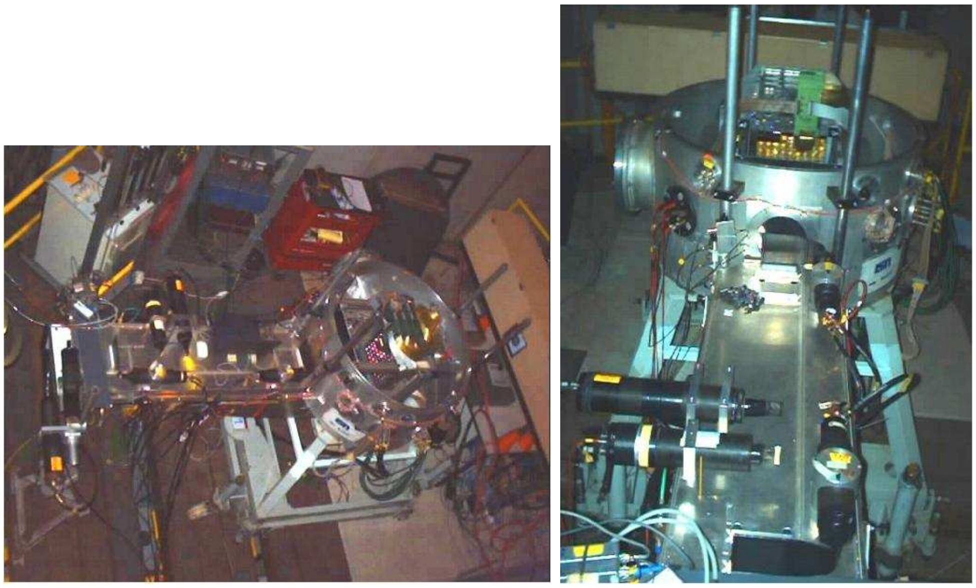


FIG. 5.9 – *Vue d'ensemble de l'expérience au SPS.*

faisceau (avec une mesure indépendante de temps de vol des noyaux légers). Cette étude a été réalisée (voir paragraphe précédent) au moyen du calcul des produits de fragmentation à la limite supérieure des noyaux légers ($\sim$ 20 Gev/n) pour un faisceau de plomb de 20 A GeV.
– résolution en charge.
– réponse aux ions à la limite supérieure de la sensibilité du détecteur ($\approx$ Fe), incluant l'étude du bruit de fond Rayleigh généré dans le radiateur, et étalonnage global pour les mesures en charge du compteur.
– réponse aux particules de Z=1 sur la gamme d'impulsion 4-20 GeV/c/n ainsi que l'efficacité de reconstruction sur cette gamme.
– Caractérisation de différents radiateurs.

Des anneaux !

La figure (5.10) présentent différents anneaux Čerenkov obtenus lors de la mise en œuvre du prototype pour divers éléments avec un aérogel de 3 cm d'épaisseur et d'indice 1.03 [70]. Le point central correspond au passage de la particule générant une émission Čerenkov directement dans la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur. La finesse de l'image témoigne de l'excellente résolution du compteur et de l'absence notable de bruit de fond.

5.2.4 Résultats

Détermination de la vitesse

La résolution en vitesse pour des particules de Z=1 avec différents aérogels est présentée dans le tableau (5.3). Elle a été évaluée par ajustement d'une gaussienne sur le spectre de β. La paramètre de clarté C est une façon de paramétriser la longueur de diffusion Rayleigh : $L_{ray} = \lambda^4/C$.
Clairement, la meilleure résolution en vitesse est obtenue avec le radiateur Novosibirsk 1.03. La dépendance en charge de cette résolution est présentée sur la figure (5.11). Le comportement attendu en $1/Z$ est reproduit mais il présente une saturation à grand Z, provenant de la taille finie des pixels.

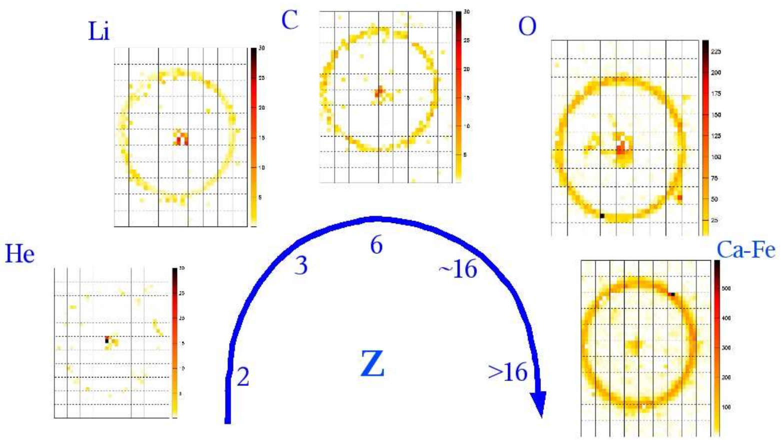


FIG. 5.10 – *Différents anneaux détectés sur la matrice de photodétection du prototype.*

Radiateur	indice	Résolution $\times 10^{-3}$	Clarté $cm^{-1}\mu m^{-4}$
Matsushita	1.03	0.71	0.0079
Matsushita	1.05	0.98	0.0095
Novosibirsk	1.04	0.94	0.0120
Novosibirsk	1.03	0.67	0.0059

TAB. 5.3 – *Résolution en vitesse et coefficient de clarté des différents radiateurs [71].*

Mesure de la charge

Le spectre de charge est présenté sur la figure (5.12). Les pics sont clairement séparés jusqu'à $Z \simeq 26$. Afin d'obtenir une estimation de la résolution en charge, la distribution a été ajustée au moyen d'une série de fonctions gaussiennes. Les largeurs de ces gaussiennes, considérées comme des estimations de la résolution en charge de la reconstruction, sont également présentées sur la figure (5.12) en fonction de la charge de la particule. Le trait plein présent sur cette figure illustre la résolution attendue, déterminée à partir du rendement en photons du radiateur. Elle est de 0.2 en unités de charge pour l'hélium, et augmente avec la charge de la particule. Pour les protons, elle est sensiblement la même quel que soit le radiateur utilisé, en revanche, pour des charges plus élevées, l'aérogels d'indice 1.03 de Matshushita semble être le moins bon : $\sigma = 0.252 \pm 0.004$ pour $Z = 5$. Cette valeur est comprise entre 0.217 ± 0.007 et 0.232 ± 0.007 pour l'ensemble des autres aérogels. Ces résultats sont en accord avec les taux de production de photons mesurés pour chaque aérogel.
Au cours de cette campagne, les membres de la collaboration du détecteur de temps de vol d'AMS ont également testé leur détecteur en amont de notre dispositif. La corrélation de nos mesures avec celles du "temps de vol" est présentée sur la figure (5.13), illustrant la capacité du futur spectromètre dans l'identification des isotopes [72].

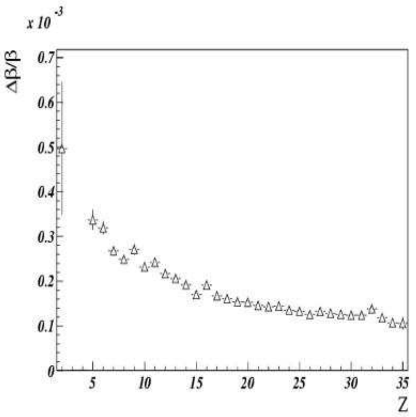


FIG. 5.11 – *Evolution de la résolution en vitesse $\Delta\beta/\beta$ en fonction de la charge Z [67].*

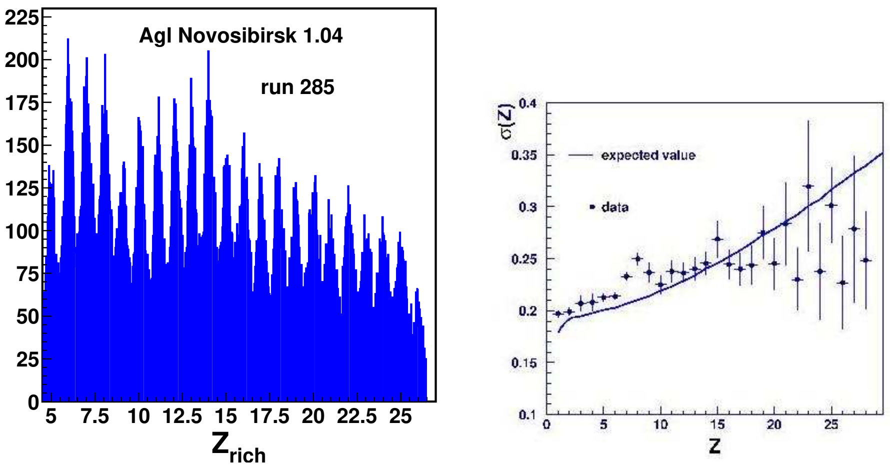


FIG. 5.12 – *Réponse en charge (Gauche) et résolution en fonction de la charge (Droite) obtenue pour un aérogel d'indice 1.04 et d'épaisseur 3.1* cm analysée par le groupe de CIEMAT (Madrid)[71].

Un comportement inattendu

Au cours de cette campagne, l'analyse des premiers résultats a révélé un comportement inattendu au niveau des photomultiplicateurs. Leur étalonnage a été réalisé au laboratoire avant le départ pour le CERN, puis à deux reprises dans le hall du SPS au moyen d'une LED illuminant l'ensemble de la matrice au cours d'acquisitions spécifiques.
L'étalonnage à l'aide de la LED a révélé un gain moyen de ~ 53.7 canaux ADC, correspondant à la position du photoélectron unique par rapport au piédestal. Lors de la configuration en faisceau de protons, des signaux de l'ordre du photoélectron unique sont attendus. Lors d'acquisitions en faisceau, le volume trop important de données interdit l'enregistrement complet de ces dernières et la méthode de stockage est la suivante : une acquisition spécifique hors faisceau est réalisée pour obtenir la position des piédestaux. Celle-ci est effectuée à de nombreuse reprises pour permettre de déceler une éventuel dérive en fonction du temps. Une fois les piédestaux analysés (position et largeur déterminées), un seuil est alors programmé à 3σ de la position du piédestal, et seules les données ADC au delà de cette valeur sont stockées. Cette

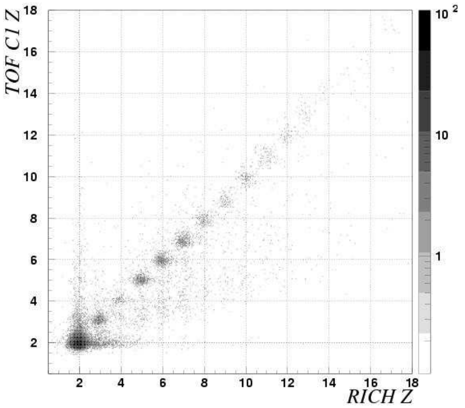


FIG. 5.13 – *Corrélation des mesures du prototype avec les mesures effectuées par le détecteur de temps de vol placé en amont [72].*

méthode permet une économie substantielle du volume de données et assure par ailleurs qu'aucune perte d'informations sur le spectre du photoélectron unique n'est à craindre, seul le bruit étant supprimé.
Il est pourtant apparu que, dans ce cas, la position du photoélectron unique était beaucoup plus faible que lors de l'étalonnage avec la LED (gain moyen de ~ 41.7 canaux ADC). Or, précisément, l'absence de piédestal visible sur de telles mesures rend l'étude du phénomène délicate. Les résultats de ces mesures sont présentés sur la figure (5.14).

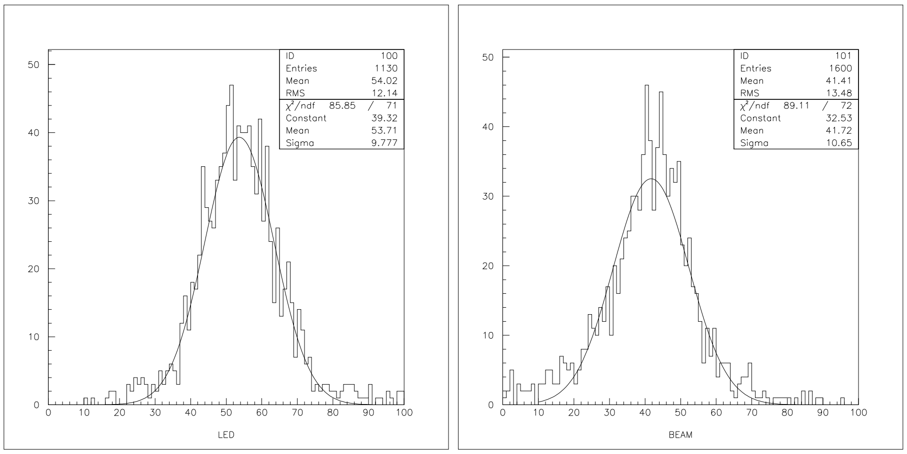


FIG. 5.14 – *Histogramme des gains obtenus avec étalonnage par une LED (Gauche) et sur les données réelles en faisceau (Droite). La différence observée dans la position du pic est de $\sim$ 25%.*

Plusieurs hypothèses ont alors été avancées :

- la première a été la possibilité d'un vieillissement prématuré des photomultiplicateurs sous l'effet du faisceau. Elle a été rapidement écartée car le dernier étalonnage avec une LED a été réalisé à la fin de la campagne de tests et ne présente pas de nouvelle dérive.
- la seconde a été un possible décalage des piédestaux. Si la fréquence de déclenchement est trop faible, l'acquisition des piédestaux peut être alors biaisée créant des seuils beaucoup trop haut, coupant ainsi le spectre de photoélectron unique et rendant son analyse difficile. Elle a également été écartée, les conditions des tests ayant été soigneusement vérifiées à chaque opération, en particulier lors des acquisitions des piédestaux : la fréquence du déclenchement a été fixée à 50 Hz, loin de la zone de dérive.

- une mauvaise estimation de la longueur des câbles peut générer un décalage en temps du signal de *peaking time* (voir chapitre *"Etude expérimentale du prototype de première génŕation du RICH d'AMS"*), ce qui a pour conséquence un échantillonnage loin de la position du maximum du signal et donc une perte de gain.

De retour au laboratoire, la remise en œuvre du prototype a permis de confirmer cette dernière hypothèse. Les mesures du gain des photomultiplicateurs ont été effectuées en fonction du *timing* et ont, par ailleurs, confirmé les mesures réalisées au préalable sur l'électronique seule. Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure (5.15) et ont pu ainsi permettre d'apporter une correction aux données des tests en faisceau pour leur analyse. Cette étude a mis en évidence un point dont il faudra prendre grand soin pour le détecteur final.

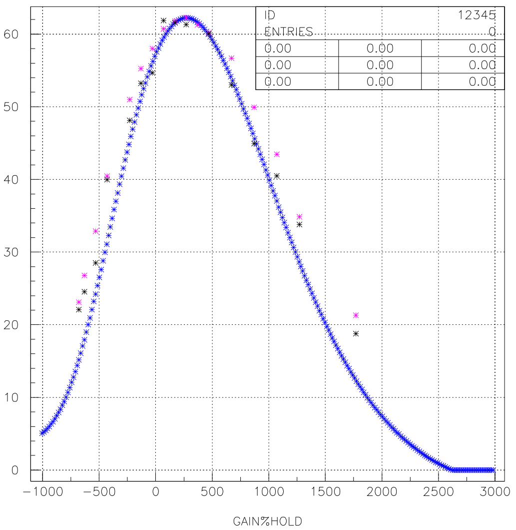


FIG. 5.15 – *Evolution du gain en fonction de la position du "peaking time". Le trait plein correspond aux mesures préalables réalisées sur l'électronique par injection de charge. Les points ont été mesurées sur le prototype au moyen d'une LED. Points clairs : moyenne du gain sur la matrice ; points foncés : moyenne sur un seul photomultiplicateur*

Prise en compte de la non-linéarité des photomultiplicateurs

L'effet de la non-linéarité des photomultiplicateurs, mesurée au LPSC et détaillée dans la section 2.6, a été étudié en comparant la charge déterminée par l'analyse standard mise en place au niveau du RICH avec la charge "exacte" inférée à partir de la distribution présentée sur la figure (5.12). A partir du moment où la séparation en Z est suffisamment bonne pour séparer les pics, il est en effet possible de simplement "compter" ces derniers pour associer un Z à un signal mesuré, sans aucune hypothèse sur la linéarité ou la réponse des détecteurs. Les résultats sont présentés sur la figure (5.16).

A gauche, est reproduite la courbe de non-linéarité mesurée au laboratoire (les conditions d'obtention de cette mesure ont été détaillées dans le paragraphe 2.6). La figure de droite illustre la réponse en charge des photomultiplicateurs sans correction (courbe du bas) et en tenant compte de la non-linéarité (troisième courbe en partant du bas). On peut donc voir qu'après correction, la résolution en charge n'est sensiblement pas dégradée. Sur cette courbe figure également un autre type de correction (notée XT) correspondant à un problème de diaphonie. Ce phénomène, étudié en détail après les tests au CERN, est lié à un effet de variation de tension au niveau de la dernière dynode suite à la présence d'une résistance élevée avant la connection à la masse. Cette connection a été réalisée lorsqu'il a été décidé de ne plus utiliser le signal de dynodes comme signal de *"tagging"* (voir le chapitre *"Electronique frontale de lecture des photomultiplicateurs"*). Ainsi, lorsque l'ensemble du photomultiplicateur est illuminé, des phénomènes

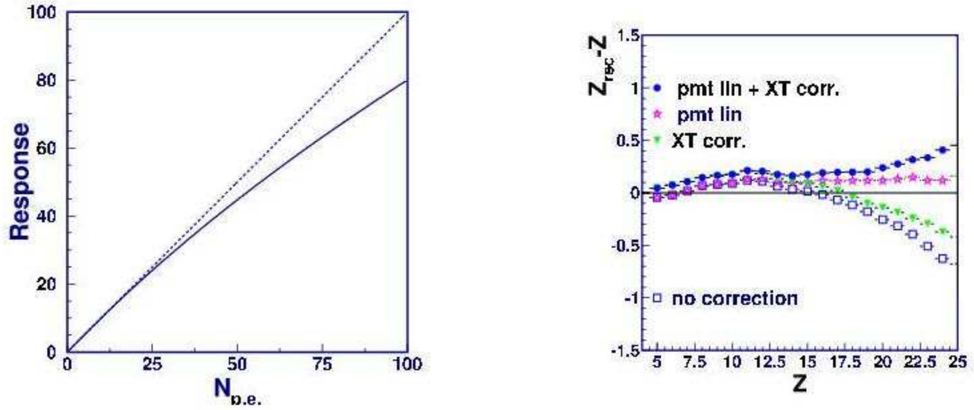


FIG. 5.16 – *Amélioration de la résolution par la prise en compte de la non-linéarité du photomultiplicateur [71].*

de couplage apparaissent et génèrent des parasites. De retour de la campagne de tests en faisceau, une modification a été apportée au circuit : la résistance de 10 MΩ responsable de ces variations de tension et liant la dynode à la masse à été remplacée par une autre de 10 kΩ, court-circuitant quasiment cette portion de circuit et annulant complètement le problème rencontré au CERN.

5.3 Conclusion

La mise en place et l'exploitation de ce second prototype a été riche d'informations et de conséquences. D'un point de vue instrumental tout d'abord, elle a permis de perfectionner de manière substantielle l'électronique de premier niveau et de mettre en place dans des conditions quasi-réelles une procédure de mise en œuvre des cellules de photodétection. D'autre part, l'interprétation des données issues des tests en faisceau nécessite l'introduction d'un modèle décrivant les propriétés de diffusion des aérogels qui sera mise en œuvre dans la simulation du RICH d'AMS, ce qui permettra l'obtention d'estimations réalistes des performances de ce détecteur et déterminera également le meilleur choix de radiateur aérogel. Il est à noter enfin qu'au cours de cette campagne, le photomultiplicateur central positionné dans l'axe du faisceau a reçu l'équivalent en radiation de toute la période prévue sur la Station Spatiale et ne présente aucun signe de vieillissement prématuré, ce qui donne confiance sur la tenue à long terme du détecteur en conditions réelles.

Deuxième partie

Trous noirs primordiaux & Rayonnement cosmique

Cette seconde partie présente un exemple de source exotique qui pourraît être détectée par AMS-02 et qui peut déjà être contrainte par les mesures d'AMS-01. A partir de considérations phénoménologiques, d'autres aspects de la physique des trous noirs primordiaux seront abordés, liés aux processus de formation, au comportement en fin de vie et à la contribution éventuelle de ces objets à la matière noire.

Black holes just didn't "smell right"

During the 1920s and into the 1930s, the world's most renowed experts on general relativity where Albert Einstein and the British astrophysicist Arthur Eddington. Others understood relativity, but Einstein and Eddington set the intellectual tone of the subject. And while a few others were willing to take black holes seriously, Einstein and Eddington not. Black holes just didn't "smell right"; they were outrageously bizarre; they violated Einstein's and Eddington's intuition about how our Universe ought to behave... We are accustomed to the idea of black holes today that it is hard not to ask, "How could Einstein be so dumb ? How could he leave out the very thing, implosion, that makes black holes ?" Such a reaction displays our ignorance of the mindset of nearly everybody in the 1920s and 1930s... Nobody realized that a sufficiently compact object must implode, and that the implosion will produce a black hole.
Kip Thorne dans "Black Holes and Time warps" [73]

Il n'est pas exagéré de dire que l'une des prédictions les plus excitantes de la théorie de la Gravitation d'Einstein est qu'il puisse exister des *"trous noirs"* : objets fascinants dont le champ gravitationnel est si intense que rien, ni matière, ni signal, ne peut se libérer de son attraction et s'en échapper. La preuve de leur existence et l'analyse de leurs propriétés auraient une portée bien au delà de l'astrophysique. En effet, ce qui est ici en jeu n'est pas seulement la découverte d'un nouvel objet cosmique, certes extrêmement particulier, mais bien un test de l'exactitude de notre compréhension des propriétés de l'espace et du temps en champ fort.

Le terme "trou noir" a été introduit pour la première fois par Wheeler en 1967, mais c'est dès la fin du $XVII^{eme}$ siècle que cette notion a été étudiée dans le plus pur cadre de la mécanique classique Newtonienne par Mitchell, puis par Laplace. Dans sa théorie de la Relativité Générale, Albert Einstein a postulé que le champ gravitationnel était la manifestation de la courbure de l'espace-temps, lui-même distordu par la présence d'objets massifs se mouvant suivant des chemins appelés *géodésiques*[4]. La première description des trous noirs dans ce cadre a été donnée par Karl Schwarzschild dès 1916.
Alors que la position générale des physiciens sur leur réelle existence était assez réservée il y a seulement 15 ou 20 ans, les trous noirs ne sont plus aujourd'hui uniquement des objets théoriques issus des équations de la Relativité Générale d'Einstein, mais sont devenus à présent des objets astrophysiques expérimentalement détectés (effets gravitationnels, accrétion, émission de jets, etc.).

L'astrophysique moderne considère qu'il existe 3 types possibles de trous noirs dans l'Univers :
- *Les trous noirs stellaires.*
  Ils sont issus de la mort des étoiles de masse supérieure à une masse critique dont la valeur est de l'ordre de quelques masses solaires. Lorsque le combustible nucléaire est épuisé, plus rien n'empêche l'effondrement gravitationnel complet de l'étoile mourante en trou noir.
- *Les trous noirs supermassifs.*
  Avec des masses pouvant atteindre 10^9 masses solaires, ces trous noirs géants peuplent vraisemblablement le centre des galaxies[5]. Au sein des noyaux actifs de galaxies, ils génèrent des phénomènes parmi les plus violents de l'Univers (accrétion et émission de jets de matière jusqu'à peut-être plus de 10^{19} eV).

[4] *"Space tells matter how to move, matter tells space how to curve" J.A. Wheeler*
[5] Des mesures récentes d'astrométrie de grande précision avec l'instrument d'optique adaptative sur le VLT de l'ESO, viennent d'apporter la preuve de l'existence d'un trou noir supermassif au centre de notre Galaxie, confondu avec la source radio Sagitarius A*. Les mesures ont permis de contraindre l'orbite d'une étoile S2, elliptique et képlérienne, de période 15.2 ans, et de péricentre 17 heures-lumière conduisant à une masse du trou noir de 2,7 millions de masses solaires [74].

– *Les trous noirs primordiaux.*
Ils ont pu être formés par des inhomogénéités dans l'Univers très jeune. Leurs masses peuvent être arbitrairement faibles. Cependant, comme on le détaillera ultérieurement, les trous noirs primordiaux ayant initialement une masse inférieure à $5 \times 10^{14} g \approx 10^{-19}$ $M_\odot$ ont aujourd'hui rayonné la totalité de celle-ci par processus de Hawking[6]. Seuls les trous noirs primordiaux ayant une masse supérieure à cette valeur peuvent donc exister dans l'Univers contemporain.

Les phénomènes de collision et de coalescence constituent un autre aspect important de l'astrophysique des trous noirs. Le principal espoir de détection de tels phénomènes reste les ondes gravitationnelles. N'interagissant que faiblement avec la matière, elles peuvent donc s'échapper de la région proche du trou noir en n'étant quasiment pas affectées par la possible présence d'un disque d'accrétion, et sont ainsi une sonde idéale de la Relativité Générale en champ fort.
D'un point de vue expérimental, la détection de ces ondes s'avère extrêmement délicate, puisque le signal attendu induit un déplacement relatif typique de $h \sim \frac{\Delta L}{L} \sim 10^{-21}$. Néanmoins les nouveaux interféromètres de grande échelle laissent présager que l'astronomie des ondes gravitationnelles devient une réalité. De tels détecteurs sont maintenant en construction aux Etats-Unis (projet LIGO), et en Europe (la Collaboration Franco-Italienne VIRGO). Dans le même temps, il existe des projets plus ambitieux encore, tels que l'interféromètre LISA qui envisage de placer trois engins spatiaux aux sommets d'un triangle équilatéral de plus de 5 millions de kilomètres de côté. Il est clair que la mise en évidence des ces ondes est un défi exceptionnel, tant du point de vue de la technique de détection que de la compréhension des théories sous-jacentes.

[6] L'évaporation de Hawking sera décrite en détail dans la section 5.1.1. Notons juste ici qu'à cause des fluctuations quantique du vide dans un fort champ gravitationnel, un trou noir devient source d'un flux important. Il émet toutes les espèces de particules de façon analogue à un corps chaud de taille $R = \frac{2GM}{c^2}$ et de température $T \approx 10^{-26} K \left(\frac{M_\odot}{M}\right)$. Ainsi, au cours de ce processus, la masse M du trou noir diminue. A titre d'estimation approximative, le temps de complète évaporation d'un trou noir est donné par : $t \approx \left(\frac{M}{5\times10^{14}\text{ g}}\right)^3 \times 10^{10}$ années.

Chapitre 6

Relativité Générale et trous noirs

Les trous noirs sont une conséquence directe des équations de la Relativité Générale et sont décrits par une métrique particulière appelée *métrique de Schwarzschild*[1].
Ce bref chapitre a pour dessein de rappeler les bases élémentaires de Relativité Générale nécessaires à la compréhension des trous noirs. Tout au long de cette partie théorique, les unités naturelles sont utilisées ($\hbar = G = k = c = 1$) pour se conformer aux usages en vigueur, sauf lorsqu'une application numérique est effectuée, lorsqu'un résultat est comparé à l'expérience ou lorsqu'une formule prend un sens intuitif plus clair en unités du Système International (SI).

6.1 Tenseurs

Le passage d'un espace plat à un espace courbe signifie que l'on ne peut plus utiliser les coordonnées cartésiennes. Des systèmes de coordonnées sensiblement plus complexes deviennent alors nécessaires. Par conséquent, il est commode d'introduire une nouvelle classe d'objets appelés **tenseurs**.
Lors d'un changement de coordonnées $x^\mu \rightarrow x^{\mu'}$, la **loi de transformation des tenseurs** s'écrit[2] :

$$S^{\mu'}{}_{\nu'\rho'} = \frac{\partial x^{\mu'}}{\partial x^\mu}\frac{\partial x^\nu}{\partial x^{\nu'}}\frac{\partial x^\rho}{\partial x^{\rho'}} S^\mu{}_{\nu\rho}. \tag{6.1}$$

Les tenseurs sont en quelque sorte une généralisation des vecteurs (un scalaire peut être qualifié de tenseur à zéro indice, les vecteurs contravariants sont des tenseurs avec un indice haut, et un tenseur à deux indices peut être vu comme une matrice).

Les tenseurs de type *(n, m)* peuvent être **contractés** pour former un tenseur de type *(n-1, m-1)* en sommant sur un indice haut et un indice bas :

$$S^\mu = S^{\mu\lambda}{}_\lambda. \tag{6.2}$$

La contraction d'un tenseur à deux indices est appelé **trace**.

Un tenseur très important en Relativité Générale est le tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ défini à partir de l'intervalle d'espace-temps ds par :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \tag{6.3}$$

Il est purement diagonal avec $g_{00} = 1$ et $g_{ii} = -1$; $i = 1, 2, 3$ pour un espace de Minkowski et peut revêtir une forme différente lorsque l'on opère une transformation vers un référentiel non galiléen témoignant de

[1] On se restreint ici au cas des trous noirs statiques et non chargés
[2] On rappelle la convention d'Einstein qui consiste à omettre le signe somme sur un indice qui se répète une fois en haut et une fois en bas

la présence d'un champ gravitationnel, en vertu du principe d'équivalence (énoncé dans le paragraphe suivant).

Un autre objet intéressant est la dérivée partielle $\frac{\partial}{\partial x^\mu}$ notée ∂_μ. Son action sur un scalaire retourne bien un tenseur (0, 1). En effet par changement de coordonnées $x^\mu \to x^{\mu'}$, on obtient :

$$\partial_\mu \phi \to \partial_{\mu'} \phi = \frac{\partial x^\mu}{\partial x^{\mu'}} \partial_\mu \phi \tag{6.4}$$

qui est donc en complet accord avec la loi de transformation des tenseurs.
Par contre, sur un vecteur V^μ (sachant que $V^\mu \to V^{\mu'} = \frac{\partial x^{\mu'}}{\partial x^\mu} V^\mu$), on a :

$$\begin{aligned} \partial_\mu V^\nu \to \partial_{\mu'} V^{\nu'} &= \left(\frac{\partial x^\mu}{\partial x^{\mu'}} \partial_\mu\right)\left(\frac{\partial x^{\nu'}}{\partial x^\nu} V^\nu\right) \\ &= \frac{\partial x^\mu}{\partial x^{\mu'}} \frac{\partial x^{\nu'}}{\partial x^\nu} (\partial_\mu V^\nu) + \frac{\partial x^\mu}{\partial x^{\mu'}} \frac{\partial^2 x^{\nu'}}{\partial x^\nu \partial x^\mu} V^\nu . \end{aligned} \tag{6.5}$$

Il apparaît donc qu'elle ne suit pas la loi de transformation des tenseurs (on ne "voudrait" que le premier terme pour être en accord avec cette loi).

C'est ainsi que l'on définit la **dérivée covariante** notée ∇_μ comme étant la dérivée partielle à laquelle on ajoute un terme de correction :

$$\nabla_\mu V^\nu = \partial_\mu V^\nu + \Gamma^\nu{}_{\mu\lambda} V^\lambda . \tag{6.6}$$

Les symboles $\Gamma^\nu{}_{\mu\lambda}$, appelés **coefficients de connection**, ne sont donc pas des tenseurs. Ils sont soumis à une loi particulière de transformation qui permet d'éliminer le terme "non tensoriel" de l'expression (6.5) :

$$\Gamma^{\nu'}{}_{\mu'\lambda'} = \frac{\partial x^\mu}{\partial x^{\mu'}} \frac{\partial x^\lambda}{\partial x^{\lambda'}} \frac{\partial x^{\nu'}}{\partial x^\nu} \Gamma^\nu{}_{\mu\lambda} - \frac{\partial x^\mu}{\partial x^{\mu'}} \frac{\partial x^\lambda}{\partial x^{\lambda'}} \frac{\partial^2 x^{\nu'}}{\partial x^\mu \partial x^\lambda} . \tag{6.7}$$

Ainsi le terme $\nabla_\mu V^\nu$ est assuré de se transformer comme un tenseur.
De façon générale, dans le cas de multiples indices, un terme $+\Gamma$ pour chaque indice haut et un terme $-\Gamma$ pour chaque indice bas doit être ajouté :

$$\begin{aligned} \nabla_\sigma T^{\mu_1\mu_2\ldots\mu_k}{}_{\nu_1\nu_2\ldots\nu_l} &= \partial_\sigma T^{\mu_1\mu_2\ldots\mu_k}{}_{\nu_1\nu_2\ldots\nu_l} \\ &+\Gamma^{\mu_1}_{\sigma\lambda} T^{\lambda\mu_2\ldots\mu_k}{}_{\nu_1\nu_2\ldots\nu_l} + \Gamma^{\mu_2}_{\sigma\lambda} T^{\mu_1\lambda\ldots\mu_k}{}_{\nu_1\nu_2\ldots\nu_l} + \ldots \\ &-\Gamma^{\lambda}_{\sigma\nu_1} T^{\mu_1\mu_2\ldots\mu_k}{}_{\lambda\nu_2\ldots\nu_l} - \Gamma^{\lambda}_{\sigma\nu_2} T^{\mu_1\mu_2\ldots\mu_k}{}_{\nu_1\lambda\ldots\nu_l} - \ldots \end{aligned} \tag{6.8}$$

Ces coefficients de connection peuvent s'exprimer de façon assez naturelle en utilisant les termes de la métrique et de ses dérivées :

$$\Gamma^\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2} g^{\sigma\rho} \left(\partial_\mu g_{\nu\rho} + \partial_\nu g_{\rho\mu} - \partial_\rho g_{\mu\nu}\right) . \tag{6.9}$$

Sous cette forme particulière, les coefficients sont appelés **symboles de Christoffel** et sont très utilisés en Relativité Générale. Leur intérêt réside dans le fait que la dérivée covariante de la métrique définie à partir de ces symboles, ainsi que de son inverse, est toujours nulle :

$$\nabla_\sigma g_{\mu\nu} = 0, \qquad \nabla_\sigma g^{\mu\nu} = 0. \tag{6.10}$$

L'information sur la courbure est contenue dans un tenseur à quatre composantes : le **tenseur de courbure de Riemann**.
La formule définissant le tenseur de Riemann, d'un intérêt capital en Relativité Générale, est obtenue en utilisant les symboles de Christoffel :

$$R^\sigma{}_{\mu\alpha\beta} \equiv \partial_\alpha \Gamma^\sigma_{\mu\beta} - \partial_\beta \Gamma^\sigma_{\mu\alpha} + \Gamma^\sigma_{\alpha\lambda} \Gamma^\lambda_{\mu\sigma} - \Gamma^\sigma_{\beta\lambda} \Gamma^\lambda_{\mu\alpha} . \tag{6.11}$$

Ce tenseur[3] a la propriété remarquable d'avoir **toutes ses composantes nulles si et seulement si l'espace est plat**.

Deux contractions du tenseur de Riemann sont extrêmement utiles en Relativité Générale :
- Le tenseur de Ricci :
$$R_{\alpha\beta} = R^{\lambda}{}_{\alpha\lambda\beta}. \tag{6.12}$$
- Le scalaire de Ricci (trace du tenseur de Ricci) :
$$R = R^{\lambda}{}_{\lambda} = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}. \tag{6.13}$$

Les équations entre tenseurs revêtent donc un intérêt central : elles sont covariantes par construction.

6.2 Relativité Générale et Équations d'Einstein

6.2.1 Principe d'équivalence et géodésiques

Principe d'équivalence

Le cœur de la théorie de la Relativité Générale repose sur un principe, appelé le **principe d'équivalence**, fondé sur l'égalité entre la masse inertielle m_i et la masse gravitationnelle m_g.

Soit un système de N particules de coordonnées $\mathbf{x_n}$ soumises à une force $\mathbf{F}(\mathbf{x_n} - \mathbf{x_m})$ et à un champ de gravitation externe $\mathbf{g}$. L'équation du mouvement d'une de ces particules est donnée par :

$$m_n^i \frac{d^2\mathbf{x_n}}{dt^2} = m_n^g \mathbf{g} + \sum_m \mathbf{F}(\mathbf{x_n} - \mathbf{x_m}). \tag{6.14}$$

Le changement de coordonnées suivant (passage dans un repère en chute libre) :

$$\begin{aligned} \mathbf{x}' &= \mathbf{x} - \frac{1}{2}\mathbf{g}t^2 \\ t' &= -\ t \end{aligned} \tag{6.15}$$

implique, en prenant en compte l'égalité des masses gravitationnelles et inertielles ($m_n^i = m_n^g = m^n$) :

$$m_n \frac{d^2\mathbf{x'_n}}{dt'^2} = \sum_m \mathbf{F}(\mathbf{x'_n} - \mathbf{x'_m}). \tag{6.16}$$

Ainsi, pour un observateur lié au repère $(\mathbf{x}', t)$, les équations du mouvement sont maintenant celles d'un système ne subissant aucun champ externe. Le principe d'équivalence suppose donc qu'un observateur lié à un repère ne peut pas déterminer s'il est soumis à un champ gravitationnel ou s'il est dans un repère accéléré.

Pour aller plus loin, on remarque que dans l'exemple ci-dessus, le champ $\mathbf{g}$ est homogène et statique. Si l'on a affaire à un champ $\mathbf{g}(\mathbf{x}$,t), le changement de coordonnées précédent ne suffit plus pour l'éliminer. En revanche, on peut l'éliminer localement : en tout point ($\mathbf{x}$,t), il **existe** un voisinage pour lequel un changement de repère permet d'écrire l'équation du mouvement sous la forme (6.16) . On dit que ce repère est "localement inertiel".

[3] on peut remarquer que le tenseur de Riemann est construit à partir d'éléments non tensoriels (dérivées partielles et symboles de Christoffel), mais que le résultat final a bien des propriétés tensorielles.

Géodésiques

Dans un espace euclidien, parmi toutes les courbes qui relient deux points, le segment de droite joue un rôle privilégié : si l'on sait mesurer les distances, sauf cas d'obstruction topologique, c'est la courbe de plus petite longueur reliant ces deux points.
Il faut généraliser la notion de droite en espace non euclidien.

On appelle *géodésique*, la courbe qui rend extrémale la distance fonctionnelle $L = \int ds$.
Si la trajectoire est paramétrisée par λ : $x^\mu(\lambda)$, L s'écrit :

$$L = \int ds = \int \sqrt{\left| g_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{d\lambda} \frac{dx^\nu}{d\lambda} \right|} d\lambda. \tag{6.17}$$

En Relativité Générale, le mouvement des corps se fait le long des géodésiques. Elles correspondent à un temps propre ($d\tau \equiv ds$ pour $dx^i = 0$) extrémal. Dans la pratique, il s'agit de maximiser le temps propre[4].

L'équation des géodésiques s'écrit :

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\lambda^2} + \Gamma^\mu_{\rho\sigma} \frac{dx^\rho}{d\lambda} \frac{dx^\sigma}{d\lambda} = 0. \tag{6.18}$$

Elle correspond donc à l'équation de la mécanique classique $\vec{F} = m\vec{a} = \vec{0}$.
La forme des équations des géodésiques est la même quel que soit le système de coordonnées. C'est donc une équation tensorielle.

Pour Newton, une particule se déplace en ligne droite jusqu'à ce qu'une force la dévie, la gravité étant l'une de ces forces. En Relativité Générale, la gravité est représentée par la courbure de l'espace-temps. Les particules se déplacent sur des géodésiques jusqu'à ce que des forces les dévient, la gravité ne comptant pas dans les forces.

6.2.2 Equations d'Einstein

En Relativité Générale, l'équation liant la matière et l'énergie à la courbure de l'espace-temps est la fameuse **équation d'Einstein** :

$$G_{\mu\nu} = 8\pi T_{\mu\nu} \tag{6.19}$$

où :
- $G_{\mu\nu}$ est le tenseur d'Einstein défini par :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu}. \tag{6.20}$$

- la matière est décrite par le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$ qui représente le contenu énergétique de l'espace

Pour appréhender l'origine de ces équations, on peut donner une rapide idée de la façon dont ces tenseurs sont construits et sont reliés.

En chaque point de l'espace-temps, on souhaite que le tenseur énergie-impulsion $\mathbf{T}$ contienne toute l'information sur la densité d'énergie, de quantité de mouvement et de contraintes telles qu'elles peuvent être mesurées par n'importe quel observateur en ce point. D'un point de vue *heuristique*, on le construit comme une "machine" linéaire et symétrique qui remplit les fonctions suivantes :

[4] comme le montre le paradoxe des jumeaux : celui qui est resté inertiel est le plus vieux quand ils se retrouvent.

- appliqué à la quadrivitesse d'un observateur, il donne la quadri-impulsion par unité de volume tridimensionnel, telle que mesurée par un observateur de Lorentz au point considéré : $T^{\alpha}_{\beta}u^{\beta} = -(dp^{\alpha}/dV)$.
- appliqué à la quadrivitesse et à un vecteur unitaire, il donne la composante de quadri-impulsion sur ce vecteur unitaire : $T_{\alpha\beta}u^{\alpha}n^{\beta} = n_{\mu}dp^{\mu}/dV$.
- appliqué deux fois à la vélocité, il donne la densité de masse-énergie mesurée par l'observateur de Lorentz en question.
- appliqué à deux vecteurs $\mathbf{e_j}$ et $\mathbf{e_k}$ d'un référentiel de Lorentz, il donne la composante (j,k) de la contrainte, *i.e.* la j^{eme} composante de la force agissant de $x^k - \epsilon$ vers $x^k + \epsilon$ au travers d'une surface unité perpendiculaire à $\mathbf{e_k}$.

A titre d'illustration, prenons l'exemple d'un fluide parfait se déplaçant avec une quadrivitesse $\mathbf{u}$ et entièrement caractérisé par sa densité d'énergie ρ et sa pression p (toutes les deux prises dans son référentiel).
En utilisant la quadrivitesse $\mathbf{u}$ du fluide, le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$ s'écrit :

$$T_{\mu\nu} = (p+\rho)u^{\mu}u^{\nu} + pg_{\mu\nu}$$

$$T^{\mu}_{\nu}u^{\nu} = [(\rho+p)u^{\mu}u_{\nu} + p\delta^{\mu}_{\nu}]u^{\nu} = -(\rho+p)u^{\mu} + pu^{\mu} = -\rho u^{\mu}$$

c'est à dire :

$$T^{0}_{\nu}u^{\nu} = -\rho = -\frac{dp^0}{dV}$$

$$T^{j}_{\nu}u^{\nu} = 0 = -\frac{dp^j}{dV}.$$

En utilisant la normalisation $g^{\mu\nu}u_{\mu}u_{\nu} = -1$ on obtient :

$$T_{\mu}{}^{\nu} = \begin{pmatrix} -\rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix}$$

La densité de masse-énergie mesurée par un observateur de quadrivitesse $\mathbf{u}$ est :

$$\rho = \mathbf{u}\cdot\mathbf{T}\cdot\mathbf{u} = \mathbf{u}^{\alpha}\mathbf{T}_{\alpha\beta}\mathbf{u}^{\beta}. \tag{6.21}$$

Ainsi, le tenseur énergie impulsion $\mathbf{T}$ est l'objet "géométrique" indépendant du référentiel choisi qui agit comme la source de la gravité. Cette source n'est pas un tenseur symétrique arbitraire, elle doit avoir une divergence nulle pour que la conservation de l'énergie-impulsion soit respectée :

$$\nabla\,\boldsymbol{.}\,\mathbf{T} = 0. \tag{6.22}$$

Pour se représenter cette condition, l'analogie avec l'électromagnétisme peut être utile. En effet, dans ce cadre, la conservation de la charge peut s'exprimer sous la forme de l'équation différentielle :

$$\partial_{\mu}j^{\mu} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla\,\boldsymbol{.}\,\vec{j} = 0, \tag{6.23}$$

que l'on note :

$$\nabla\,\boldsymbol{.}\,\mathbf{J} = 0. \tag{6.24}$$

L'écriture de la conservation de la charge (équation 6.24) s'écrit de façon similaire à celle de l'énergie impulsion (équation 6.22).

Si l'on veut maintenant connaître l'effet d'une source sur la géométrie, on doit construire le tenseur la représentant, de façon analogue à T. Si on appelle **G** ce tenseur, on a donc[5] :

$$\mathbf{G} = \kappa \mathbf{T}. \tag{6.25}$$

Si l'on souhaite que **G** soit une mesure de la courbure de l'espace temps, il doit avoir les propriétés suivantes :

- **G** devient nul en espace plat.
- **G** doit être construit à partir du tenseur de courbure de Riemann, de la métrique et de rien d'autre.
- **G** doit se distinguer des autres tenseurs qui pourraient être construits à partir de Riemann et de la métrique par les exigences suivantes :
  - **G** doit être Riemann-linéaire.
  - **G** doit être, tel **T**, symétrique et de rang 2.
  - **G** doit être de divergence nulle de façon a présenter une sorte de *conservation automatique*.[6]

$$\nabla \cdot \mathbf{G} = 0. \tag{6.26}$$

On peut alors montrer qu'il n'existe qu'un seul tenseur répondant à toutes ses exigences, il s'agit du tenseur d'Einstein **G** qui s'exprime en termes du tenseur de courbure de Ricci :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R. \tag{6.27}$$

Pour déterminer la constante de proportionnalité κ entre **G** et **T**, une correspondance avec la théorie de la gravitation de Newton doit être établie, et elle conduit alors à $\kappa = 8\pi$ en prenant la limite en champ faible.

Ainsi, l'équation d'Einstein exprimant la génération d'une courbure de l'espace temps en présence d'une source peut s'écrire :

$$\boxed{\mathbf{G} = 8\pi \mathbf{T}.} \tag{6.28}$$

Il est important de souligner le fait que ces équations peuvent être déduites d'un Lagrangien assez simple : $\mathcal{L} = \sqrt{-g}R$. En d'autres termes, l'action en Relativité Générale s'écrit :

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} R \tag{6.29}$$

et les équations d'Einstein découlent de la recherche de l'extremum de cette action en considérant les variations de la métrique $g_{\mu\nu}$.

La théorie de la Relativité Générale a passé avec succès tous les tests imaginés depuis des décennies. Elle prédit un certain nombre de phénomènes nouveaux qui font actuellement l'objet d'intenses recherches expérimentales, telle l'existence d'ondes gravitationnelles.

---

[5]si l'on fait l'hypothèse de la plus grande simplicité possible, c'est à dire d'une proportionnalité, à l'image du tenseur de Maxwell $F^{\mu\nu}$ supposé linéaire en dérivées du quadripotentiel $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$

[6]Il ne faut pas voir cela comme une conséquence de ce que **T** est à divergence nulle, le raisonnement serait alors circulaire. On peut se convaincre de la nécessité de cette hypothèse d'une toute autre façon ici présentée brièvement. Si les équation d'Einstein ont l'ambition de prédire l'évolution de la géométrie, il faut que la spécification des conditions initiales et de leur dérivées premières suffise à connaître l'état ultérieur. La géométrie de l'espace temps est décrite par $ds^2 = g_{\alpha\beta}(P)dx^\alpha dx^\beta$, c'est à dire par 10 fonctions $g_{\alpha\beta}$ en P. Il semble donc que 10 conditions initiales soient nécessaires. Il n'en est rien. Considérons un nouveau système de coordonnées $x^{\mu'}$ défini par $x^\alpha = x^\alpha(x^{\mu'})$ qui décrive la même géométrie par de nouvelles fonctions métriques $g_{\alpha'\beta'}(P)$. Il ne *faut pas* que les équations de champ d'Einstein permettent de déterminer les 10 fonctions : le choix des coordonnées est l'affaire du physicien pas de *la* physique. Les équations de champ ne *doivent* spécifier que 6 contraintes indépendantes de façon que l'arbitraire du choix des coordonnées demeure. Comment se peut-il que les 10 équations $G_{\alpha\beta} = 8\pi T_{\alpha\beta}$ n'en soient en fait que 6 ? Précisément grâce à la condition $G^{\alpha\beta}_{;\beta} \equiv 0$ qui nous intéresse ici et qui permet de faire en sorte que seules 6 équations indépendantes puissent être extraites des équations de champ. Dans cette remarque, on voit que la divergence nulle de **G** n'est pas seulement un souhait philosophique de conservation mais aussi une nécessité dynamique absolue pour garantir l'arbitraire du système de coordonnées.

Actuellement, beaucoup d'efforts sont consacrés à la construction d'une théorie de la gravitation qui prenne en compte les phénomènes quantiques. Il est probable qu'un nouveau saut conceptuel soit nécessaire pour réaliser ce programme. Ce saut pourrait être encore plus radical que celui d'Einstein lorsqu'il a décidé d'introduire une géométrie courbe pour l'espace-temps.

6.3 Vers la métrique de Schwarzschild

6.3.1 Construction de la métrique

De façon générale, une métrique à symétrie sphérique peut dépendre des coordonnées temporelle et radiale, notées t et r, mais aussi des coordonnées angulaires θ et ϕ par l'intermédiaire de :

$$d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2. \tag{6.30}$$

Ainsi, la métrique à symétrie sphérique la plus générale s'écrit :

$$ds^2 = -A(r,t)dt^2 + B(r,t)dr^2 + 2C(r,t)drdt - D(r,t)d\Omega^2. \tag{6.31}$$

Le changement de coordonnée radiale :

$$r' = D^{1/2}(t,r) \tag{6.32}$$

implique, après avoir renommé r' en r :

$$ds^2 = -E(r,t)dt^2 + F(r,t)dr^2 + 2G(r,t)drdt - r^2 d\Omega^2. \tag{6.33}$$

où E, F et G sont liés respectivement à A, B et C.
On peut éliminer le terme $drdt$ en redéfinissant la coordonnée temporelle t. La forme de (6.33) suggère le changement suivant :

$$dt' = E(r,t)dt - G(r,t)dr. \tag{6.34}$$

Par substitution dans (6.33), après avoir à nouveau renommé t' en t, on obtient :

$$ds^2 = \frac{1}{E(r,t)}dt^2 + \left(F(r,t) - \frac{G^2(r,t)}{E(r,t)}\right) dr^2 - r^2 d\Omega^2. \tag{6.35}$$

Par raison de commodité, on peut écrire les facteurs de dt^2 et dr^2 sous forme d'exponentielles :

$$ds^2 = e^{2\Phi}dt^2 - e^{-2\Lambda}dr^2 - r^2 d\Omega^2 \tag{6.36}$$

où Φ et Λ sont fonctions uniquement de r (Ici, on ne s'intéresse qu'aux systèmes statiques, $\frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial t} = 0$).

Une fois connue la forme de la métrique, *i.e.* de la géométrie, il est possible, moyennant de longs calculs, de déterminer le tenseur d'Einstein qui y est lié :

$$G_{00} = r^{-2} - r^{-2}e^{-2\Lambda} - r^{-1}\frac{d}{dr}e^{-2\Lambda} \tag{6.37}$$

$$\Rightarrow G_{00} = r^{-2}\frac{d}{dr}\left[r\left(1 - e^{-2\Lambda}\right)\right] \tag{6.38}$$

et

$$T_{00} = \rho \tag{6.39}$$

(on se place dans le repère où $T_{\mu\nu}$ est diagonal).
On peut alors **noter** :

$$2m(r) = r\left(1 - e^{-2\Lambda}\right). \tag{6.40}$$

On en déduit :

$$e^{2\Lambda} = \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1}. \tag{6.41}$$

Les équations d'Einstein s'écrivant $G_{\alpha\beta} = 8\pi T_{\alpha\beta}$, on a d'une part :

$$G_{00} = 2\frac{dm}{dr}r^{-2} = 8\pi\rho \tag{6.42}$$

$$\Rightarrow \frac{dm}{dr} = 4\pi\rho r^2 \tag{6.43}$$

$$m = \int 4\pi\rho r^2 \mathrm{dr}. \tag{6.44}$$

Il apparaît que m a donc bien la signification d'une masse.
D'autre part,

$$G_{rr} = -r^{-2} + r{-}2e^{-2\Lambda} + 2r^{-1}e^{-2\Lambda}\frac{d\phi}{dr} = 8\pi T_{rr} = 8\pi\rho \tag{6.45}$$

$$\Rightarrow \frac{d\phi}{dr} = \frac{4\pi\rho r^3 + m}{r(r-2m)}. \tag{6.46}$$

En dehors de la source du champ :

$$\begin{cases} M = m(r) \\ \rho = p = 0 \end{cases} \tag{6.47}$$

$$\Rightarrow \frac{d\phi}{dr} = \frac{M}{r(r-2M)} \tag{6.48}$$

$$\Rightarrow \phi(r) = \frac{1}{2}ln(1 - \frac{2M}{r}). \tag{6.49}$$

Donc :

$$e^{2\Lambda} = \frac{1}{1-\frac{2M}{r}}. \tag{6.50}$$

Soit

$$\boxed{ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r}\right)dt^2 - \left(\frac{1}{1-\frac{2M}{r}}\right)dr^2 - r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\Phi^2\right).} \tag{6.51}$$

C'est la **métrique de Schwarzschild** découverte en 1916.

Le paramètre M mesure la masse contenue à l'intérieur du rayon R.
On remarque la particularité, dans cette écriture, de la valeur $R_s = 2M$ pour la coordonnée r. Cette valeur est connue sous le nom de **rayon de Schwarzschild** et définit **l'horizon** du trou noir.

Il est "amusant" de noter que l'on retrouve cette valeur en utilisant des arguments de mécanique classique : si on considère un corps sphérique de rayon R qui a une vitesse de libération égale à la vitesse de la lumière, on obtient en égalant l'énergie potentielle à l'énergie cinétique[7] :

$$G\frac{mM}{R} = \frac{mc^2}{2} \Rightarrow R = \frac{2GM}{c^2}. \tag{6.52}$$

D'après le théorème de Birkhoff, la métrique de Schwarzschild est en fait l'unique solution des équations d'Einstein dans le vide avec une distribution de matière à symétrie sphérique.

D'autre part, il apparaît une divergence dans l'écriture de cette métrique en $r = 0$ et en $r = 2M$. En principe, tous les points de la métrique devenant infinis, ou présentant un comportement *pathologique*, sont appelés **singularités**.

[7] en se plaçant ici dans les unités usuelles

Cependant on peut en distinguer deux types : les singularités de "coordonnées" et les "vraies" singularités. Le comportement divergent en $r = 2M$, n'est lié qu'au système choisi et peut être contourné par simple changement de variables. On peut, par exemple, utiliser le système de coordonnées de Kruskal défini par :

$$u = \left(\frac{r}{2M} - 1\right)^{\frac{1}{2}} e^{\frac{r}{4M}} \cosh\left(\frac{t}{4M}\right) \tag{6.53}$$

$$v = \left(\frac{r}{2M} - 1\right)^{\frac{1}{2}} e^{\frac{r}{4M}} \sinh\left(\frac{t}{4M}\right). \tag{6.54}$$

Dans ce cas, la métrique s'écrit :

$$ds^2 = \frac{32M^3}{r} e^{\frac{r}{4M}}(-dv^2 + du^2) + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi), \tag{6.55}$$

où r est considéré comme étant une fonction implicite de u et v définie par : $u^2 - v^2 = e^{\frac{r}{4M}}\left(\frac{r}{2M} - 1\right)$ et on voit ainsi que le point en $r = 2M$ n'apparaît plus comme une singularité.
Par contre, la divergence en $r = 0$ reste incontournable et correspond à la singularité centrale.

6.4 Description qualitative de la métrique de Schwarzschild

6.4.1 Présentation de trois systèmes de coordonnées "utiles"

- Référentiel en chute libre :
  Prenons l'exemple d'une fusée en chute libre sur un trou noir : c'est un véritable référentiel de "relativité restreinte", où tout se passe comme s'il n'y avait pas de trou noir et pas de gravité. Mais ceci n'est vrai que localement (*cf paragraphe 4.2.1 sur le principe d'équivalence*). La courbure est mise en évidence par les forces de marées que subissent des particules-test éloignées.
- La "coquille" sphérique (système de coordonnées local) :
  Imaginons un maillage entourant la source de gravité. A titre d'exemple, la surface de la Terre peut être vu comme ce type de coquille[8]. En coordonnées sphériques, on peut exprimer la métrique sous la forme :

  $$ds^2 = dt^2_{coquille} - dr^2_{coquille} - r^2 d\phi^2. \tag{6.56}$$

  Cette métrique ressemble à celle d'un espace plat. Mais cela n'est vrai que localement (et encore pas même pour les dérivées) : $dt_{coquille}$, $dr_{coquille}$ et $rd\phi$ sont des fonctions de r.
  Le changement de repère est donc donné par les relations suivantes :

  $$dt_{coquille} = \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{\frac{1}{2}} dt, \tag{6.57}$$

  $$dr_{coquille} = \frac{1}{\left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{\frac{1}{2}}} dr. \tag{6.58}$$

  La seule différence avec le référentiel en chute libre est donc qu'il faut ici tenir compte de la gravité, même localement.
- Coordonnées de Schwarzschild :
  Alors que les systèmes précédents sont locaux dans l'espace-temps, les coordonnées $\{r, \phi, t\}$ permettent une description globale[9] : la circonférence réduite, l'angle azimutal et le temps à l'infini. Elles correspondent à des mesures faites dans un référentiel lointain (*i.e.* loin de la source de gravité), au repos par rapport au centre d'attraction.

[8] aux aspérités du relief près...
[9] voir paragraphe suivant sur la circonférence réduite

De façon imagée : l'observateur de Schwarzschild est une sorte "d'archiviste", il ne mesure rien lui-même mais exploite les résultats fournis par les "observateurs-coquille" ou en chute libre et les traduit en ses coordonnées. Par exemple, un observateur-coquille mesure $dt_{coquille}$ et $dr_{coquille}$, il ne reste alors plus qu'à faire la conversion (6.57). On peut donc faire une "carte de Schwarzschild" qui correspond à une vision globale mais à aucune expérience directe.

6.4.2 Remarques générales

La plupart des phénomènes célestes étant plans, on se restreint à ce cas et on écrit :

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{2M}{r}\right)} - r^2 d\theta^2. \tag{6.59}$$

- La métrique de Schwarzschild est complète : toute description non quantique de l'espace temps à symétrie sphérique est contenue dans cette écriture.
- Considérons deux évènements simultanés sur le référentiel coquille ($dt = d\phi = 0$), la distance propre est donc, d'après la métrique de Schwarzschild :

$$ds = dr_{coquille} = \frac{1}{\left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{\frac{1}{2}}} dr. \tag{6.60}$$

  Le facteur $\frac{1}{\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{\frac{1}{2}}}$ dépend de r, il s'agit du terme de courbure.
- Ce terme de courbure ne dépend pas de ϕ (Ceci est en accord avec la symétrie sphérique).
- Il tend vers 1 lorsque r tend vers l'infini (La métrique redevient asymptotiquement plate loin de la source du champ).
- En l'absence de masse ($M \to 0$), il tend aussi vers 1, et on retrouve aussi un espace plat.
- A $r = 2M$, le terme temporel tend vers 0, le terme spatial tend vers l'infini, c'est l'horizon.
- Circonférence réduite : si l'on reprend la coquille sphérique introduite précédemment, comment définir alors la distance au centre, sachant que le centre du trou noir est une véritable singularité ? On peut mesurer sur ce maillage la circonférence et la diviser par 2π pour obtenir une quantité que l'on appellera r. Il s'agit de la circonférence réduite, encore appelée rayon effectif, elle ne correspond avec le rayon "usuel" que dans un espace plat. La variable t représente, quant à elle le temps à l'infini.

  En espace plat, de façon évidente, la distance au centre est strictement égale à la circonférence réduite. Il en va tout autrement en espace courbe.
  En effet, dans le cas du Soleil, la masse est égale en unités naturelles à 1.477 km. Considérons maintenant 2 coquilles dont la différence des circonférences réduites est de 1 km. La plus proche du Soleil est située à $r_1 = 695980$ km du centre de celui-ci (positionnée environ sur la surface du Soleil). Le calcul montre, en tenant compte du terme de courbure, que la deuxième coquille est en fait à 1 km + 2 mm du centre de celui-ci. Cette différence n'est pas très importante, mais lorsque l'on considère un trou noir de la masse du Soleil et une coquille de 4 km de circonférence réduite, celle qui aura 5 km de circonférence réduite sera à 1.7 km de la précédente.
  La prise en compte du terme de courbure, c'est à dire de la courbure intrinsèque de l'espace, ne devient donc clairement plus négligeable lorsque l'on s'intéresse aux trous noirs.

- Énergie en géométrie de Schwarzschild :
  On s'intéresse ici à l'énergie d'une particule tombant radialement sur un trou noir (*i.e.* $d\phi = 0$). La métrique de Schwarzschild nous montre alors que τ, le temps propre associé à cette particule, est de la forme : $\tau^2 = (1 - \frac{2M}{r})t^2$ +(termes sans t). Il apparaît alors directement, par maximisation du temps propre entre deux évènements A et B liés à la particule, que :

$$\left(1 - \frac{2M}{r_A}\right) \frac{dt_A}{d\tau_A} = \left(1 - \frac{2M}{r_B}\right) \frac{dt_B}{d\tau_B}. \tag{6.61}$$

On en déduit qu'il y a une quantité conservée entre ces deux évènements qui est :

$$\left(1-\frac{2M}{r}\right)\frac{dt}{d\tau}. \tag{6.62}$$

On peut l'identifier au rapport $\frac{E}{m}$ pour assurer la compatibilité avec la relativité restreinte ($M \to 0$ ou $r \to \infty$) pour laquelle :

$$\frac{E}{m}=\frac{1}{\sqrt{1-v^2}}=\frac{dt}{d\tau}. \tag{6.63}$$

- Soit une particule tombant radialement ($d\phi = 0$) dans un trou noir, provenant de l'infini avec une vitesse initiale nulle. La mesure de sa vitesse au cours de son trajet dépend très fortement de la position de l'observateur par rapport au trou noir.
  En effet, à l'infini, lorsque la particule est au repos, son énergie est égale à son énergie de masse, c'est à dire : $\frac{E}{m} = 1$. La conservation de l'énergie, d'après le paragraphe précédent, s'écrit donc :

  $$\left(1-\frac{2M}{r}\right)\frac{dt}{d\tau}=1. \tag{6.64}$$

  La métrique de Schwarzschild donne :

  $$\left(1-\frac{2M}{r}\right)^2 dt^2 = d\tau^2 = \left(1-\frac{2M}{r}\right)dt^2 - \frac{dr^2}{1-\frac{2M}{r}}. \tag{6.65}$$

  On peut alors en déduire :

  $$\frac{dr}{dt} = -\left(1-\frac{2M}{r}\right)\left(\frac{2M}{r}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{6.66}$$

  La grandeur $\frac{dr}{dt}$ représente la vitesse (non strictement physique) dans le repère de Schwarzschild, c'est à dire situé à l'infini et immobile par rapport au trou noir. Lorsque $r \to 2M$, c'est à dire lorsque que la particule s'approche de l'horizon du trou noir, $\frac{dr}{dt} \to 0$. Cet observateur situé à l'infini ne verra donc la particule atteindre l'horizon qu'après un temps infini.
  En revanche, l'écriture de cette même vitesse par un observateur situé sur une coquille à une distance r sera vraiment différente de la précédente. En effet :

  $$dr_{coquille} = dr\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{6.67}$$

  $$dt_{coquille} = dt\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{6.68}$$

  Et donc :

  $$\frac{dr_{coquille}}{dt_{coquille}} = -\left(\frac{2M}{r}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{6.69}$$

  Ainsi lorsque $r = 2M$, $\frac{dr_{coquille}}{dt_{coquille}} \to 1$. Cet observateur évaluera donc une vitesse de la particule égale à celle de la lumière lorsque celle-ci atteint l'horizon.
  Cette différence entre les vitesses considérées par les deux observateurs est illustrée sur la figure (6.1). Elle montre la relativité des notions au voisinage d'un trou noir.

- Décalage spectral gravitationnel : le facteur de courbure $(1-\frac{2M}{r})$ devant le terme dt^2 est toujours plus petit que 1, il rend compte du *redshift* gravitationnel.
  En effet, considérons une horloge émettant deux sons[10] séparés d'un temps $dt_{Horloge}$. Cette horloge

[10] Il est très courant dans les films de science-fiction d'entendre les moteurs surpuissants des vaisseaux spatiaux, même dans le vide intergalactique, alors autorisons-nous, le temps de cette remarque sur le redshift gravitationnel, cette aberration hollywoodienne de propagation du son dans le vide...

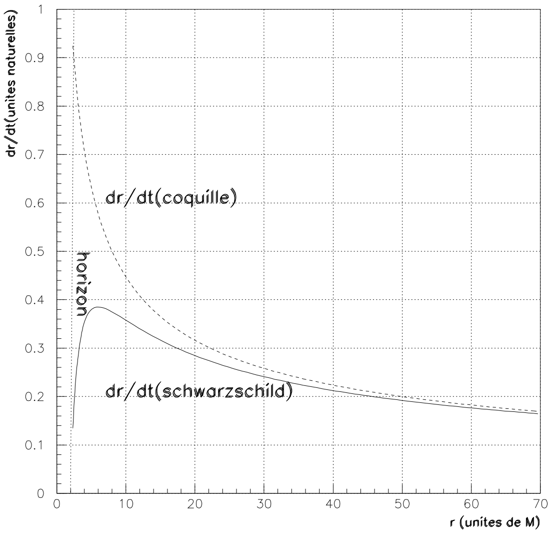


FIG. 6.1 – *Vitesse d'une particule test dans deux systèmes de coordonnées différents.*

est située sur une coquille de circonférence réduite r. Ainsi, $dt_{Horloge} = ds = \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{\frac{1}{2}} dt$ où dt est le temps mesuré entre ces deux sons pour un observateur situé à l'infini.
On s'aperçoit donc que $dt_{Horloge} < dt$, ce qui signifie que la période temporelle vue à l'infini est d'autant plus grande que l'on se rapproche d'une circonférence réduite égale à la taille de l'horizon. Ce résultat permet de justifier le fait qu'un trou **noir** est effectivement *noir*. La lumière ayant une période (pour un observateur à l'infini) d'autant plus grande qu'elle est émise proche de l'horizon, cette période va tendre vers l'infini lorsqu'une source lumineuse va s'approcher de l'horizon, on ne la verra donc jamais atteindre son but[11].

La métrique de Schwarzschild est la solution générale des équations d'Einstein pour un objet sphérique sans charge ni moment angulaire. Elle décrit l'intégralité des propriétés classiques des trous noirs. Mais elle s'applique aussi parfaitement à une étoile ou une planète.

[11]Notons que lors de son *arrivée* sur Terre, une émission de lumière subit l'effet inverse, un *blue shift*, mais on s'aperçoit que cet effet est totalement négligeable.

Chapitre 7

Les trous noirs primordiaux

Considérons maintenant la possible existence de *trous noirs primordiaux*.
Plus la masse est petite, plus grande est la densité à laquelle la matière doit être comprimée pour former un trou noir. Une pression puissante se développe alors contrebalançant la contraction. Ainsi, des trous noirs de masse inférieure à quelques masses solaires ne peuvent pas se former dans l'Univers contemporain.

Il n'en va pas de même dans le fluide primordial où les fluctuations ont pu être suffisantes pour créer spontanément de très petits trous noirs. La génération du spectre de fluctuations primordiales est un ingrédient crucial de tous les scénarii inflationnaires. Ces fluctuations peuvent expliquer la génération de toutes les inhomogénéités visibles aujourd'hui (des anisotropies du fond de rayonnement cosmologique aux grandes structures telles que les galaxies ou les amas). Zel'dovitch et Novikov [75] puis Hawking [76] ont fait l'hypothèse que des trous noirs auraient pu se former aux cours des tous premiers stades de l'expansion de l'Univers suite à ces perturbations. De tels trous noirs sont appelés trous noirs *primordiaux* et peuvent *a priori* avoir une masse qui peut être arbitrairement faible (jusqu'à la masse de Planck). Pour que ce mécanisme de formation soit efficace, les premières études ont montré qu'il était nécessaire d'avoir un spectre *bleu* [77](c'est à dire dont l'indice spectral était supérieur à 1). De cette manière, il serait possible que la densité de contraste moyennée sur le rayon de Hubble soit suffisamment large pour que la production de trous noirs primordiaux devienne significative.
Une analyse détaillée de ce spectre de fluctuations sera détaillée dans la section 11.
La formation de trous noirs avec des masses substantiellement plus petites que les masses stellaires devient alors accessible à la condition que de tels trous noirs soient créés suffisamment tôt dans l'histoire de l'Univers.

Ces astres très particuliers ont un intérêt majeur puisque l'évaporation de Hawking est très importante pour des trous noirs de faible masse, et seuls les trous noirs primordiaux ont une telle caractéristique. (Notons que l'évaporation de trous noirs massifs aura une importance essentielle seulement dans un futur très très lointain de l'Univers...).

Les motivations de l'étude de ces petits trous noirs sont nombreuses :

- la découverte de Hawking [80] que les trous noirs pouvaient s'évaporer par une émission thermique a rendu l'étude de la formation et de l'évaporation des trous noirs primordiaux d'un intérêt considérable, les effets de cette évaporation étant potentiellement détectables.
- l'influence aujourd'hui faible d'une population de trous noirs primordiaux peut très bien avoir été beaucoup plus importante dans le passé, aux tous premiers stades de l'évolution de l'Univers. Ainsi, les rayonnement émis peuvent avoir perturbé l'image usuelle de la nucléosynthèse primordiale, distordu le fond de rayonnement cosmologique, ou produit trop d'entropie par rapport à la densité de matière de l'Univers.
  Les limites sur la densité de trous noirs primordiaux peuvent donc être traduites en informations

précieuses sur l'homogénéité et l'isotropie de l'Univers.
- l'état final de l'évaporation n'est toujours pas claire. Il est possible qu'elle se termine et que le trou noir se trouve alors sous forme d'une relique stable. Le possible rôle de ces reliques a été étudié pour la première fois par MacGibbon[1] [81]. Elles pourraient contribuer de façon significative à la composition de la matière noire.
- plusieurs scénarii de l'Univers primordial ont été proposés ces 30 dernières années dans lesquels ces trous noirs auraient pu se former. De tels mécanismes incluent leur création par des fluctuations initiales de densité, des transitions de phase, un adoucissement de l'équation d'état de l'Univers, le collapse de cordes cosmiques ou une brisure d'invariance d'échelle. Ainsi, l'existence ou la non-existence des trous noirs primordiaux devraient fournir des informations capitales sur les différentes théories de l'Univers primordial.

7.1 Caractéristiques principales des trous noirs primordiaux - Approche intuitive

Les effets quantiques sont inexistants pour les trous noirs très massifs (*i.e.* typiquement pour les trous noirs d'une masse supérieure à une masse solaire) mais ne peuvent plus être négligés pour des plus petits trous noirs et changent donc substantiellement leur évolution.

Considérons le cas de la création de particules. En faisant l'hypothèse que le champ gravitationnel du trou noir est fixé et classique, on peut décrire ce phénomène en utilisant la théorie quantique des champs. Dans le vide, des particules virtuelles sont constamment créées, interagissent entre elles et s'annihilent. En présence d'un champ extérieur, certaines d'entre elles peuvent acquérir suffisamment d'énergie et devenir réelles.

Soit w la probabilité de créer une particule dans un champ extérieur Γ (pas nécessairement gravitationnel).
Pour des particules virtuelles d'une même paire, la probabilité d'en trouver une à la distance l de l'autre est proportionnelle à $exp(-\frac{l}{\lambda_m})$, où $\lambda_m = \frac{\hbar}{mc}$ est la longueur d'onde Compton associée à une particule de masse m.
Soit g la charge de la particule, si le travail du champ extérieur sur cette distance l (qui est donc égal à Γgl) est supérieur à l'énergie de masse des particules ($2mc^2$), alors les particules peuvent devenir réelles. La probabilité que ces particules virtuelles deviennent réelles est donc $w = Aexp(-\frac{\beta m^2 c^3}{\hbar g \Gamma})$ où A et β dépendent des caractéristiques du champ.

Un exemple connu de création de particules dans un champ extérieur est la production de paires électrons-positons en présence d'un champ électrique. L'expression suivante décrit le taux de production de particules dans un champ électrique par unité de temps et de volume obtenue par Schwinger [92] :

$$\frac{d^2N}{dtdV} = \frac{e^2E^2}{\pi^2\hbar^2 c}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}\exp\left(-\frac{\pi m^2 c^3 n}{eE\hbar}\right).$$

Si on applique naïvement cette relation à un champ gravitationnel Γ, où le rôle de la charge e est joué par la masse m, on obtient :

$$w = A\exp\left(-\frac{mc^2}{\theta}\right), \text{ avec } \theta = \frac{\hbar\Gamma}{\beta\pi c}. \tag{7.1}$$

En d'autres termes, la probabilité de créer des particules de masse m a un comportement de type Boltzmann avec une température effective (écrite en unité d'énergie) égale à θ.

[1] Pour une description détaillée, voir Barrow *et al.* [82]

Stephen Hawking [80] a montré que le vide était instable en présence d'un trou noir. Il en a alors déduit qu'un trou noir crée et émet des particules comme s'il était un corps noir[2] chauffé à la température :

$$T_H = \frac{\hbar\kappa}{2\pi ck} \tag{7.2}$$

où κ est la gravité de surface caractérisant la "force" du champ gravitationnel sur l'horizon. La constante de Boltzmann k est introduite pour avoir une température en unités usuelles.

Pour un trou noir de Schwarzschild, $\kappa = \frac{c^4}{4GM}$, et l'expression de la *température de Hawking* est :

$$T_H = \frac{\hbar c^3}{8\pi GkM}. \tag{7.3}$$

Il s'agit d'une des plus belles équations de la physique contenant toutes les constantes fondamentales. Le résultat de Hawking implique que si l'on néglige les effets de diffusion des particules créées par le champ gravitationnel, alors la probabilité de création d'une particule d'énergie E mesurée à l'infini est :

$$w \sim \exp\left(-\frac{E}{kT_H}\right). \tag{7.4}$$

Si on se réfère à l'équation (7.1), ce résultat est cohérent en prenant la force du champ Γ coïncidant avec la gravité de surface du trou noir et en choisissant $\beta = 2$.

Le processus de Hawking, bien que similaire aux effets de la création de particules dans un champ électrique, présente néanmoins une différence fondamentale : puisque les états d'énergie négative sont situés à l'intérieur du trou noir, seule une des particules créées peut apparaître à l'extérieur et atteindre un observateur distant. Celui-ci n'aura alors accès qu'à une partie du système quantique total.

7.2 Thermodynamique des trous noirs - Seconde approche

7.2.1 Trous noirs et thermodynamique

La découverte par Hawking du rayonnement thermique des trous noirs a été une véritable surprise pour les principaux spécialistes, même si de nombreuses indications sur une relation entre la thermodynamique et la physique des trous noirs avaient émergé avant cette découverte.

Wheeler semble avoir été le premier à remarquer la contradiction entre l'existence des trous noirs dans la théorie classique de la gravitation et le principe de non décroissance de l'entropie. En effet, imaginons qu'un trou noir absorbe un corps chaud possédant une certaine entropie. Alors, un observateur extérieur constate une diminution de l'entropie totale du monde accessible à ses observations. Cette disparition peut être contournée formellement si l'on attribue au trou noir l'entropie du corps absorbé. En fait cette "solution" n'est manifestement pas satisfaisante puisque toute tentative d'un observateur extérieur de mesurer la quantité d'entropie absorbée par le trou noir est vouée à l'échec : dès l'absorption, le trou noir redevient stationnaire et perd complètement toute information (et donc l'entropie) sur le corps disparu.

Si l'on veut éviter de renoncer à ce principe fondamental de la thermodynamique, on doit en arriver à la conclusion qu'un trou noir possède par lui-même une certaine entropie et qu'un corps chaud plongeant dans un trou noir ne lui transfert pas seulement sa masse, sa charge et son moment angulaire, mais également sa propre entropie S, augmentant ainsi celle du trou noir d'au moins une telle quantité. Bekenstein remarqua que les propriétés de l'une des caractéristiques des trous noirs - l'aire $\mathcal{A}$ - ressemblent

[2]plus rigoureusement, le spectre d'émission d'un trou noir diffère d'une émission de type corps noir en raison des effets de diffusion sur le champ gravitationnel

à celles de l'entropie puisque, d'après le théorème de l'aire de Hawking, l'aire $\mathcal{A}$ ne diminue dans aucun processus classique.

Ainsi, un trou noir arbitraire, tel un système thermodynamique, atteint un équilibre (stationnaire) après que les processus de relaxation sont achevés. Dans cet état, il est complètement décrit par un nombre limité de paramètres : M, la masse, Q, la charge et J, le moment angulaire ; l'aire $\mathcal{A}$ étant fonction des ces trois paramètres :

$$\mathcal{A} = 4\pi \left(2M^2 - Q^2 + 2M\sqrt{M^2 - Q^2 - \frac{J^2}{M^2}}\right). \tag{7.5}$$

Par inversion de la relation précédente[3], on obtient une formule de l'énergie interne du trou noir :

$$M \equiv M(\mathcal{A}, J, Q) = \left[\frac{\pi\left[\left(Q^2 + \frac{\mathcal{A}}{4\pi}\right)^2 + 4J^2\right]}{\mathcal{A}}\right]^{\frac{1}{2}}. \tag{7.6}$$

Les énergies internes de deux trous noirs stationnaires avec une entropie, un moment angulaire, et une charge électrique qui diffèrent respectivement de $d\mathcal{A}$, dJ et dQ, se distinguent de :

$$dM = \frac{\kappa}{8\pi} d\mathcal{A} + \Omega^H dJ + \Phi^H dQ \tag{7.7}$$

où $\kappa = 4\pi \frac{\sqrt{M^2 - Q^2 - \frac{J^2}{M^2}}}{\mathcal{A}}$ est la gravité de surface ; $\Omega^H = \frac{4\pi J}{M\mathcal{A}}$ est la vélocité angulaire, et $\Phi^H = \frac{4\pi Q r_+}{\mathcal{A}}$ est le potentiel électrique du trou noir (avec $r_+ = M + \sqrt{M^2 - Q^2 - \frac{J^2}{M^2}}$, correspondant à l'horizon causal en géométrie de Kerr-Newmann, *i.e* dans le cas d'un trou noir chargé et en rotation). Le second et le troisième terme décrivent respectivement les changements d'énergie de rotation et électrique.

Cette relation est similaire au premier principe de la thermodynamique. L'analogue de la température (la variable conjuguée de l'entropie) est une quantité proportionnelle à la gravité de surface κ. Le résultat de Hawking sur la nature thermique du rayonnement d'un trou noir stationnaire n'amène pas seulement à cette analogie mais fixe aussi le coefficient reliant la température T_H à la gravité de surface κ :

$$T_H = \frac{\hbar\kappa}{2\pi ck}. \tag{7.8}$$

On peut remarquer que la relation (7.7) est identique au premier principe de la thermodynamique :

$$dE = \theta dS^H + \Omega^H dJ + \Phi^H dQ \tag{7.9}$$

si l'on suppose l'expression suivante pour l'entropie du trou noir :

$$S^H = \frac{\mathcal{A}}{4l_{Pl}^2},\ l_{Pl}^2 = \frac{\hbar G}{c^3}. \tag{7.10}$$

Cette quantité est connue sous le nom d'entropie de Bekenstein-Hawking.

7.2.2 Enoncés des quatre principes de la thermodynamique des trous noirs

Conformément à l'analogie thermodynamique de la physique des trous noirs, les quantités :

$$\theta = \frac{\hbar\kappa}{2\pi kc},\ S^H = \frac{\mathcal{A}}{4l_{Pl}^2},\ E = Mc^2$$

(κ est la gravité de surface, $\mathcal{A}$ l'aire, et M la masse du trou noir) jouent respectivement le rôle de la température, de l'entropie et de l'énergie interne du trou noir.
Bardeen, Carter et Hawking formulèrent les quatre principes de la thermodynamique de la physique des trous noirs de façon similaire aux quatre principes de la thermodynamique usuelle.

[3] à titre de remarque, lorsque le trou noir n'a ni charge, ni moment angulaire ($Q = 0$, $J = 0$), l'expression de l'aire devient $\mathcal{A} = 16\pi M^2$ soit $\mathcal{A} = 4\pi R^2$ avec R le rayon de Schwarzschild

Principe Zéro

La gravité de surface κ d'un trou noir stationnaire est constante sur toute la surface de l'horizon.

La thermodynamique n'autorise pas l'équilibre lorsque différentes parties d'un système sont à des température différentes. L'existence d'un état d'équilibre thermodynamique et de température est postulé par le principe zéro de la thermodynamique. Ce principe joue donc un rôle similaire dans la physique des trous noirs.

Premier principe

Lorsqu'un système contenant un trou noir passe d'un état stationnaire à un autre, sa masse change de :

$$dM = \theta dS^H + \Omega^H dJ^H + Q^H dQ + \delta q \tag{7.11}$$

où dJ^H et dQ sont les variations respectives du moment angulaire total et de la charge électrique du trou noir, et δq est la contribution à la variation de la masse totale du changement de la distribution stationnaire de matière à l'extérieur du trou noir.

Second principe

Dans n'importe quel processus classique, l'aire du trou noir $\mathcal{A}$ et , par conséquent, son entropie S^H, ne diminuent pas :

$$\Delta S^H \geq 0. \tag{7.12}$$

Cette forme, analogue au second principe de la thermodynamique, est une conséquence du théorème de l'aire de Hawking. Dans les deux cas (trous noirs et thermodynamique), cette seconde loi met en évidence l'irréversibilité inhérente au système dans son ensemble, et définit ainsi la direction de la flèche du temps. En thermodynamique, elle signifie que la part d'énergie interne ne pouvant être transformé en travail augmente avec le temps. De la même manière, elle signifie pour les trous noirs que la partie de leur énergie interne qui ne peut pas être extraite grandit également avec le temps, et comme en thermodynamique, la quantité S_H délimite notre incapacité d'extraction de toute information sur la structure du système (en l'occurrence de celle du trou noir).

Troisième principe

En thermodynamique, le troisième principe a été formulé de diverses manières. Deux d'entre elles (essentiellement équivalentes) dues au physicien Nernst impliquent que :
(1) les processus isothermes réversibles deviennent isentropiques à la limite de la température nulle.
(2) Il est impossible de diminuer la température de tout système jusqu'à la température du zéro absolu en un nombre fini d'opérations.
Une version plus forte a été proposée par Planck : l'entropie de tout système tend vers une constante absolue qui peut être prise à zéro quand θ tend vers 0.
Barden, Carter et Hawking formulèrent l'analogue du troisième principe pour les trous noirs de la manière suivante : *Il est impossible, quelle que soit la procédure, de réduire la température d'un trou noir à zéro en une séquence finie d'opérations.*

7.2.3 Second principe généralisé

Formulation du second principe généralisé

Les effets quantiques violent la condition d'applicabilité du théorème de l'aire de Hawking. En effet, l'évaporation quantique diminue l'aire des trous noirs, et l'inégalité (7.12) n'est plus respectée. D'autre part, le rayonnement des trous noirs est de nature thermique, et cette évaporation est accompagnée par une élévation de l'entropie dans l'espace environnant. On peut donc s'attendre à ce que *l'entropie* *généralisée* $\tilde{S}$, définie par la somme de l'entropie du trou noir S^H et de l'entropie du rayonnement et de la matière environnante S^m ($\tilde{S} = S^H + S^m$) ne diminue pas. En fait, on montre que le taux d'augmentation (mesuré par un observateur distant) de la masse et de l'entropie de la matière à l'extérieur du trou noir peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{dM^m}{dt} = -\frac{dM^H}{dt} = \frac{1}{4}\sigma_s h_s \Sigma_s \theta^4, \quad \frac{dS^m}{dt} = \frac{1}{3}\sigma_s B_s h_s \Sigma_s \theta^3 \tag{7.13}$$

où h_s est le nombre d'état de polarisation du champ ; $\sigma_s = \frac{\pi^2}{30}$ pour les bosons et $\frac{7\pi^2}{240}$ pour les fermions ; Σ_s est la section efficace effective du trou noir ; θ est sa température, et B_s est un coefficient sans dimension de l'ordre de l'unité. D'autre part, la variation d'entropie S^H d'un trou noir sans rotation est liée à la variation de sa masse par la formule :

$$dS^H = \theta^{-1} dM^H. \tag{7.14}$$

Par comparaison entre (7.13) et (7.14), on trouve :

$$R \equiv -\frac{dS^m}{dS^H} = \frac{4}{3}B_s. \tag{7.15}$$

Des calculs numériques ont démontré que le coefficient B_s était toujours plus grand que $\frac{3}{4}$, et ainsi que l'entropie généralisée $\tilde{S}$ augmentait lors de l'émission radiative d'un trou noir. On peut montrer que s'il existe un rayonnement de corps noir à une température $\tilde{\theta}$ à l'extérieur du trou noir, l'entropie généralisée augmente encore, sauf dans le cas où $\tilde{\theta} = \theta$. Dans ce cas particulier, l'augmentation de l'entropie due à l'évaporation est exactement compensée par la diminution de celle due à l'accrétion d'un rayonnement thermique autour du trou noir.

Ces arguments sont une base solide pour supposer le principe suivant :

Second principe généralisé

Dans tout processus physique concernant un trou noir, l'entropie généralisée $\tilde{S}$ *ne diminue pas :*

$$\Delta\tilde{S} = \Delta S^H + \Delta S^m \geq 0. \tag{7.16}$$

Le fait que le second principe généralisé fournisse un lien entre des quantités très différentes, S^m (qui caractérise le "degré de chaos" dans la structure de la matière physique) et S^H (qui est une caractéristique géométrique du trou noir), est une nouvelle indication de leur profonde similitude. En fait, l'éventualité très probable d'une telle relation prend sa source dans les équations d'Einstein, qui relient les caractéristiques physiques de la matière avec les propriétés géométriques de l'espace-temps.

7.3 Effet Unruh - Troisième approche

La température de Hawking définie précédemment peut aussi être obtenue par une approche complètement différente utilisant un mécanisme très particulier, l'effet Unruh.

Il est assez naturel et intuitif de penser que rien de particulier n'apparaît à un observateur lorsque celui-ci accélère dans le vide. Cependant, les approches quantiques impliquent que le vide ne peut pas être simplement décrit comme correspondant à un tenseur énergie-impulsion nul, l'état vide $|0\rangle$ pouvant être défini pour satisfaire :

$$\langle 0|T^{\mu\nu}|0\rangle = 0. \tag{7.17}$$

Ceci est habituellement vu comme la définition de l'absence de particules, et l'on peut ainsi s'attendre à ce qu'un observateur accéléré ne perçoive aucune particule puisque l'élément de matrice alors modifiée sera aussi nul. Cependant, cette conclusion est *fausse* : un observateur accéléré détectera en fait un rayonnement thermique qui est le résultat direct de son mouvement. Ceci a été montré dans les grandes lignes par Davies [86], puis analysé en détail par Unruh [88], et ce rayonnement est ainsi connu sous le nom de **radiation Unruh** ou plus généralement d'**effet Unruh**.

La solution de ce paradoxe réside dans le fait que le concept de particules doit être défini de façon opérationnelle. Le modèle le plus simple de détecteur est un appareil défini par différents niveaux d'énergie interne E_i qui peut être caractérisé par un "champ de détecteur" D ; l'appareil détectera alors des particules au travers du terme usuel d'interaction dans le Lagrangien :

$$\mathcal{L}_I = gD(\tau)\phi(x^\mu(\tau)), \tag{7.18}$$

où τ est le temps propre de détecteur, et on suppose un champ scalaire par souci de simplicité. Par définition, la détection d'une particule se traduisant par l'excitation du détecteur, la transition au premier ordre est :

$$A(a \to b) = ig\left\langle b\right| \int D\phi d\tau \left|a\right\rangle. \tag{7.19}$$

Si l'on considère tout d'abord ce qui se passe lorsque le détecteur est maintenu stationnaire, mais immergé dans un bain thermique avec $n = (\exp \hbar\omega/kT + 1)^{-1}$, le taux de détection est[4] :

$$\frac{dp(a \to b)}{dt} = g^2 |\langle b|D(0)|a\rangle|^2 \frac{(\omega V/\pi)^{-1}\delta(E_b - E_a - \omega)}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}. \tag{7.20}$$

Considérons maintenant que l'état initial est vide mais que le détecteur accélère. La trajectoire du détecteur subissant une accélération propre constante est :

$$\begin{aligned} x &= a^{-1}[\cosh(a\tau) - 1] \\ t &= a^{-1}\sinh(a\tau). \end{aligned} \tag{7.21}$$

On peut alors montrer que le résultat final est [87] :

$$\frac{dp(a \to b)}{dt} = \frac{g^2}{2\pi} |\langle b|D(0)|a\rangle|^2 \frac{\Delta E}{e^{2\pi\Delta E/a} - 1}, \tag{7.22}$$

et la comparaison avec le résultat (7.20) montre que les particules sont absorbées comme si le détecteur accéléré ressentait un radiation de température :

$$T_{accel} = \left(\frac{\hbar}{ck}\right)\frac{a}{2\pi}. \tag{7.23}$$

Bien entendu, à la limite d'un détecteur stationnaire, aucune particule ne sera décelée, et ce taux de détection augmente avec l'accélération. Cet effet n'est guère sensible dans l'expérience quotidienne, puisque pour une accélération de $1g$, la température associée est de $4 \times 10^{-20} K$.

L'application de ces résultats permet de retrouver la température de Hawking définie dans le paragraphe 7.1 : un observateur en chute libre ne verrait aucune radiation, mais un observateur stationnaire accélère par rapport à son repère inertiel et doit percevoir une radiation décrite par l'analyse précédente (ce n'est autre que le principe d'équivalence : gravité $\leftrightarrow$ accélération). Dans le cas de la métrique de Schwarzschild, l'accélération propre pour cet observateur au repos dans le champ gravitationnel d'un trou noir à (r, θ, ϕ) constant est :

$$a = \frac{GM}{r^2}\left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)^{-1/2}.$$

Le terme entre parenthèses représente le facteur de dilatation du temps pour un rayon r. Ainsi, la radiation Unruh avec $T(r) = \left(\frac{\hbar}{ck}\right)\frac{a(r)}{2\pi}$ émerge à l'infini avec une température $T = \frac{GM}{2\pi r^2}$. Si l'on suppose que la radiation n'est émise qu'au niveau de l'horizon, on obtient la **température de Hawking** :

$$T_H = \left(\frac{\hbar c^3}{k}\right)\frac{1}{8\pi GM}. \tag{7.24}$$

[4] Il s'agit d'un traitement similaire à celui utilisé en théorie perturbative dépendante du temps.

7.4 Charge électrique et moment angulaire

La perte de la charge électrique d'un trou noir a été étudiée par de nombreux auteurs, en particulier par Page [83] ou par Novikov et Starobinski [84]. Le résultat principal de cette étude est que les trous noirs isolés de masse $M \geq \frac{Ge^2}{m_e} \approx 10^{15} g$ (m_e est la masse de l'électron) perdent quasiment toute leur charge électrique très rapidement. Le temps nécessaire pour évacuer la charge électrique d'un trou noir de masse $M \geq \frac{\sqrt{G} e m_{pl}^2}{m_e^2} \approx 10^5 M_\odot$ est beaucoup plus petit que le temps caractéristique d'évaporation du trou noir.

Par ailleurs, par analyse dimensionnelle, on peut montrer que dans le cas général, un trou noir peut dissiper son moment angulaire sur une échelle de temps comparable à celle du temps d'évaporation. Page [85] montra que si la contribution des particules sans masse connues (neutrinos, photons et gravitons) était prise en compte, le moment angulaire se dissipait beaucoup plus vite que la masse du trou noir.

Ainsi un trou noir peut être traité comme électriquement neutre et sans rotation pendant la majorité de la période d'évaporation.

Chapitre 8

Rayons cosmiques galactiques : antiprotons de spallation

Ce chapitre présente l'étude de la propagation des rayons cosmiques au sein de la Galaxie, et plus particulièrement celle des antiprotons, dans le cadre d'un modèle de diffusion dont les paramètres astrophysiques ont été sévèrement contraints par l'étude exhaustive des données acquises sur les noyaux cosmiques depuis plus de quarante ans. Outre l'intérêt intrinsèque de ce type d'études, elles constituent un préambule nécessaire aux méthodes de recherche des trous noirs primordiaux qui seront présentées dans le chapitre suivant.

Outre les structures macroscopiques, notre Galaxie est constituée d'un gaz de protons, d'électrons et de noyaux lourds. La densité d'énergie interstellaire de ces rayons cosmiques est ~ 1 eV $\cdot$ cm^{-3} (comparable à celle du champ magnétique galactique et à l'énergie thermique du milieu interstellaire) et la distribution observée s'étend au delà de 10^{20} eV. Dans la gamme $10^8 - 10^{10}$ eV/n, où l'intensité du flux est la plus intense, la composante nucléaire est constituée de $\sim 87\%$ d'hydrogène, de $\sim 12\%$ d'hélium et de $\sim 1\%$ de noyaux plus lourds qui traversent en moyenne 6 à 9 g/cm^2 de matière au cours de leur propagation. La mesure directe du flux de ces rayons cosmiques fournit des informations précieuses sur leur nature (charge et masse), sur les sources au sein de notre Galaxie, sur les processus d'injection et d'accélération, et permet d'améliorer notablement la compréhension du transport des rayons cosmiques à travers le milieu interstellaire. Le rapport des noyaux B/C est le plus utilisé pour l'ajustement des paramètres de propagation [93], du fait de l'abondance relative importante du Carbone (c'est l'élément le plus important après l'hydrogène et l'hélium : H / He / C $\sim$ 10 / 1 / 0.1) et parce qu'il peut, de surcroît, être évalué sans avoir à recourir à une séparation isotopique. Les mesures du rapport des noyaux $sub - Fe/Fe$ sont plus difficiles à obtenir, du fait que les flux deviennent très faibles. Ils ne permettent pas de contraindre directement les paramètres de propagation, mais offrent l'opportunité de pouvoir vérifier les résultats obtenus avec B/C de façon relativement indépendante. Quant aux isotopes radioactifs, produits par la fragmentation de rayons cosmiques plus lourds, ils sont particulièrement intéressants parce que leur temps de vie finie permet d'obtenir de nouvelles indications sur les paramètres de propagation qui reproduisent les populations des ces noyaux instables. De ce fait, les noyaux instables atteignant le système solaire n'ont pu être créés que dans un voisinage proche et sont donc une sonde galactique locale. De récentes études [94] ont ainsi montré que notre planète est située dans une *bulle* moins dense que le milieu interstellaire environnant (d'un facteur 100 environ) ayant une taille comprise entre ~ 50 pc et ~ 200 pc.

L'expérience AMS devrait augmenter d'environ 3 ordres de grandeurs la statistique précédemment accumulée et ouvrir une nouvelle fenêtre sur les noyaux, permettant ainsi de réduire amplement les incertitudes sur les conditions de propagation des rayons cosmiques et d'accroître nos connaissances de la structure de notre Galaxie.

L'étude présentée dans ce chapitre se fonde sur un modèle de diffusion, décrivant la propagation du rayonnement cosmique, dans lequel la Galaxie est représentée par deux zones de symétrie cylindrique. Cette approche analytique présente l'avantage, à la différence de la démarche Monte-Carlo et numérique [95], d'offrir un grand contrôle sur les paramètres physiques, de préserver un temps de calcul raisonnable, tout en reproduisant très bien l'ensemble des observations [96]. La matière galactique est contenue dans un cylindre de rayon $R = 20$ kpc et de hauteur $2h = 200$ pc. Le système solaire se situe à 8 kpc du centre galactique. Les sources sont localisées sur le cylindre. La deuxième zone correspond au halo magnétique[1] de hauteur $2L \approx 5 - 20$ kpc et de même rayon R, dans lequel les rayons cosmiques diffusent aléatoirement sur le champ magnétique (la longueur de cohérence étant très petite devant la taille caractéristique de la Galaxie). Le principe de ce modèle est présenté à la figure (8.1) sur laquelle se trouve, au centre, le disque mince galactique (gris foncé). Un noyau N^j produit dans ce disque est accéléré par ondes de choc (processus de Fermi) et peut subir diverses interactions (spallations, fragmentations, pertes d'énergie par interaction coulombienne et par ionisation). Le phénomène de réaccélération diffusive a également été pris en compte. Lorsque le noyau se trouve dans le halo entourant le disque mince (gris foncé), il est soumis à de multiples diffusions stochastiques le long des inhomogénéités du champ magnétique et tout au long de sa trajectoire, s'il est radioactif, il peut également subir une désintégration. Les paramètres

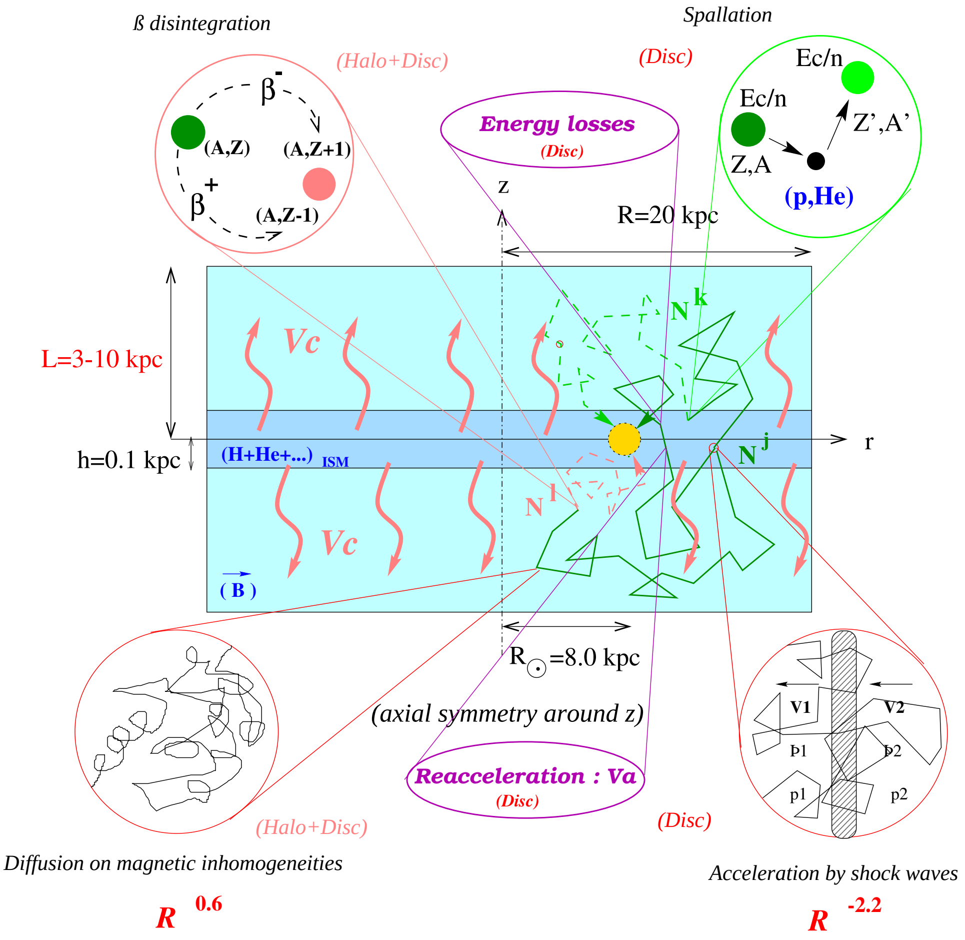


FIG. 8.1 – *Modélisation de la galaxie. Dessin David Maurin.*

du modèle utilisé sont au nombre de cinq, énumérés ci-dessous :

[1]ce halo diffusif ne doit pas être confondu avec d'autres halos couramment utilisés tel le halo de matière noire par exemple.

- taille L du halo diffusif
- amplitude K_0 et indice spectral δ du coefficient de diffusion ($K = K_0 \beta \mathcal{R}^\delta$)[2]
- vent galactique V_c
- vitesse de Alfven V_a

Dans le cas particulier de l'étude des antiprotons, certaines spécificités peuvent être notées :
- les antiprotons sont stables [3]
- il n'y a pas de sources radioactives d'antiprotons
- Il n'y a pas d'antiprotons formés par spallation d'antinoyaux plus lourds

Ces particules peuvent être également une sonde particulièrement adaptée pour l'étude et la recherche de nouvelle physique, la quantité d'antiprotons de spallation étant faible avec un rapport $\bar{p}/p < 10^{-4}$. La traque de l'évaporation des trous noirs primordiaux, pour laquelle ils sont utilisés, fait l'objet du chapitre suivant. Ils peuvent être également pertinents dans la recherche de l'annihilation de particules supersymétriques dans le domaine d'énergie cinétique 0.1-10 GeV [98], mais aussi à plus haute énergie (jusqu'à 100 GeV [99]) pour des neutralinos lourds. Ces approches sont ravivées par de nouvelles simulations qui tendent à prouver que la matière noire n'est pas homogène dans le halo, mais se présente sous forme d'agrégats augmentant ainsi la probabilité d'annihilation des particules supersymétriques [100] [101].

L'équation de diffusion à laquelle obéit la densité d'antiprotons $N_{\bar{p}}(r, 0, E)$ se construit à partir de l'équation de continuité à laquelle on ajoute les termes sources et quelques hypothèses :

$$\frac{\partial N_{\bar{p}}(r,0,E)}{\partial t} + \left\{ V_c \frac{\partial}{\partial z} - K \left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) \right] \right\} N_{\bar{p}}(r,0,E) + \Gamma_{\bar{p}}^{ine} N_{\bar{p}}(r,0,E) = 2h\delta(z) q_{\bar{p}}(r,0,E) N_{\bar{p}} \tag{8.1}$$

où
- V_c est la vitesse de convection
- $K(r, z, E)$ est le coefficient de diffusion
- les sources $q_{\bar{p}}$ sont situées dans le disque galactique
- les interactions inélastiques au cours de la propagation sont décrites par le taux d'annihilation $\Gamma_{\bar{p}}^{ine}$ donné par $\Gamma_{\bar{p}}^{ine} = \sigma_{\bar{p}H}^{an} v_{\bar{p}} n_H$ où $n_H = 1$ cm^{-3}, $v_{\bar{p}}$ est la vitesse des antiprotons et $\sigma_{\bar{p}H}^{an}$ la section efficace d'annihilation des antiprotons.

Les hypothèses du modèles sont les suivantes :
1. $\frac{\partial \psi_{\bar{p}}}{\partial t} = 0$.
2. $K(r, z, E) = K(E)$.
3. $\vec{V_c} = V_c \vec{e_z}$ avec $V_c = cst$.

La première hypothèse (système sdtationnaire) est fondée sur les études météoritiques qui montrent que la densité de cosmiques est restée stable à un facteur 2 près ces 10^9 dernières années, les deux suivantes (coefficient de diffusion invariant d'échelle, et vent galactique constant et uniquement dans la direction z) ont pour but de simplifier le calcul, et sont encore à vérifier. La symétrie cylindrique autorise un développement en série de Bessel et une solution analytique de l'équation 8.1 peut être obtenue. En tenant compte des pertes d'énergie, de la réaccélération diffusive et de la rediffusion des antiprotons (nommés tertiaires) provenant des réactions $\bar{p} + p \to \bar{p} + X$, l'équation de diffusion ne peut plus être résolue complètement analytiquement et une méthode d'inversion numérique a alors été mise en œuvre pour la résoudre. La méthode numérique est présentée dans l'annexe A de ce chapitre.

[2] sur la figure (8.1) le coefficient a été fixée à 0.6 comme valeur la plus probable, mais il s'agit bien d'un paramètre libre du modèle.
[3] $\tau_p > 10^{31} - 10^{32}$ ans [97]

Le calcul théorique présenté ici montre que le flux total d'antiprotons de spallation[4], lorsqu'on prend en compte la contribution des noyaux d'hélium (à la fois dans le rayonnement et dans le milieu interstellaire), la réaccélération et les tertiaires, rend parfaitement compte des données expérimentales. Les sections efficaces d'interaction ont été évaluées par ajustement des mesures quand cela était possible (collisions $p-p$) ou par Monte-Carlo (approche duale partonique fondée sur le modèle de Lünd [102]) dans les autres cas (collisions $p - He$ ou $He - He$) en tenant grand compte des effets de seuil et des effets collectifs.
Nous montrons également que les incertitudes sur le flux résultant proviennent de façon majoritaire de l'évaluation des termes sources (incertitudes nucléaires), avec une erreur relative de ± 22 à $\pm 25\%$ sur toute la gamme 0.1 GeV-100 GeV. Les paramètres astrophysiques contribuent pour 9% pour la région 0.1 Gev $< \mathrm{T}_{\bar{\mathrm{p}}} <$ 10 GeV pour atteindre un maximum de 24% à 10 GeV et redescendre à 10% pour $T_{\bar{p}}$ = 100 GeV. Les données futures pourront réduire substantiellement ces incertitudes astrophysiques et plus généralement apporter des contraintes sévères sur les paramètres de propagation de l'ensemble des particules chargées. Quant aux incertitudes nucléaires, qui demeurent dominantes, elle devraient être réduites par de futures expériences ou par des calculs plus élaborés (R. Duperray & K. Protassov, en préparation).

[4]dans l'article, la dénomination "antiprotons secondaires" est employée pour désigner ces antiprotons de spallation afin de les distinguer des antiprotons dits "primaires" correspondant aux antiprotons issus de sources exotiques (trous noirs primordiaux, particules supersymétriques...)

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 563:172–184, 2001 December 10

ANTIPROTONS FROM SPALLATIONS OF COSMIC RAYS ON INTERSTELLAR MATTER

F. DONATO[1]
Laboratoire de Physique Théorique (LAPTH), Annecy-le-Vieux 74941, France; donato@lapp.in2p3.fr
D. MAURIN AND P. SALATI
Laboratoire de Physique Théorique (LAPTH), Annecy-le-Vieux, 74941; and Université de Savoie, Chambéry 73011, France; maurin@lapp.in2p3.fr, salati@lapp.in2p3.fr
A. BARRAU AND G. BOUDOUL
Institut des Sciences Nucléaires (ISN), Grenoble, 38026, France, Université Joseph Fourier, Saint Martin d'Hères 38400, France; barrau@isn.in2p3.fr, boudoul@isn.in2p3.fr
AND
R. TAILLET
Laboratoire de Physique Théorique (LAPTH), Annecy-le-Vieux, 74941; and Université de Savoie, Chambéry 73011, France; taillet@lapp.in2p3.fr
Received 2001 March 9; accepted 2001 August 8

ABSTRACT

Cosmic-ray antiprotons provide an important probe for the study of Galactic dark matter, as they could be produced by neutralino annihilations, primordial black holes evaporations, or other exotic sources. On the other hand, antiprotons are anyway produced by standard nuclear reactions of cosmic-ray nuclei on interstellar matter (spallations), which are known to occur in the Galaxy. This process is responsible for a background flux that must be carefully determined to estimate the detectability of an hypothetical exotic signal. In this paper we provide a new evaluation of the interstellar cosmic antiproton flux that is fully consistent with cosmic-ray nuclei in the framework of a two-zone diffusion model. We also study and conservatively quantify all possible sources of uncertainty that may affect that antiproton flux. In particular, the primary cosmic rays are by now so well measured that the corresponding error is removed. Uncertainties related to propagation are shown to range between 10% and 25%, depending on which part of the spectrum is considered.

Subject headings: cosmic rays — elementary particles
On-line material: color figures

1. INTRODUCTION

The study of the cosmic-ray antiproton spectrum has been a great challenge since the first measurements made at the end of the 1970s. Actually, the first experiments provided data that, in the low-energy tail, showed some excess when compared to the current model predictions. This discrepancy stimulated a great interest in alternative explanations, viz. the possible existence of primary antiproton sources. Such an interest did not fade even when further experimental data seemed to agree with theoretical predictions in standard Leaky Box models (see for example Stephens & Golden 1988 and references therein).

Various primary antiproton sources have been proposed (Silk & Srednicki 1984; Stecker, Rudaz, & Walsh 1985; Ellis et al. 1988; Starkman & Vachaspati 1996; Mitsui, Maki, & Orito 1996). The case of supersymmetric sources—relic neutralinos in the Galactic halo—has received a particular attention and constraints on SUSY parameters have been investigated by comparing experimental data to theoretical predictions (Bottino et al. 1995, 1998; Chardonnet et al. 1996; Bergström, Edsjö, & Ullio 1999). However, an important problem with this comparison is that an accurate estimation of the background secondary antiproton flux produced by spallations is mandatory.

In this paper, we focus on this secondary antiproton flux, which we will call "background" antiproton flux, having in mind the possibility of using it to determine whether one of the primary components ("signal") discussed above could be seen against it or not (P. Salati & al., in preparation; A. Barrau & al., in preparation). Such hypothetical signals will not be further discussed in this paper. We believe that now is a good time for a detailed evaluation of the background flux, since the next measurements of $\bar{p}$ spectra should be very accurate at low energy (~ 100 MeV–10 GeV) especially in the forthcoming 10 years (AMS, BESS, PAMELA, etc). On the theoretical side, progress has already been made in many directions. Here are some milestones on the way: (1) the inelastic nonannihilating cross section for $\bar{p}$ (Tan & Ng 1982, 1983), giving rise to the so-called tertiary contribution, has been taken into account; (2) the $p + \mathrm{He}_{\mathrm{ISM}} \to \bar{p}$ contribution has been considered by means of a simple geometric approach (Gaisser & Schaefer 1992); (3) reacceleration has been considered (Simon & Heinbach 1996); (4) propagation has been modeled in a more realistic two-zone diffusion model (Halm, Jansen, & de Niem 1993; Chardonnet et al. 1996); (5) the $(p, \mathrm{He}) + (\mathrm{H}, \mathrm{He})_{\mathrm{ISM}}$ reactions have been reestimated in a more sophisticated nuclear Monte Carlo (Simon, Molnar, & Roesler 1998); and (6) the great variety of cosmic rays has been treated in a more coherent way (Moskalenko, Strong, & Reimer 1998). As far as we know, all these ingredients have only been considered simultaneously in Moskalenko et al. 1998 (see also Moskalenko et al. 2001).

We propose to go beyond this type of study and to use the results of our systematic analysis of nuclei (Maurin et al. 2001, hereafter Paper I) to ascertain the theoretical uncertainties on the interstellar secondary antiproton energy spectrum. This goal has never been achieved before, even by Moskalenko et al. (1998, 2001). The paper is organized as

[1] INFN Postdoctoral Fellow.

follows. Separate sections are devoted to all the ingredients entering the calculation of the $\bar{p}$ background: measured H and He flux, secondary production, tertiary contribution, and propagation. Within each section, we first discuss the model used and the associated parameters; then we estimate the uncertainty they induce in the $\bar{p}$ background. An important aspect is worth a warning at this point. As will be discussed in § 6, the effect of solar modulation may be decoupled from the problem of interstellar propagation and this problem will not be addressed here. When a modulated flux is needed, we will use a simple force-field approximation modulation scheme, as in most cosmic antiprotons studies. Would a more careful treatment of solar modulation be needed (see for example Bieber et al. 1999), an interstellar flux can easily be obtained by demodulation (the force-field approximation modulation scheme is reversible). This interstellar flux could then be used as an input for any other preferred treatment of solar modulation.

To sum up, we used results from a systematic nuclei cosmic-ray analysis to consistently derive an antiproton secondary flux in the framework of diffusion models. As an important consequence we could study and quantify most of the uncertainties: in the propagation, in the nuclear physics and in the primary cosmic ray. We feel that our results will be valuable not only for speculations on primary contributions to that flux but also for the experimental groups that are going to perform very accurate antiproton measurements in the near future.

2. PROTON AND HELIUM PRIMARY SPECTRA

The secondary antiprotons are yielded by the spallation of cosmic-ray nuclei over the interstellar medium (see Appendix A for the formulae). The most abundant species in cosmic rays are protons and helium, and the contribution of heavier nuclei to the antiproton production is negligible. Until recently, their spectra were known with a modest accuracy and the data from different experiments were often incompatible at high energy. This induced an uncertainty of some tens of percent in the predicted antiproton spectrum. Recent measurements made by the balloon-borne spectrometer BESS (Sanuki et al. 2000) and by the AMS detector during the space shuttle flight (Alcaraz et al. 2000a, 2000b, 2000c) dramatically reduced the uncertainties both on proton and helium spectra. We fitted the high-energy ($T > 20$ GeV^{-1} nucleon^{-1}) part of these measured spectra with the power law:

$$\Phi(T) = N(T/\text{GeV nucleon}^{-1})^{-\gamma} , \qquad (1)$$

where the kinetic energy per nucleon T is given in units of GeV nucleon^{-1} and the normalization factor N in units of m^{-2} s^{-1} sr^{-1}(GeV nucleon^{-1})$^{-1}$. This provides a good description down to the threshold energy for the antiproton production.

We fitted the BESS and AMS data both separately and combined, obtaining very similar results. This is obvious since the data from the two experiments are now totally compatible, as can be seen in Figure 1. The upper curve presents our fit on the combined proton data. The best fit corresponds to $N = 13{,}249$ m^{-2} s^{-1} sr^{-1} (GeV nucleon^{-1})$^{-1}$ and $\gamma = 2.72$. We do not plot the spectra obtained from the best fits on the single BESS and AMS data because of their complete overlap with the plotted curve. We did the same for helium (*lower curve*), and the corresponding numbers are $N = 721$ m^{-2} s^{-1} sr^{-1} (GeV nucleon^{-1})$^{-1}$ and $\gamma = 2.74$. The 1 σ deviation from the best-fit spectrum does not exceed 1% for both species. Consequently, the corresponding uncertainty on the antiproton spectrum is smaller than the ones discussed in the next sections, and it will be neglected in the rest of this paper. The situation has significantly improved since Bottino et al. 1998, where an error of ± 25% was quoted.

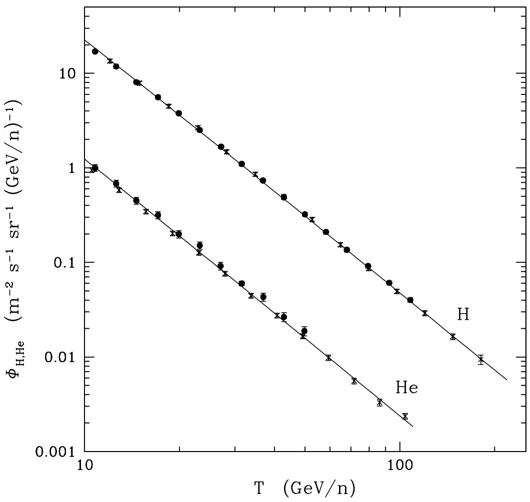


FIG. 1.—Upper (*lower*) curve displays the measured proton (helium) flux along with an analytical fit (see text). On both curves, data are from AMS (Alcaraz et al. 2000a, 2000b, 2000c; *crosses*) and BESS (Sanuki et al. 2000; *filled circles*). [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.*]

3. ANTIPROTONS PRODUCTION: SECONDARY SOURCES

Whereas *p-p* interactions are clearly the dominant process for secondary antiproton production in the galaxy, it has been realized long ago that *p*-nucleus and nucleus-nucleus collisions should also be taken into account (Gaisser & Schaefer 1992). They not only enhance the antiproton flux as a whole but also change its low-energy tail, mostly for kinematical reasons. Unfortunately, very few experimental data are available on antiproton production cross sections in nuclear collisions. A model-based evaluation is therefore necessary, and we chose to use the DTUNUC program. We first discuss subthreshold antiproton production. Then we present the results of our calculations of above-threshold production, which we compare to experimental data and analytical formulae.

3.1. *p-p Interaction*

Antiproton production via the proton-proton interaction is the first reaction that one has to take into account in order to evaluate the $\bar{p}$ flux. So far, the Tan & Ng parameterization of $\bar{p}$ cross section (Tan & Ng 1982, 1983) has been used by almost all studies on cosmic-ray antiprotons. To be more precise, we recall the form of secondary contribution (e.g., eq. [A9], Appendix A.1)

$$q_{\bar{p}}^{\rm sec}(r, E) = \int_{\rm threshold}^{\infty} \frac{d\sigma}{dE} \left[p(E') + H_{\rm ISM} \to \bar{p}(E)\right] \times n_{\rm He}[4\pi\Phi_p(r, E')] \, dE' . \qquad (2)$$

Thus, in order to evaluate the secondary contribution of $p-\mathrm{H_{ISM}}$ reaction, we used the parameterization of Tan & Ng (1982, 1983). We refer the interested reader to the short discussion in Bottino et al. (1998) for further details, or to the source papers (Tan & Ng 1982, 1983) for a complete description. Finally, as an illustration, the impact of kinematics and threshold for the production rate can be found in Gaisser & Schaefer (1992).

3.2. *Calculation of the Differential Cross Section of Antiprotons Production in* p-He, He-p, *and* He-He *Reactions*

Some discrepancies between simple scalings of *p-p* cross sections and experimental data on *p*-nucleus antiproton production cross sections near threshold have been explained by taking into account internal nuclear Fermi motion (Shor et al. 1990). We first show that this effect does not change the cosmic antiproton spectrum. In such models, the momentum distribution is described by a double-Gaussian function normalized to the total number of nucleons. The parameters are determined from scattering experiments Moniz et al. 1971 and simple scaling laws. The cross section results from a convolution

$$\frac{d^2\sigma_{p+\mathrm{nucleus}\to\bar{p}+X}}{d\Omega\, dp} = \int d^3\boldsymbol{p}_c\, f(\boldsymbol{p}_c)\, \frac{d^2\sigma_{N+N\to\bar{p}+X}}{d\Omega\, dp}\,(E_{\mathrm{cm}})\,, \quad (3)$$

where $\boldsymbol{p}_c$ is the internal nuclear momentum of the target nucleon, N denotes either a proton or a neutron (the model is isospin independent), and E_{cm} is the center of mass energy (with an off-shell target nucleon).

Near threshold, the nucleon-nucleon cross section can be estimated from the transition matrix element and the available phase space by Fermi's golden rule. Using this simple approach with only one free parameter (namely, the matrix element), fitted on data, we have been able to reproduce very well most experimental results available on subthreshold antiproton production. The kinematical term was computed using a Monte Carlo multiparticle weighted event according to Lorentz-invariant Fermi phase space, whereas the integral was performed by adaptable gaussian quadrature. This method is not relevant to accurately determine the *p*-He, He-*p*, or He-He cross sections at any energy (as the momentum distribution becomes a δ function when the involved momenta are much greater than the Fermi momentum) but just to investigate their behavior below the 6 GeV kinetic energy threshold. The main result is a very fast drop below the threshold. Even after convolution with the $\approx E^{-2.7}$ differential power law spectrum of primary cosmic rays, 2 orders of magnitude are lost in less than 2 GeV below the threshold. As a consequence, the subthreshold cross section can be neglected to compute the secondary antiprotons flux. The above-threshold discrepancies between data and simple models cannot be accounted for by this effect, and a numerical Monte Carlo approach is necessary.

Following Simon et al. (1998), the Monte Carlo program DTUNUC[2] version 2.3 was therefore used to evaluate the cross sections for *p*-He, He-*p*, and He-He antiproton production reactions. The *p-p* reaction can be well accounted by the Tan & Ng parameterization (see previous section), whereas those involving nuclei heavier than helium are negligible owing to cosmic abundances. This program is an implementation of the two-component Dual Parton Model (Capella et al. 1994) based on the Gribov-Glauber approach treating soft and hard scattering processes in a unified way. Soft processes are parameterized according to Regge phenomenology whereas lowest order perturbative QCD is used to simulate the hard component (Roesler 1997). This program uses *phojet* (Engel 1995) to treat individual hadron/nucleon/photon-nucleon interaction, *pythia* (Sjöstrand 1994) for fragmentation of parton (according to the Lund model) and *lepto* (Buchmueller & Ongelman 1992, p. 1366) for deep inelastic scattering off nuclei.

3.2.1. *Comparison with Experimental Data*

The resulting cross sections have been compared with experimental data on proton-nucleus collisions. Figure 2 shows the differential cross section of antiprotons production in $p+\mathrm{C}$ and $p+\mathrm{Al}$ collisions at 12 GeV laboratory kinetic energy recently measured at the Proton Synchrotron in the High Energy Accelerator Research Organisation (KEK-PS) for different antiprotons momenta (Sugaya et al. 1998). In most cases, measurements and DTUNUC simulations are compatible within uncertainties. The discrepancies are, anyway, taken into account in § 6.2 as uncertainties on the computed cross sections. Figure 3 shows the invariant spectrum of antiprotons in $p+\mathrm{Al}$ collisions at 14.6 GeV c^{-1} laboratory momentum as a function of $m_t - m$, where $m_t = (p_t^2 + m^2)^{1/2}$ as obtained by experiment 802 at the Brookhaven Tandem Alternating Gradient Synchrotron (AGS) (Abbot et al. 1993). Data points have been normalized by using the inelastic cross sections and plotted for a rapidity interval of $1.0 < y < 1.6$. The results of DTUNUC simulations are in perfect agreement with the measurements. This check is particularly important as it stands within the projectile energy range where most cosmic antiprotons are produced.

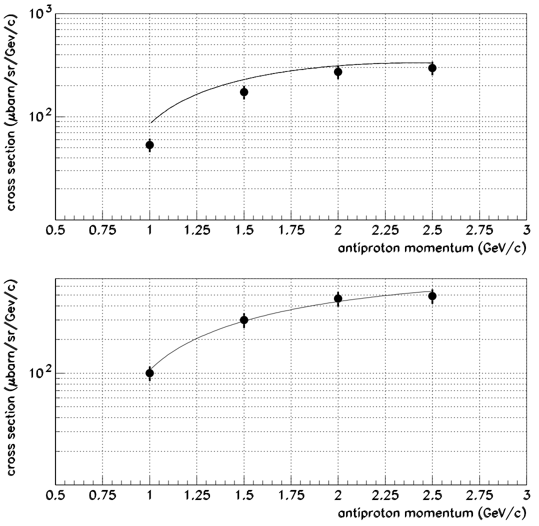


FIG. 2.—Here are displayed the antiproton production cross section in $p+\mathrm{C}$ (*top*) and $p+\mathrm{Al}$ (*bottom*) collisions at 12 GeV laboratory kinetic energy. Filled circles are experimental data Sugaya et al. 1998 and the lines are from our DTUNUC simulations. The error bars have been assumed to be 15%. This value is usual for such experiments and was suggested by a χ^2 analysis combining most data available.

[2] http://sroesler.home.cern.ch/sroesler.

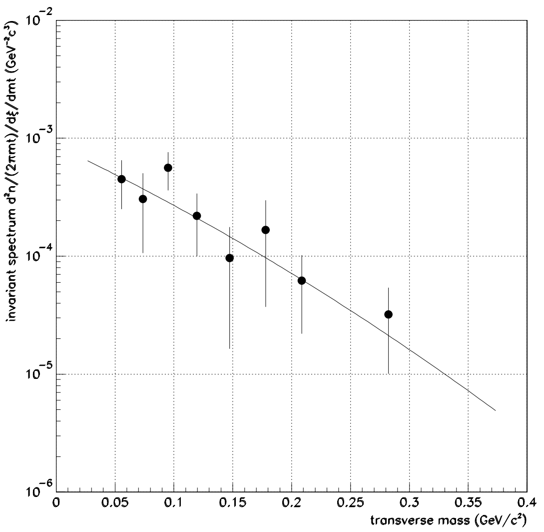


FIG. 3.—Invariant spectrum of $\bar{p}$ in p+Al collisions at 14.6 GeV laboratory momentum. Filled circles are experimental data (Abbott et al. 1993), and the line is from our DTUNUC simulation.

3.2.2. *Comparison with Analytical Parameterization from Mokhov & Nikitin*

Taking into account the qualitative predictions of the Regge phenomenology and partons model, Mokhov & Nikitin (1977) derived a parameterized inclusive cross section for $p + A \to \bar{p} + X$:

$$\left(E\,\frac{d^3\sigma}{d^3p}\right)_{\rm inv} = \sigma_{\rm abs}\,C_1^{b(p_T)}(1-x')^{C_2}\,\exp\,(-C_3\,x')\Phi(p_T)\;,$$

$$\Phi(p_T) = \exp\,(-C_4\,p_T^2) + C_5\,\frac{\exp\,(-C_6\,x_T)}{(p_T^2+\mu^2)^4}\;,$$

where

$$b(p_T) = \begin{cases} b_o\,p_T & \text{if } p_T \le \Gamma\;;\\ b_o\,\Gamma & \text{otherwise}\;.\end{cases}$$

S is the invariant mass of system, p_T is the transverse momentum, $x_T \approx 2p_T/\sqrt{S}$, $x' = E^*/E^*_{\rm max}$, E^* and $E^*_{\rm max}$ are the total energy of the inclusive particle in the center of mass frame and its maximum possible value. The parameters C_1 to C_6, b_0, μ^2, and Γ were not taken as given in Kalinovskii et al. (1989) but were refitted using an extensive set of experimental data leading to a better χ^2 (Huang 2001).

Contrary to experimental measurements that are only available for a small number of given energies, this analytical approach allows a useful comparison with DTUNUC cross sections. The resulting spectrum has therefore been propagated using the model described in § 4 and the results are in excellent agreement. The DTUNUC approach was nevertheless preferred since the Mokhov-Nikitin formula was fitted on rather heavy nuclei, and its use for p-He, He-p, and He-He collisions would therefore require a substantial extrapolation.

3.2.3. *Results for the Antiprotons*

The exclusive cross section for antiproton production $d\sigma^{i,j}/dE_{\bar{p}}(E_{\bar{p}}, E_i)$, is obtained by multiplying the total inelastic cross section of the considered reaction and the antiproton multiplicity interaction given by DTUNUC.

This approach is time consuming since the cross section is quite low and a large number of events must be generated to reach acceptable statistical uncertainties. The sampling points were chosen to be distributed on a logarithmic scale between 7 GeV (threshold) and 10 TeV per nucleon for the projectile nucleus and extrapolations rely on polynomial fits. The antiproton kinetic energy was varied from 0.1 to 100 GeV. Figure 4 gives some examples of differential antiproton production cross sections as obtained from DTUNUC.

4. TERTIARY CONTRIBUTION

Once they have been created, antiprotons may interact with the interstellar material in three different ways. First, they may undergo elastic scatterings on Galactic hydrogen. The cross section for that reaction has been shown to peak in the forward direction (Eisenhandler 1976) so that the corresponding antiproton energy loss is negligible. Antiprotons are not perturbed by these elastic scatterings as they survive them while their energy does not change. They may also annihilate on interstellar protons. This process dominates at low energy, and its cross section is given in Tan & Ng (1983). Last but not least, antiprotons may survive inelastic scatterings where the target proton is excited to a resonance. Antiprotons do not annihilate but lose a significant amount of their kinetic energy. Both annihilations and non-annihilating interactions contribute to the inelastic antiproton cross section so that

$$\sigma^{\bar{p}p}_{\rm non\text{-}ann} = \sigma^{\bar{p}p}_{\rm ine} - \sigma^{\bar{p}p}_{\rm ann}\;, \tag{4}$$

where $\sigma^{\bar{p}p}_{\rm ine}$ is parameterized as in Tan & Ng (1983).

For an antiproton kinetic energy $T_{\bar{p}} \gtrsim 10$ GeV, the Tan & Ng parameterization of $\sigma^{\bar{p}p}_{\rm ann}$—which is based on experimental data—is no longer valid. The annihilation cross section tends furthermore to be small at high energy. In any case, the antiproton inelastic but nonannihilating inter-

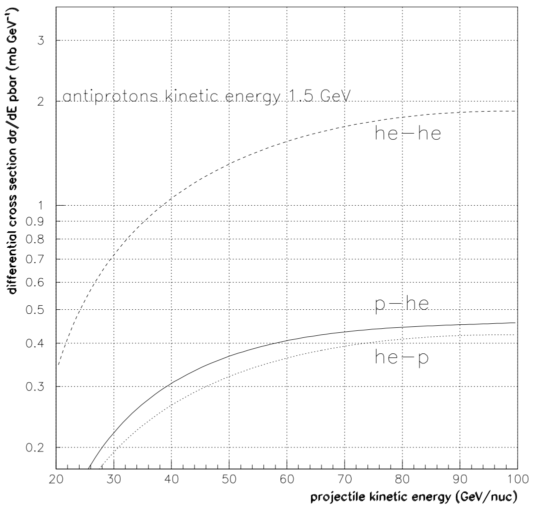


FIG. 4.—*Top to bottom:* Antiproton differential production cross section in He-He, p-He and He-p reactions for antiprotons kinetic energy 1.5 GeV, as obtained with DTUNUC simulations.

action cross section becomes equal to the total proton inelastic cross section

$$\sigma^{\bar{p}p}_{\text{non-ann}} \equiv \sigma^{pp}_{\text{ine}} \,. \tag{5}$$

The low- and high-energy relations for $\sigma^{\bar{p}p}_{\text{non-ann}}$ do match for an antiproton kinetic energy of $T_{\bar{p}} = 13.3$ GeV.

The energy distribution of antiprotons that have undergone an inelastic but nonannihilating interaction has not been measured. It has been assumed here to be similar to the proton energy distribution after *p-p* inelastic scattering. An impinging antiproton with kinetic energy $T'_{\bar{p}}$ has then a differential probability of

$$\frac{dN_{\bar{p}}}{dE_{\bar{p}}} = \frac{1}{T'_{\bar{p}}} \tag{6}$$

to end up with the final energy $E_{\bar{p}}$. That reaction leads to the flattening of their energy spectrum as the high-energy species of the peak that sits around a few GeV may replenish the low-energy part of the energy distribution. The corresponding source term for these so-called tertiary antiprotons may be expressed as

$$q^{\text{ter}}_{\bar{p}}(r, E_{\bar{p}}) = \int_{E_{\bar{p}}}^{+\infty} \frac{d\sigma_{\bar{p}\text{H}\to\bar{p}X}}{dE_{\bar{p}}}(E'_{\bar{p}} \to E_{\bar{p}}) n_{\text{H}} v'_{\bar{p}} N^{\bar{p}}(r, E'_{\bar{p}}) dE'_{\bar{p}} - \sigma_{\bar{p}\text{H}\to\bar{p}X}(E_{\bar{p}}) \, n_{\text{H}} \, v_{\bar{p}} \, N^{\bar{p}}(r, E_{\bar{p}}) \,. \tag{7}$$

Since the differential cross section is given by

$$\frac{d\sigma_{\bar{p}\text{H}\to\bar{p}\text{X}}}{dE_{\bar{p}}} = \frac{\sigma^{\bar{p}p}_{\text{non-ann}}}{T'_{\bar{p}}} \,, \tag{8}$$

the tertiary production term translates into

$$q^{\text{ter}}_{\bar{p}}(r, E) = 4\pi n_{\text{H}} \times \left[\int_{E}^{+\infty} \frac{\sigma^{\bar{p}p}_{\text{non-ann}}(E')}{T'} \Phi_{\bar{p}}(r, E') dE' - \sigma^{\bar{p}p}_{\text{non-ann}}(E) \Phi_{\bar{p}}(r, E) \right] . \tag{9}$$

The integral over the antiproton energy E of $q^{\text{ter}}_{\bar{p}}(E)$ vanishes. This mechanism does not actually create new antiprotons. It merely redistributes them toward lower energies and tends therefore to flatten their spectrum. Notice in that respect that the secondary antiproton spectrum that results from the interaction of cosmic-ray protons impinging on interstellar helium is already fairly flat below a few GeV. Since it contributes a large fraction to the final result, the effect under scrutiny here may not be as large as previously thought (Bergström et al. 1999).

As a matter of fact, antiprotons interact on both the hydrogen and helium of the Milky Way ridge. Helium should also be taken into account in the discussion. As explained in Appendix A.3, we have replaced the hydrogen density in relation (9) by the geometrical factor $n_{\text{H}} + 4^{2/3} n_{\text{He}}$ for the calculation of the tertiary component.

5. PROPAGATION IN A DIFFUSION MODEL

Propagation of cosmic rays can be studied within different theoretical frameworks, the most popular being the so-called Leaky Box model and the diffusion model. There is a mathematical equivalence of these two approaches, which is valid only under special circumstances. In particular, they lead to different results for low grammages and for unstable cosmic-ray species (see discussion in Maurin et al. 2001). Our preference for the diffusion model has several justifications. First, it is a more physical approach, in the sense that cosmic rays are believed to diffuse in the Galactic disk and halo, which is in disagreement with the spatial homogeneity assumed in the Leaky Box. Second, the parameters entering the diffusion models are related to measurable physical quantities (at least in principle), like the Galactic magnetic field, so that their value could be cross checked with independent measurements. Finally, the diffusion approach is mandatory if one wants to take primary sources into account, as emphasized in the introduction.

The geometry of the problem used here is a classical cylindrical box (see for example Webber, Lee, & Gupta 1992) whose radial extension is $R = 20$ kpc, with a disk of thickness $2h = 200$ pc and a halo of half-height L lying in the interval [1–15] kpc. Sources and interactions with matter are confined to the thin disk, and diffusion, which occurs throughout disc and halo with the same strength, is independent of space coordinates. The solar system is located in the Galactic disc ($z = 0$) and at a centrogalactic distance $R_{\odot} = 8$ kpc (Stanek & Garnavich 1998; Alves 2000). We emphasize that this model is exactly the one that has been used for the propagation of charged nuclei (Paper I, where it has been described in detail). For the sake of completeness, we rewrite here the basic ingredients and the parameters of the diffusion model we used.

5.1. *The Five Parameters of the Model*

Our model takes into account the minimal known physical processes thought to be present during the propagation. First, the diffusion coefficient $K(E)$

$$K(E) = K_0 \beta \times \mathscr{R}^{\delta} \,, \tag{10}$$

where the normalization K_0 is expressed in kpc^2 Myr^{-1} and δ is the spectral index ($\mathscr{R} = p/Z$ stands for the particle rigidity). Along with the spatial diffusion, one has the associated diffusion in energy space represented by a reacceleration term

$$K_{EE}(E) = \frac{2}{9} V_{\text{A}}^2 \frac{E^2 \beta^4}{K(E)} \,. \tag{11}$$

Here K_{EE} stands for the energy diffusion coefficient which we evaluated in the no-recoil hard sphere scattering centers approximation. In particular V_{A} is the Alfvénic speed of scatterers responsible of the energetic diffusion. Next, we allow a constant convective wind directed outward in the z-direction. This term is represented by the velocity V_c. Motivation of such forms for the various parameters has been given in Paper I and will not be repeated here. Last, we have to include effects of energy losses. Formulae for the latter are those used for nuclei with the appropriated charge for an antiproton (see Paper I).

As a consequence, diffusion model is described with five parameters: the diffusion coefficient normalization K_0 and its power index δ, the convective Galactic wind velocity V_c, the Alfvénic speed V_{A}, and finally the halo thickness L.

5.2. *Configuration of the Parameter Space used for this Analysis*

The values of these parameters are needed to compute the propagated antiproton flux. They may be extracted from a careful analysis of charged cosmic-ray nuclei data. This has been done in a previous study (Paper I), where all the sets of parameters consistent with B/C and sub-Fe/Fe data were determined. As the propagation history for all cosmic rays should be similar, this is thought to be a safe procedure. In this work, we used the same sets and the same numerical code to propagate antiprotons, to make sure our treatment is fully consistent with our previous work and that the results are consistent with nuclei data. This is in variance with previous works using diffusion models, where the propagation parameters were extracted from a Leaky Box analysis of nuclei. It should be noticed that some of the sets of parameters are probably disfavored by physical considerations. For instance, our models have Alfvén velocities V_A ranging from 25 km s^{-1} to 85 km s^{-1}. The upper end of this range is too high. Indeed, the value of the Galactic magnetic field ($B \approx 1$–2μG, see for example Han & Qiao 1994 or Rand & Lyne 1994) and the plasma density ($\langle n_e \rangle = 0.033$ cm^{-3} according to Nordgren, Cordes, & Terzian 1992) give 10 km s$^{-1} \lesssim V_A \lesssim 30$ km s^{-1}. Besides, as mentioned in Paper I, the physical meaning of the value of V_A may depend on the assumptions made for the scattering process. A proportionality coefficient larger than 2/9 in relation (11) would imply smaller values for V_A. The following point should also be kept in mind: we considered that reacceleration only occurred in the thin disk, i.e., in a zone of half-height $h_a = h = 100$ pc. If this process is efficient in a larger zone ($h_a > h$), the overall effect is unchanged provided that the Alfvén velocity is scaled down to a lower value as $V_A \propto (L/h_a)^{1/2}$ (Seo & Ptuskin 1994). In our semianalytical resolution of the diffusion model, the case $h_a \neq h$ cannot be straightforwardly taken into account, but the previous conclusion would still hold. Indeed, we can make the reacceleration zone larger by increasing the disk thickness h, while keeping constant the quantity $n_H h$ so that all the other effects are unaffected. For example, a $h_a = 1$ kpc reacceleration zone would lead to Alfvén velocities about three times smaller so that in the sets of parameters used in this study, V_A would range between ~ 10 km s^{-1} and ~ 30 km s^{-1}. Anyway, we adopt a conservative attitude and we do not apply any cut in our initial sets of parameters.

To sum up, we have applied all the configurations giving a good χ^2 (less than 40 for 26 data points and five parameters) in the B/C analysis of Paper I (see this paper for an extensive description of the nuclei analysis). We insist on the fact that none of this parameter is further modified or adjusted, they are not free parameters.

5.3. *Calculation of the Secondary Component*

Once the set of diffusion-propagation parameters is chosen as explained above, evaluation of the corresponding flux is straightforward. A semianalytical solution for the antiproton background is given in Appendix A. Apart from the propagation, the two other necessary inputs are—as one can see from equation (A9)—the measured top of atmosphere H and He flux discussed in § 2, and the nuclear processes described in §§ 3 and 4.

To compare our results to experimental data, solar modulation (the effect of the solar wind on the interstellar flux crossing the heliosphere) must be taken into account. We chose to use the so-called force-field approximation, which is used in most antiproton studies (see last section for a discussion).

In all the subsequent results, the top-of-atmosphere antiproton flux has been obtained from the interstellar one with a modulation parameter of $\phi = 500$ MV ($\Phi \equiv Z/A \times \phi = 250$ MV), adapted for a period of minimal solar activity. This choice is motivated by the comparison to BESS data taken during the last solar minimum.

6. RESULTS AND UNCERTAINTIES

6.1. *Results*

We have calculated the secondary, top-of-atmosphere antiproton spectrum obtained with the procedure described above. To begin with, we chose a particular set of diffusion parameters giving a good fit to the B/C data (see above). Namely, we have fixed: $K_0/L = 0.00345$ kpc^2 Myr^{-1}, $L = 9.5$ kpc, $V_c = 10.5$ km s^{-1} and $V_A = 85.1$ km s^{-1}. This set gives the best χ^2 for δ fixed to 0.6 and the resulting antiproton spectrum will be used as a reference in most subsequent figures. Figure 5 displays this computed antiproton flux along with experimental data collected by the BESS spectrometer during two flights in a period of minimal solar activity. Circles correspond to the combined 1995 and 1997 data (Orito et al. 2000) and squares to the 1998 ones (Maeno et al. 2000). The dotted lines represent the contribution to the total flux coming from the various nuclear reactions: from top to bottom are represented the contribution of p-p, p-He, He-p, and He-He.

First of all, we notice that the calculated spectrum agrees very well with the BESS data points. This strong result gives confidence in our consistent treatment of nuclei and antiproton propagation. Second, even if the main production channel is the spallation of cosmic-ray protons over interstellar hydrogen, we see that the contribution of protons over helium is very important, particularly at low energies (where a hypothetical primary signature would be expected). It emphasizes the necessity of having a good parameterization of the p-He reaction.

In the following sections, we study and quantify all the uncertainties and possible sources of errors in the secondary antiproton flux given above.

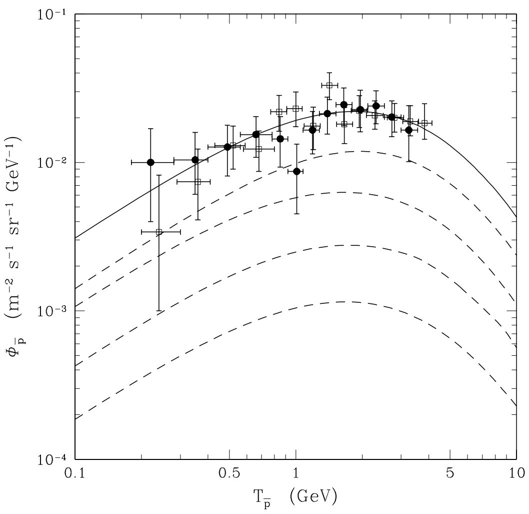


FIG. 5.—Solid line shows the total top-of-atmosphere (TOA) secondary antiproton spectrum for the reference set of diffusion parameters (see text for details). Dashed lines are the contributions to this total flux from various nuclear reactions (*top to bottom: p-p, p-*He, He-*p*, and He-He). Data points are taken from BESS 95 + 97 (*filled circles*) and from BESS 98 (*open squares*). [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.*]

6.2. *Uncertainties from Diffusion Parameters*

The first source of uncertainty comes from the fact that the propagation parameters are not perfectly known, even if they are severely constrained by the analysis of B/C experimental results (Paper I). A quantitative estimate for this uncertainty is obtained by applying all the good parameter sets to antiproton propagation. In a first step, we set the diffusion coefficient spectral index δ to 0.6 and allow the four other parameters (K_0, L, V_c and V_A) to vary in the part of the parameter space giving a good fit to B/C. The resulting antiproton fluxes are presented in Figure 6. The two curves represent the minimal and the maximal flux obtained with this set of parameters. In a second step, we also let δ vary in the allowed region of the parameter space, along with the four other parameters (Figs. 7 and 8 of Paper I). As before, the minimal and maximal fluxes are displayed in Figure 7. The resulting scatter depends on the energy. More precisely, it is 9% from 100 MeV to 1 GeV, reaches a maximum of 24% at 10 GeV and decreases to 10% at 100 GeV. This gives our estimate of the uncertainties related to diffusion. They may be considered as quite conservative, as the range of allowed parameters could probably be further reduced by a thorough analysis of radioactive nuclei (Donato, Maurin, & Taillet 2001) and also by new measurements of stable species.

6.3. *Uncertainties from Nuclear Parameters*

The uncertainties on the antiproton production cross sections from *p*-He, He-*p*, and He-He reactions have been evaluated using the most extensive set of experimental data available. In addition to those described in § 3.2.1, the average antiproton multiplicity in *p*-*p* collisions as measured by Antinucci et al. (1973) has also been checked out. Finally, measurements from Eichten et al. (1972) performed by the CERN-Rome group with the single-arm magnetic spectrometer (Allaby et al. 1971) were taken into account.

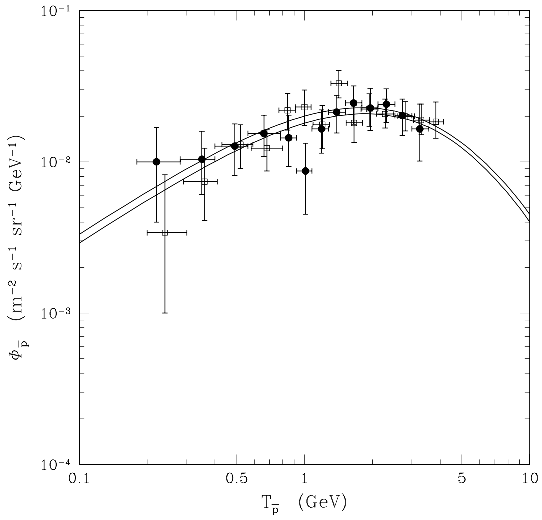


FIG. 6.—Plot shows the envelope of the TOA antiproton spectra generated with the sets of diffusion parameters consistent with B/C and for which δ has been fixed to 0.6 (data points are the same as in Fig. 5).[*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.*]

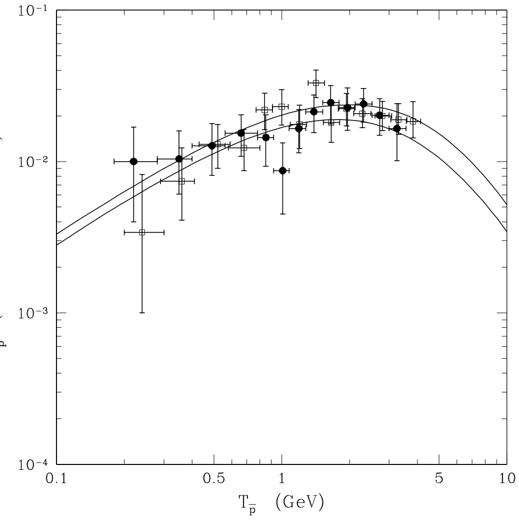


FIG. 7.—Same as previous figure, but where the whole region of parameter space consistent with B/C has been used (Fig. 7 of Paper I). The resulting bounds give an estimation of the uncertainty due to the indeterminacy of the diffusion parameters (data are the same as in Fig. 5). [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.*]

They give the Lorentz invariant density (defined as $2E\delta^2\sigma/(\sigma_a p^2\,\delta p\,\delta\Omega)$, where E and p are the laboratory energy and momentum of the produced antiproton and σ_a is the absorption cross section) as a function of p and of the production angle θ. A wide range of values from $\theta = 17$ mrad to $\theta = 127$ mrad and from $p = 4$ GeV to $p = 16$ GeV has been explored.

All those measurements have been compared with DTUNUC results. As mentioned before, most of them are in excellent agreement with the simulation. The more important discrepancies were found for high-energy produced antiprotons in *p*-Be collisions and for low-energy projectile protons in *p*-*p* collisions. This latter point is not surprising as the physical input of DTUNUC can hardly be justified for a center of mass energy $\sqrt{s} < 10$ GeV. In both cases, experimental cross sections were lower than the simulated ones. Differences are never larger than a factor of 2. To account for such effects we parameterized maxima and mimina cross sections as a correction to the computed ones, depending on the projectile and antiproton energies. The simplest, i.e., linear, energy variation was assumed and the slope was chosen to be very conservative with respect to experimental data. Finally, it has been checked that changes in the Monte Carlo results induced by small variations of the input physical parameters remain within the previously computed errors.

According to Tan & Ng (1982, 1983), the uncertainty in the parameterizations of their *p*-*p* cross section should not exceed 10%. From another point of view, Simon et al. (1998) have compared two parameterizations of the existing data along with the Monte Carlo model DTUNUC. They found large discrepancies, which induce a 40% effect on the antiproton prediction. Nevertheless, since data are available for that reaction, we think that the Tan & Ng parameterization is more reliable than any Monte Carlo.

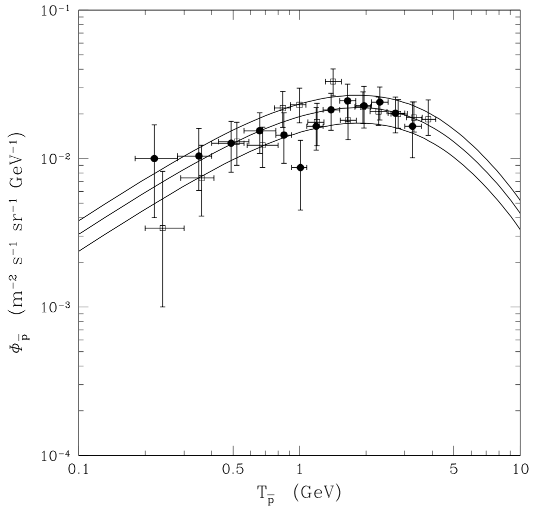


FIG. 8.—In this figure the TOA antiproton spectrum has been computed with extreme values of DTUNUC nuclear parameters. The central line is the reference curve showed in Fig. 4, while upper and lower curves correspond respectively to the maximum and minimum of the antiproton production rate. These two bounds give an estimation of the uncertainty due to the indeterminacy of the nuclear parameters (data are the same as in Fig. 5). [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.*]

In Figure 8 we present our estimation of the uncertainties related to nuclear physics. The central curve is our reference presented above. The upper one is obtained with the set of maximal *p*-He, He-*p*, He-He cross sections while increasing the *p*-*p* cross section by 10%. Similarly, the lower curve is obtained with the minimal values for these cross sections while decreasing the *p*-*p* cross section by 10%. Indeed, such a variation for *p*-*p* has been included for the sake of completeness even if it modifies the antiproton spectrum only by a few percent. As a conclusion, the shift of the upper and the lower curve with respect to the central one is of the order of 22%–25% over the energy range 0.1–100 GeV.

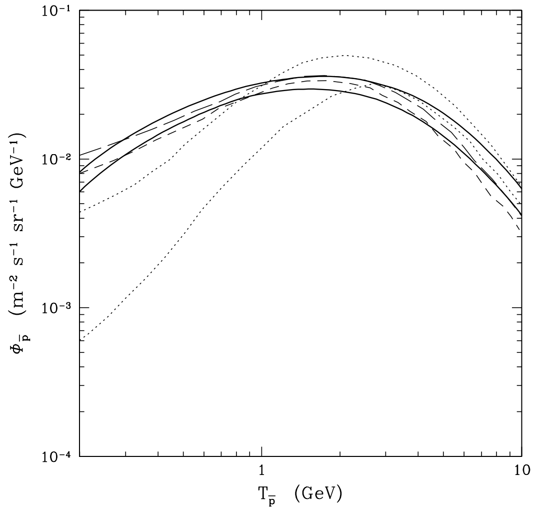


FIG. 9.—Comparison of our interstellar spectra (*thick solid lines indicate the lower and upper band due to the uncertainties in the propagation parameters*) with other published antiproton spectra. The dotted lines are lower and upper values from Simon et al. (1998), the short-dashed line is from Bieber et al. (1999), and the long-dashed line is from Moskalenko et al. (2001).

Besides these major sources of uncertainties, we have also investigated the influence of a possible error in the parameterization of the inelastic nonannihilating cross section, which gives rise to the tertiary component. We modified it by 20%, which is thought to be very conservative. We found that the antiproton spectrum is modified by less than 1%. In the same line of thought, the effect of total inelastic plus nonannihilating reactions on interstellar He is found to be negligible (see discussion in Appendix A.3).

6.4. *Other Uncertainties*

There are few other sources of uncertainties. To begin with, as we discussed in § 2, primary cosmic-ray fluxes (protons and helium) have been measured with unprecedented accuracy. For the first time, the induced uncertainties on the antiproton spectrum can be neglected.

Next, the only parameters that have not been varied in the previous discussion are those related to the description of the interstellar medium, i.e., the densities $n_{\rm H}$ and $n_{\rm He}$. In all the preceding analysis, these were fixed to $n_{\rm ISM} \equiv n_{\rm H} + n_{\rm He} = 1$ cm^{-3} and $f_{\rm He} \equiv n_{\rm He}/n_{\rm ISM} = 10\%$ (same as in Paper I). We have tested the sensitivity of our results to changes in both $n_{\rm ISM}$ and $f_{\rm He}$. For this purpose, we found the new values for the diffusion parameters (for $\delta = 0.6$) giving a good fit to B/C, and applied them to antiprotons. Varying $f_{\rm He}$ in the range $5\% < f_{\rm He} < 15\%$, the resulting flux is modified by less than 15% over the whole energy range. Notice that this range of $f_{\rm He}$ values can be considered as very conservative (see discussion in Strong & Moskalenko 1998). A more realistic 10% error on $f_{\rm He}$ (i.e., $9\% < f_{\rm He} < 11\%$) would lead to a few percent error on the antiproton spectrum. Alternatively, varying $n_{\rm ISM}$ from 0.8 to 1.2 cm^{-3}, the resulting flux is modified by less than 0.5% over the whole energy range. To sum up, the only contributing errors are from the helium fraction $f_{\rm He}$ through the dependence of antiproton production on corresponding cross sections.

Finally, solar modulation induces some uncertainty. This problem is still debated, and a rigorous treatment of this effect is beyond the scope of this paper (see for example Bieber et al. 1999 for a recent analysis). However, in a "force-field" approximation, a general feature is that the steeper the spectrum, the greater the effect. Our antiproton spectra being rather flat, we do not expect them to be dramatically affected by a change in the modulation parameter. Anyway, this local effect is decorrelated from the propagation history. Solar modulation—which is the last energetic modification suffered by an incoming Galactic cosmic ray—can thus be treated completely independently from the above analysis. Figure 9 shows our demodulated spectra together with other interstellar published spectra (Simon et al. 1998; Bieber et al. 1999; Moskalenko et al. 2001)

7. CONCLUSIONS

We have computed cosmic antiproton fluxes in the framework of a two-zone diffusion model taking into account Galactic wind, stochastic reacceleration, and energy losses. The propagation parameters have been chosen according to Maurin et al. (2001), as to be in agreement with cosmic-ray nuclei data. The annihilating as well as the inelastic nonannihilating (tertiary) p-p reactions have been taken into account. The p-p, He-p, p-He, and He-He nuclear reaction have also been included and the relevant cross sections have been computed using the Monte Carlo program DTUNUC. The latest measured values for cosmic protons and helium fluxes from AMS and BESS have been considered.

The results may be summarized as follows. First, the values of all the inputs being either extracted from the analysis of nuclei (diffusion parameters δ, L, K_0, V_C and V_A) or measured (proton and helium fluxes), all the cosmic antiproton fluxes naturally coming out of the calculation are completely contained within the experimental error bars of BESS data.

The other strong conclusion is that all possible sources of uncertainties have been derived. They have been significantly improved with respect to the previous gross estimates.

In particular, those related to propagation range between 10% and 25%, depending on which part of the spectrum is considered, and those related to nuclear physics are below 25%. We emphasize that the uncertainties related to propagation will probably be further reduced by a more complete study of cosmic-ray nuclei, in particular by focusing on the radioactive species. We also note that more accurate data on cosmic-ray nuclei fluxes would give better constraints on the diffusion parameters, which in turn would translate into lower uncertainties on antiprotons fluxes. The major remaining uncertainties come from nuclear physics and are already comparable to experimental error bars. As antiproton spectrum measurements should better in the near future, antiproton studies could be limited by nuclear indeterminacies. Further work and especially new measurements of antiproton production in the p-He channel would be of great interest.

We thank the anonymous second referee for useful comments on reacceleration. F. D. gratefully acknowledges a fellowship by the Istituto Nazionale di Fisica Nucleare. We also would like to thank the French Programme National de Cosmologie for its financial support. Finally, we are grateful to S. Roesler, who provided us with DTUNUC and was very helpful in answering our questions.

APPENDIX A

SOLUTION FOR THE SECONDARY ANTIPROTONS

We summarize in this annex the salient features of our derivation of the spallation antiproton energy spectrum. The propagation of cosmic rays throughout the galaxy is described with a two-zone effective diffusion model, which has been thoroughly discussed in a preceding analysis (Paper I). The Milky Way is pictured as a thin gaseous disk with radius $R = 20$ kpc and thickness $2h = 200$ pc where charged nuclei are accelerated and scatter on the interstellar gas to produce in particular secondary antiprotons. That thin ridge is sandwiched by two thick confinement layers. The effective diffusion of cosmic rays throughout the Galactic magnetic fields occurs uniformly within the disk and halo with the same strength. Furthermore, we consider here a constant wind V_c in the z-direction. The associated adiabatic losses take place in the disk only.

A1. HIGH-ENERGY LIMIT

As compared to the cosmic-ray nuclei on which the analysis of Paper I has focused, antiprotons have the same propagation history but differ as regards their production. The space-energy density $N^{\bar p}$ is related to the antiproton flux through

$$\Phi_{\bar p}(r, E) = \frac{1}{4\pi} v_{\bar p}(E) N^{\bar p}(r, E) . \tag{A1}$$

As explained in Paper I—see in particular their equation (A1)—the density $N^{\bar p}$ satisfies the relation

$$2h\,\delta(z) q_{\bar p}^{\rm sec}(r, 0, E) = 2h\,\delta(z)\Gamma_{\bar p}^{\rm ine}\, N^{\bar p}(r, 0, E) + \left\{V_c \frac{\partial}{\partial z} - K\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right)\right]\right\} N^{\bar p}(r, z, E) , \tag{A2}$$

as long as steady state holds. Diffusion and convection have been included. Inelastic interactions on interstellar atoms are described through the collision rate $\Gamma_{\bar p}^{\rm ine}$, which will be discussed in more detail together with tertiary antiprotons. The antiproton density

$$N^{\bar p}(r, z, E) = \sum_{i=1}^{\infty} N_i^{\bar p}(z, E) J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right) , \tag{A3}$$

and the secondary source term

$$q_{\bar p}^{\rm sec}(r, 0, E) = \sum_{i=1}^{\infty} q_{\bar p\, i}^{\rm sec}(E) J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right) , \tag{A4}$$

may be expanded over the orthogonal set of Bessel functions $J_0(\zeta_i x)$, where ζ_i stands for the ith zero of J_0 while $i = 1 \ldots \infty$. The boundary condition $N^{\bar p} \equiv 0$ is therefore readily ensured for $r = R$. The Bessel transform of the antiproton density has vertical dependence

$$N_i^{\bar{p}}(z, E) = N_i^{\bar{p}}(E) \exp\left(\frac{V_c z}{2K}\right)\left\{\sinh\left[\frac{S_i}{2}(L - z)\right]\Big/\sinh\left(\frac{S_i}{2}L\right)\right\}, \tag{A5}$$

where the quantity S_i is defined as

$$S_i \equiv \left(\frac{V_c^2}{K^2} + 4\frac{\zeta_i^2}{R^2}\right)^{1/2}. \tag{A6}$$

Solving equation (A2) with the help of the Bessel expansions (A3) and (A4) leads to the simple relation

$$N_i^{\bar{p}}(E) = \frac{2h}{A_i^{\bar{p}}} q_{\bar{p}i}^{\rm sec}(E), \tag{A7}$$

which mostly holds at high energy—say above ~ 100 GeV—where energy losses and diffusive reacceleration do not play any major role. The coefficients $A_i^{\bar{p}}$ are given by

$$A_i^{\bar{p}}(E) \equiv 2h\Gamma_{\bar{p}}^{\rm ine} + V_c + KS_i \coth\left(\frac{S_i L}{2}\right). \tag{A8}$$

Notice that the diffusion coefficient K—which comes into play in the definition of S_i and therefore of $A_i^{\bar{p}}$—essentially depends on the rigidity. One should keep in mind that the relationship between K and the energy per nucleon may actually depend on the nuclear species at stake through the average charge per nucleon Z/A.

Secondary antiprotons are produced by the spallation reactions of high-energy cosmic-ray protons and helium on the interstellar material of the Milky Way ridge at $z = 0$. The source term

$$q_{\bar{p}}^{\rm sec}(r, E) = \int_{\rm threshold}^{\infty} \frac{d\sigma}{dE}\,[a(E') + b \to \bar{p}(E)]n_b[4\pi\Phi_a(r, E')]dE' \tag{A9}$$

corresponds to particles a—protons or helium—impinging on atoms b—hydrogen or helium—at rest. Four different production channels need therefore to be considered depending on the nature of the cosmic-rays and of the stellar gas. Proton-proton collisions are discussed in § (3.1) whereas interactions that involve at least a helium nucleus are reviewed in § (3.2). Bessel expanding relation (A9) leads to

$$q_{\bar{p}i}^{\rm sec}(E) = \int_{\rm threshold}^{\infty} \frac{d\sigma}{dE}\,[a(E') + b \to \bar{p}(E)]n_b v' N_i^a(E')dE'. \tag{A10}$$

The primary species a are accelerated in the galactic disk so that their own production rate may be expressed as

$$q_a(r, z, E) = 2h\,\delta(z)q_a(r,0,E) \propto q_a^{\rm tot}(E)f(r), \tag{A11}$$

where $q_a^{\rm tot}(E)$ denotes the global galactic production rate of particles-protons or helium-with energy E in the energy bin dE. We have assumed here that the energy dependence of that production rate could be disentangled from its distribution $f(r)$ along the Galactic disk. The bulk of the secondary antiproton production takes place for a typical energy of the impinging species of $E \sim 20$–30 GeV nucleon^{-1}. Note also that the primary fluxes $\Phi_a(E)$ are monotonically decreasing with the energy E. Both energy losses and diffusive reacceleration have therefore a negligible effect on the spectra Φ_a. We readily infer that the Bessel transform N_i^a may be expressed as

$$N_i^a(E) = \frac{q_i}{A_i^a} q_a^{\rm tot}(E), \tag{A12}$$

where the coefficients A_i^a are given by a relation similar to equation (A8) whereas the quantities q_i are defined as

$$q_i = \frac{1}{\pi R^2}\frac{1}{J_1^2(\zeta_i)}\left[\int_0^1 u\,du J_0(\zeta_i u)f(r = uR)\right]\left[\int_0^1 u\,du f(r = uR)\right]^{-1}. \tag{A13}$$

The cosmic-ray flux Φ_a may be determined everywhere as it is related to the Bessel transform N_i^a through relations similar to (A1) and (A3). The cosmic-ray flux Φ_a scales in particular with the global Galactic production rate $q_a^{\rm tot}$. This allows to determine the latter by imposing that the interstellar proton and helium fluxes at the solar system do actually match the observations.

A2. FULL SOLUTION WITHOUT TERTIARIES

Forgetting for a while that the inelastic collisions of antiprotons with the interstellar gas may be disentangled into annihilating and nonannihilating interactions, we have to modify relation (A2) so as to take into account now the energy losses as well as diffusive reacceleration. This is straightforward since those processes take place only in the disk and not in the halo. Once again, following the procedure described in Paper I, one gets the differential equation

$$A_i^{\bar{p}} N_i^{\bar{p}} + 2h\partial_E[b_{\rm loss}^{\bar{p}}(E)N_i^{\bar{p}} - K_{EE}^{\bar{p}}(E)\partial_E N_i^{\bar{p}}] = 2hq_{\bar{p}i}^{\rm sec}(E), \tag{A14}$$

where $b_{\rm loss}^{\bar{p}}$ and $K_{EE}^{\bar{p}}$ stand respectively for the energy losses and the diffusion in energy.

A3. FULL SOLUTION WITH TERTIARIES

We have seen that the source term for tertiaries is

$$q_{\bar{p}}^{\mathrm{ter}}(r, E) = 4\pi n_{\mathrm{H}}\left[\int_{E}^{+\infty} \frac{\sigma_{\text{non-ann}}^{\bar{p}p}(E')}{T'}\,\Phi_{\bar{p}}(r, E')dE' - \sigma_{\text{non-ann}}^{\bar{p}p}(E)\Phi_{\bar{p}}(r, E)\right] . \tag{A15}$$

Remembering that the antiproton flux $\Phi_{\bar{p}}$ is related to the space-energy density $N^{\bar{p}}$ through equation (A1) and Bessel expanding relation (A15) leads to

$$q_{\bar{p}\,i}^{\mathrm{ter}}(E) = \int_{E}^{+\infty} \frac{\sigma_{\text{non-ann}}^{\bar{p}p}(E')}{T'}\, n_{\mathrm{H}}\, v' N_i^{\bar{p}}(E')dE' - \sigma_{\text{non-ann}}^{\bar{p}p}(E) n_{\mathrm{H}}\, v N_i^{\bar{p}}(E) . \tag{A16}$$

In the thin disk approximation, that expression needs to be multiplied by $2h\,\delta(z)$. The Bessel transforms $N_i^{\bar{p}}(z = 0, E)$ of the antiproton density obey now the integrodifferential equation

$$A_i^{\bar{p}} N_i^{\bar{p}} + 2h\partial_E[b_{\mathrm{loss}}^{\bar{p}}(E)N_i^{\bar{p}} - K_{EE}^{\bar{p}}(E)\partial_E N_i^{\bar{p}}] = 2h[q_{\bar{p}\,i}^{\mathrm{sec}}(E) + q_{\bar{p}\,i}^{\mathrm{ter}}(E)] . \tag{A17}$$

Notice that in the definition of the coefficients $A_i^{\bar{p}}$, the rate $\Gamma_{\bar{p}}^{\mathrm{ine}}$ should now be replaced by

$$\Gamma_{\bar{p}}^{\mathrm{ann}}(E) = \sigma_{\mathrm{ann}}^{\bar{p}p}(E) v_{\bar{p}}(E) n_{\mathrm{H}} , \tag{A18}$$

where annihilations alone are considered. The inelastic nonannihilating reactions are directly dealt with in the tertiary production term $q_{\bar{p}i}^{\mathrm{ter}}$.

Helium should also be taken into account in our discussion of the annihilations as well as of the inelastic but non-annihilating interactions which antiprotons undergo with interstellar matter. As there are no measurements, we have adopted as an educated guess a geometrical approximation that consists in scaling the appropriate cross sections by a factor of $4^{2/3}$ when we deal with helium. In the formulae (A16), (A16) and (A18), we have therefore replaced the hydrogen density n_{H} by $(n_{\mathrm{H}} + 4^{2/3} n_{\mathrm{He}})$. Such a replacement has little effect. That overall change in the propagated antiproton spectrum is at most 1%.

APPENDIX B

NUMERICAL RESOLUTION

We need now to solve the energy-diffusion equation (A17) for each Bessel order i. In the absence of diffusive reacceleration and energy losses, its solution $N_i^{\bar{p}0}$ satisfies the relation

$$A_i^{\bar{p}} N_i^{\bar{p}0} = 2h[q_{\bar{p}\,i}^{\mathrm{sec}}(E) + q_{\bar{p}\,i}^{\mathrm{ter}}(E)] . \tag{B1}$$

Defining the functions

$$\mathscr{C}(E) = \frac{2h}{A_i^{\bar{p}}\, T} , \tag{B2}$$

and

$$a(E) = \frac{K_{EE}^{\bar{p}}(E)}{T} , \tag{B3}$$

where $T = E_{\bar{p}} - m_{\bar{p}}$ is the antiproton kinetic energy, allows us to simplify equation (A17) into

$$u + \mathscr{C}\,\frac{d}{dx}\left(b_{\mathrm{loss}}^{\bar{p}}\, u - a\,\frac{du}{dx}\right) = u^0 , \tag{B4}$$

where u^0 and u respectively stand for $N_i^{\bar{p}0}$ and $N_i^{\bar{p}}$. We can express relation (B4) on a one-dimensional grid extending from x_{inf} to x_{sup} with $x = \ln(T/T_{\mathrm{inf}})$. We are interested in kinetic energies extending from $T_{\mathrm{inf}} = 100$ MeV up to $T_{\mathrm{sup}} = 100$ GeV. The spacing between two points in energy is

$$\Delta x = \frac{1}{N}\ln\left(\frac{T_{\max}}{T_{\min}}\right) , \tag{B5}$$

where N has been fixed to 150 in our code.

Our resolution method lies on the direct inversion of the algebraic linear equations that translate relation (B4) on the set of the $N + 1$ different values of the variable x. If j denotes the point at position

$$x_j = \frac{j}{N}\ln\left(\frac{T_{\max}}{T_{\min}}\right) , \tag{B6}$$

we get

$$u_j^0 = A_{j,j-1} u_{j-1} + A_{j,j} u_j + A_{j,j+1} u_{j+1} \,. \tag{B7}$$

The matrix A that connects u to u^0 has been written here so as to be tridiagonal. This allows for a fast inversion of the algebraic equation (B7).

1. For $0 < j < N$, the tridiagonal matrix A may be written as

$$a_j = A_{j,j-1} = -\frac{\mathscr{C}_j}{2\,\Delta x}\, b_{j-1}^{\rm ion} - \frac{\mathscr{C}_j}{\Delta x^2}\, a_{j-1/2} \,, \tag{B8}$$

while

$$b_j = A_{j,j} = 1 + \frac{\mathscr{C}_j}{\Delta x^2}\,(a_{j-1/2} + a_{j+1/2}) \,, \tag{B9}$$

and

$$c_j = A_{j,j+1} = \frac{\mathscr{C}_j}{2\,\Delta x}\, b_{j+1}^{\rm ion} - \frac{\mathscr{C}_j}{\Delta x^2}\, a_{j+1/2} \,. \tag{B10}$$

2. The boundary $j = 0$ corresponds to the low-energy tip $T_{\rm min} = 100$ MeV, where we have implemented the condition $\ddot{u}(x_{\rm min}) = 0$. This translates into $\dot{u}_{-1/2} = \dot{u}_{1/2}$ and leads to the matrix elements

$$a_0 = A_{0,-1} = 0 \,, \tag{B11}$$

and

$$b_0 = A_{0,0} = 1 - \frac{\mathscr{C}_0}{\Delta x}\, b_0^{\rm ion} + \frac{\mathscr{C}_0}{\Delta x^2}\,(a_{1/2} - a_{-1/2}) \,, \tag{B12}$$

and also

$$c_0 = A_{0,1} = \frac{\mathscr{C}_0}{\Delta x}\, b_1^{\rm ion} - \frac{\mathscr{C}_0}{\Delta x^2}\,(a_{1/2} - a_{-1/2}) \,. \tag{B13}$$

3. We have finally assumed that both u and u^0 were equal at the high-energy boundary $j = N$. In this regime, the energy losses and the diffusive reacceleration should not affect too much the cosmic-ray energy spectrum. This translates into the simple conditions

$$a_N = A_{N,N-1} = 0 \,, \tag{B14}$$

and

$$b_N = A_{N,N} = 1 \,, \tag{B15}$$

whereas, by definition

$$c_N = A_{N,N+1} = 0 \,. \tag{B16}$$

Inverting a tridiagonal matrix such as A may be potentially dangerous as Jordan pivoting is not implemented in the standard resolution scheme. As a matter of fact, energy losses and diffusive reacceleration lead to a moderate change in the antiproton spectrum. This translates into the fact that the matrix A is close to unity. We have nevertheless checked that our results remained unchanged when Gauss-Jordan inversion was used (Press et al. 1992). We have also modified relation (B4) into the time-dependent equation

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u + \mathscr{C}\,\frac{d}{dx}\left(b_{\rm loss}^{\bar{p}}\, u - a\,\frac{du}{dx}\right) = 0 \,. \tag{B17}$$

It may be shown that the static solution u to equation (B4) also obtains from the superposition

$$u = \int_0^{+\infty} u^{\rm burst}(t)dt \,, \tag{B18}$$

of the reaction $u^{\rm burst}(t)$ to an initial burst,

$$u^{\rm burst}(0) = u^0 \,, \tag{B19}$$

taking place at $t = 0$ and subsequently evolving according to relation (B17). The later equation has also been solved on a discrete set of $N + 1$ values of the antiproton kinetic energy while a Crank-Nicholson scheme was implemented. Once again, the result (eq. [B18]) is the same as what the direct inversion of the algebraic set of relations (B7) gives. We are therefore confident that our resolution procedure is robust.

The tertiary source term depends on the global antiproton energy spectrum that is itself determined by the differential equation (A17). Starting from a trial antiproton spectrum—say, for instance, N_i^{p0} with only the secondary production mechanism $q_{pi}^{sec}(E)$ cranked up—we invert equation (B7). The new energy spectrum is used to compute the tertiary source term $q_{pi}^{ter}(E)$ through the integral (A16). We may therefore proceed once again through the same steps and invert the diffusive reacceleration equation (A17) until the antiproton spectrum becomes stable. We have actually checked that convergence obtains after $\sim$five recursions.

REFERENCES

Abbott, T., et al. 1993, Phys. Rev. C, 47, 1351
Alcaraz, J., et al. 2000a, Phys. Lett. B, 472, 215
———. 2000b, Phys. Lett. B, 490, 27
———. 2000c, Phys. Lett. B, 494, 193
Allaby, J. V., et al. 1971, Phys. Lett. B, 34, 431
Alves, D. R. 2000, ApJ, 539, 732
Antinucci, M., et al. 1973, Lett. Nuovo Cimento, 6, 121
Bergström, L., Edsjö, J., & Ullio, P. 1999, ApJ, 526, 215
Bieber, J. W., et al. 1999, Phys. Rev. Lett., 83, 674
Bottino, A., Donato, F., Fornengo, N., & Salati, P. 1998, Phys. Rev. D, 58, 123503
Bottino, A., Favero, C., Fornengo, N., & Mignola, G. 1995, Astropart. Phys., 3, 77
Buchmueller, W., & Ingelman, G., eds. 1992, in Physics at HERA, Vol. 3 (Hamburg: Deutsches Elektronen-Syncrhrotron), 1366
Capella, A., Sukhatme, U., Tan, C.-I., & Tran Thanh Van, J. 1994, Phys. Rep., 236, 225
Chardonnet, P., Mignola, G., Salati, P., & Taillet, R. 1996, Phys. Lett. B, 384, 161
Donato, F., Maurin, D., & Taillet, R. 2001, A&A, submitted (astro-ph/0108079)
Eichten, T., et al. 1972, Nucl. Phys., 44, 333
Eisenhandler, E., et al. 1976, Nucl. Phys. B, 113, 1
Ellis, J., Flores, R. A., Freese, K., Ritz, S., Seckel, D., & Silk, J. 1988, Phys. Lett. B, 214, 403
Engel, R. 1995, Z. Phys. C, 66, 203
Gaisser, T. K., & Schaefer, R. K. 1992, ApJ, 395, 174
Halm, I., Jansen, F., & de Niem, D. 1993, A&A, 269, 601
Han, J. L., & Qiao, G. J., 1994, A&A, 288, 759
Huang, C.Y. 2001,Ph.D. thesis, Grenoble-I Univ
Kalinovskii, A. N., Mokhov, N. V., & Nikitin, Yu. P. 1989, Passage of High-Energy Particles through Matter (New-York: AIP)
Maeno, T., et al. 2000, preprint (astro-ph/0010381)
Maurin, D., Donato, F., Taillet, R., & Salati, P. 2001, ApJ, 555, 585 (Paper I)
Mitsui, T., Maki, K., & Orito, S. 1996, Phys. Lett. B, 389, 169
Mokhov, N. V., Nikitin, & Yu. P. 1977, Nuclear Physics and Cosmic Rays (6th ed.; Khar'kov: State Univ.)
Moniz, E., et al. 1971, Phys. Rev. Lett., 26, 445
Moskalenko, I. V., Strong, A. W., & Reimer, O. 1998, A&A, 338, L75
Moskalenko, I. V., Strong, A. W., Ormes, J. F., & Potgieter, M. S. 2001, preprint (astro-ph/0106567)
Nordgren, T. E., Cordes, J. M., & Terzian, Y. 1992, AJ, 104, 1465
Orito, S., et al. 2000, Phys. Rev. Lett., 84, 1078
Press, W. H., Teukolsky, S. A, Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, Numerical Recipes in C (2d ed.; Cambridge: Cambridge Univ. Press)
Rand, R. J., & Lyne, A. G. 1994, MNRAS, 268, 197
Roesler, R. 1997, Ph.D. thesis, Univ. Gesamthochschule Siegen
Sanuki, T., et al. 2000, ApJ, 545, 1135
Seo, E. S., & Ptuskin, V. S. 1994, ApJ, 431, 705
Shor, A., et al. 1990, Nucl. Phys. A, 514, 717
Silk, J., & Srednicki, M. 1984, Phys. Rev. Lett., 53, 624
Simon, M., & Heinbach, U. 1996, ApJ, 456, 519
Simon, M., Molnar, A., & Roesler, S. 1998, ApJ, 499, 250
Sjöstrand, T. 1994, Comput. Phys. Commun., 82, 75
Stanek, K. Z., & Garnavich, P. M. 1998, ApJ, 503, L131
Starkman, G. D., & Vachaspati, T. 1996, Phys. Rev. D, 53, R6711
Stecker, F. W., Rudaz, S., & Walsh, T. F. 1985, Phys. Rev Lett., 55, 2622
Stephens, S. A., & Golden, R. L. 1988, A&A, 202, 1
Strong, A. W., & Moskalenko, I. V. 1998, ApJ, 509, 212
Sugaya, Y., et al. 1998, Nucl. Phys. A, 634, 115
Tan, L. C., & Ng, L. K. 1982, Phys. Rev. D, 26, 1179
———. 1983, J. Phys. G, 227
Webber, W. R., Lee, M. A., & Gupta, M. 1992, ApJ, 390, 96

Chapitre 9

Comment traquer les trous noirs primordiaux ?

Ce chapitre vise à présenter plusieurs moyens expérimentaux permettant de tenter de mettre en évidence l'existence de trous noirs primordiaux dans notre Univers. Certains sont d'ores et déjà utilisables (antiprotons et gammas) et permettent d'obtenir des limites supérieures très contraignantes dont les conséquences cosmologiques seront présentées dans le chapitre *"Inflation et trous noirs primordiaux"*. D'autres sont des prospectives, importantes pour AMS (antideutérons), qui pourraient ouvrir une nouvelle fenêtre et améliorer notablement la sensibilité.

9.1 Antiprotons primaires

Nous nous proposons ici d'utiliser les antiprotons cosmiques comme sonde pour rechercher des trous noirs primordiaux. La sensibilité de la méthode vient de ce que les antiprotons sont rares dans le rayonnement cosmique, comme montré dans le chapitre précédent : le rapport $\bar{p}/p$ est plus petit que 10^{-4} à toutes les énergies. Nous procédons en plusieurs étapes. D'abord, la forme générale du spectre de Hawking est rappelée et la température du trou noir est définie :

$$\frac{\mathrm{d}^2N}{\mathrm{d}Q\mathrm{d}t} = \frac{\Gamma_s}{h\left(exp\left(\frac{Q}{kT}\right) - (-1)^{2s}\right)}$$

où s est le spin de la particule émise et :

$$kT = \frac{hc^3}{4GM}.$$

Pour calculer le flux nous n'utilisons pas les approximations à la limite relativiste habituellement mises en œuvre mais réellement les valeurs obtenues par simulation (J. H. MacGibbon, communication privée, [103]). La figure (9.1) présente la probabilité d'absorption de la particule (terme proportionnel au Γ_s du numérateur définissant le flux de Hawking), normalisée à la limite optique, en fonction du produit de la masse de trou noir par l'énergie du quantum (en unités de Planck), ceci pour trois valeurs du produit de la masse de la particule et de la masse du trou noir (respectivement 0, 0.2 et 0.4). La prise en compte précise de ces fonctions améliore notablement (quelques dizaines de pourcents) la précision sur les spectres émis à basse énergie.

Le trou noir, dès que sa température dépasse l'échelle de confinement de QCD, n'émet pas directement des hadrons mais des particules élémentaires qui se fragmentent en hadrons. Ce point, qui n'a été compris que dans la dernière décennie, modifie substantiellement le flux émis puisqu'il faut convoluer le spectre de Hawking avec la fonction d'hadronisation correspondante. Pour ce faire, nous avons évalué, pour chaque type de parton, sa probabilité différentielle de fragmentation en antiprotons grâce au générateur

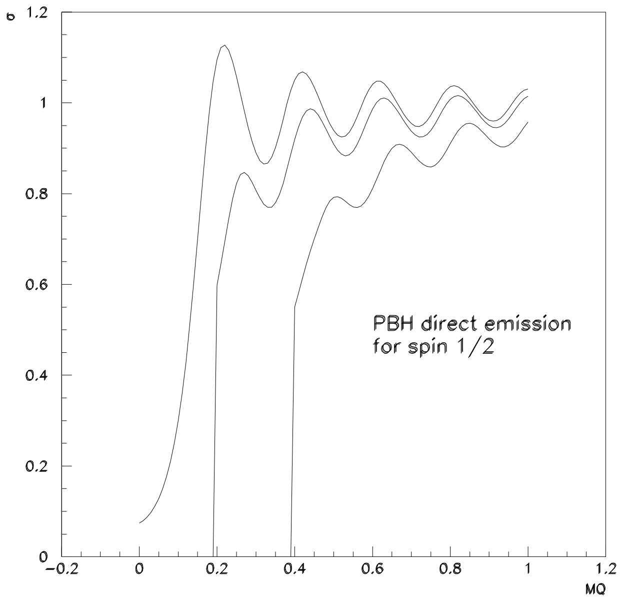


FIG. 9.1 – *Section efficace (normalisée à la limite optique) d'absorption d'une particule par un trou noir, en fonction du produit de la masse du trou noir par l'énergie de la particule (en unités de Planck) pour trois valeurs de masses (de bas en haut : $M\mu = 0$, $M\mu = 0.2$, $M\mu = 0.4$ avec M la masse du trou et μ celle de la particule).*

Monte-Carlo JETSET/PYTHIA validé par les résultats obtenus auprès des collisionneurs. La figure (9.2) présente la fonction de fragmentation d'un quark u en antiprotons, en fonction de l'énergie du jet du quark et de l'énergie cinétique de l'antiproton émergeant.

Ensuite, le spectre de masse des trous noirs primordiaux est calculé à partir du spectre initial [104] (dont la normalisation est arbitraire) et du taux de perte de masse des trous noirs. Ce dernier terme s'écrit (par intégration triviale) $dM/dt = -\alpha(M)/M^2$ où $\alpha(M)$ tient compte du nombre de degrés de liberté accessibles au trou noir, qui est lui-même une fonction de sa masse puisqu'il ne peut émettre que des particules dont l'énergie au repos est inférieure à sa température. La figure (9.3) présente l'évolution de α en fonction de M : lorsque la masse du trou noir est infinie (*i.e.* sa température nulle), il ne peut émettre que des champs sans masse, tandis qu'au fur et à mesure que sa masse diminue, les quarks et leptons massifs lui deviennent accessibles. Les paliers ne sont pas "brutaux" parce que le spectre émis présente une certaine largeur autour de température correspondante, suivant la distribution de Planck qui le caractérise.

Une fois ainsi connue l'émission d'une distribution massique de trous noirs primordiaux, il faut tenir compte de leur distribution spatiale. Pour ce faire, différentes hypothèses ont été émises sur le profil de densité de la matière noire galactique et l'incidence de celles-ci est prise en compte dans les incertitudes données. Après avoir mentionné quelques troncatures possibles du spectre, suite à de possibles interactions bremsstrahlung des partons dans la plasma de quarks et gluons qui se forme au voisinage de l'horizon du trou noir ou à cause d'une masse de Hubble à l'issue de l'inflation éventuellement trop grande (cet effet sera étudié en détail au chapitre *"Matière noire et reliques quantiques"*), nous procédons à la propagation du flux obtenu. Les résultats sont alors comparés aux mesures expérimentales. Il est à noter qu'il a été pris grand soin de l'évaluation des incertitudes, en tenant compte non seulement des paramètres astrophysiques mal connus (contraints par le modèle de diffusion) mais aussi des erreurs de type nucléaire (évaluées par Monte-Carlo). La contribution majeure à ces incertitudes vient de la taille du halo diffusif

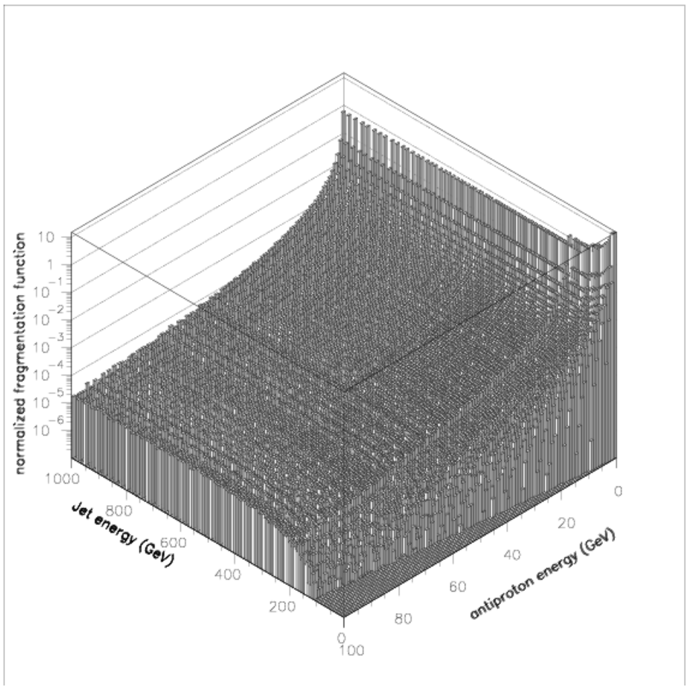


FIG. 9.2 – *Fonction de fragmentation d'un quark u en antiprotons, en fonction de l'énergie du jet du quark et de l'énergie cinétique de l'antiproton émergeant.*

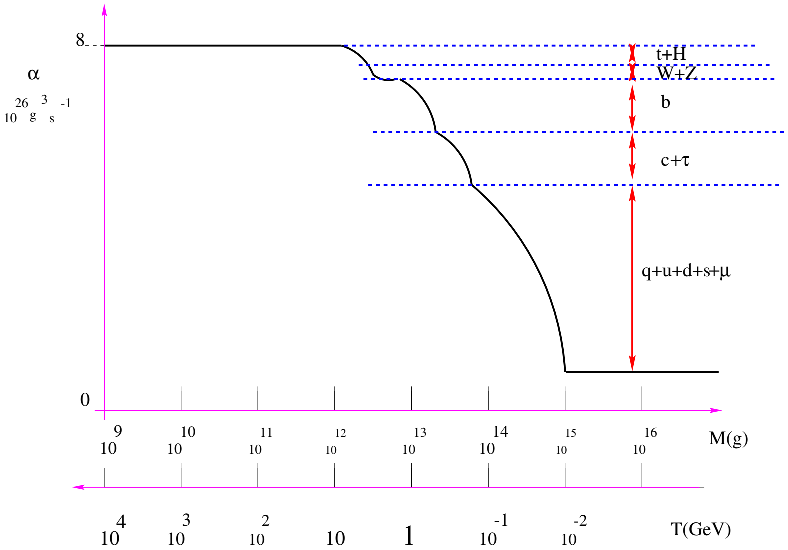


FIG. 9.3 – *Terme "constant" α du taux de perte de masse en fonction de la masse du trou noir.*

qui est mal connue (parce que les rayons cosmiques secondaires qui sont utilisés dans notre démarche pour connaître les paramètres n'y sont que marginalement sensibles dans la mesure où le terme source est alors placé dans le disque) et à laquelle la quantité de trous noirs contribuant au spectre total est pratiquement proportionnelle. La limite supérieure est présentée en fonction de la taille du halo, qui peut être estimée à partir de l'émission synchrotron des galaxies proches, signant la distribution des électrons spiralant le long des lignes de champ magnétique. Pour des valeurs moyennes de ces paramètres, la densité locale de trous noirs primordiaux est majorée à $4 \times 10^{-9}\ \rho_c$ où ρ_c est la densité critique.

A&A 388, 676–687 (2002)
DOI: 10.1051/0004-6361:20020313

Astronomy & Astrophysics

Antiprotons from primordial black holes

A. Barrau[1,3], G. Boudoul[1,3], F. Donato[2], D. Maurin[2], P. Salati[2,4], and R. Taillet[2,4]

[1] ISN Grenoble, 53 Av. des Martyrs, 38026 Grenoble Cedex, France
[2] LAPTH, BP 110, 74941 Annecy-le-Vieux, France
[3] Université Joseph Fourier, 38000 Grenoble, France
[4] Université de Savoie, 73011 Chambéry, France

Received 21 December 2001 / Accepted 28 February 2002

Abstract. Primordial black holes (PBHs) have motivated many studies since it was shown that they should evaporate and produce all kinds of particles (Hawking 1974). Recent experimental measurements of cosmic rays with great accuracy, theoretical investigations on the possible formation mechanisms and detailed evaporation processes have revived the interest in such astrophysical objects. This article aims to use the latest developments in antiproton propagation models (Maurin et al. 2001; Donato et al. 2001) together with new data from BESS, CAPRICE and AMS experiments to constrain the local amount of PBH dark matter. Depending on the diffusion halo parameters and on the details of the emission mechanisms, we derive an average upper limit of the order of $\rho_{\odot}^{\rm PBH} \approx 1.7 \times 10^{-33}$g cm^{-3}.

Key words. ISM: cosmic rays – black hole physics – cosmology: dark matter

Introduction

Very small black holes could have formed in the early universe from initial density inhomogeneities (Hawking 1971), from phase transition (Hawking 1982), from collapse of cosmic strings (Hawking 1989) or as a result of a softening of the equation of state (Canuto 1978). It was also shown by Choptuik (1993) and, more recently, studied in the framework of double inflation (Kim 2000), that PBHs could even have formed by near-critical collapse in the expanding universe.

The interest in primordial black holes was clearly revived in the last years for several reasons. First, new experimental data on gamma-rays (Connaughton 1998) and cosmic rays (Maki et al. 1996) together with the construction of neutrino detectors (Bugaev & Konishchev 2001), of extremely high-energy particle observatories (Barrau 2000) and of gravitational waves interferometers (Nakamura et al. 1997) give interesting investigational means to look for indirect signatures of PBHs. Since then, primordial black holes have been used to derive a quite stringent limit on the spectral index of the initial scalar perturbation power spectrum due to a dust-like phase of the cosmological expansion (Kotok & Naselsky 1998). It was also found that PBHs are a great probe of the early universe with a varying gravitational constant (Carr 2001). Finally, significant progress has been made in the understanding of the evaporation mechanism itself, both at usual energies (Parikh & Wilczek 2000) and in the near-planckian tail of the spectrum (Barrau & Alexeyev 2001; Alexeyev et al. 2001).

Among other cosmic rays, antiprotons are especially interesting as their secondary flux is both rather small (the $\bar{p}/p$ ratio is lower than 10^{-4} at all energies) and quite well known. This study aims at deriving new estimations of the PBH local density, taking into account the latest measurements of the antiproton spectrum and realistic models for cosmic ray propagation. Contrary to what has been thought in early studies on antiproton spectra (see, e.g., Gaisser & Schaefer 1992 for a review) and to what is still assumed in some recent PBH studies (e.g. Kanazawa et al. 2000) there is no need for any exotic astrophysical source to account for the measured $\bar{p}$ flux. On the other hand, the very good agreement between experimental data and theoretical predictions with a purely secondary origin of antiprotons (see Donato et al. 2001) allows us to derive quite stringent upper limits on the amount of PBH dark matter. This article focuses on this point and is organised in the following way: the first section reviews general considerations on the evaporation process and on the subsequent fragmentation phenomena. The second part is devoted to the primary antiproton sources while the third part describes all propagation aspects, with particular emphasis on the uncertainties coming from astrophysical parameters (mostly the magnetic halo thickness) and nuclear physics cross-sections. Next, the resulting "top

Send offprint requests to: A. Barrau,
e-mail: barrau@isn.in2p3.fr

of atmosphere" (TOA) antiproton spectra for different formation conditions and for different possible emission models are studied. Finally, we derive the resulting upper limits on the local PBH density and consider possible future developments both on the experimental and theoretical sides.

1. Antiproton emission from PBHs

1.1. Hawking process

The Hawking black hole evaporation process can be intuitively understood as a quantum creation of particles from the vacuum by an external field (see Frolov & Novikov 1998 for more details). This can occur as a result of gravitation in a region where the Killing vector is spacelike, i.e. lying inside the $\xi^2 = 0$ surface, which is the event horizon in a static spacetime. This basic argument shows that particle creation by a gravitational field, in a stationary case, is possible only if it contains a black hole. Although very similar to the effect of particle creation by an electric field, the Hawking process has a fundamental difference: since the states of negative energy are confined inside the hole, only one of the created particles can appear outside and reach infinity. This means that the classical observer has access to only a part of the total quantum system.

To derive the accurate emission process, which mimics a Planck law, Hawking used the usual quantum mechanical wave equation for a collapsing object with a postcollapse classical curved metric (Hawking 1975). He found that the emission spectrum for particles of energy Q per unit of time t is, for each degree of freedom:

$$\frac{\mathrm{d}^2N}{\mathrm{d}Q\mathrm{d}t} = \frac{\Gamma_\mathrm{s}}{h\left(\exp\left(\frac{Q}{h\kappa/4\pi^2 c}\right) - (-1)^{2s}\right)}$$

where contributions of electric potential and angular velocity have been neglected since the black hole discharges and finishes its rotation much faster than it evaporates (Gibbons 1975; Page 1977). κ is the surface gravity, s is the spin of the emitted species and Γ_s is the absorption probability. If we introduce the Hawking temperature (one of the rare physics formula using all the fundamental constants) defined by

$$T = \frac{hc^3}{16\pi kGM} \approx \frac{10^{13}\,\mathrm{g}}{M}\ \mathrm{GeV}$$

the argument of the exponent becomes simply a function of Q/kT. Although the absorption probability is often approximated by its relativistic limit, we took into account in this work its real expression for non-relativistic particles:

$$\Gamma_\mathrm{s} = \frac{4\pi\sigma_\mathrm{s}(Q, M, \mu)}{h^2c^2}(Q^2 - \mu^2)$$

where σ_s is the absorption cross-section computed numerically (Page 1976) and μ is the rest mass of the emitted particle.

1.2. Hadronization

As it was shown by MacGibbon & Webber (1990), when the black hole temperature is greater than the quantum chromodynamics confinement scale Λ_QCD, quarks and gluon jets are emitted instead of composite hadrons. To evaluate the number of emitted antiprotons, one therefore needs to perform the following convolution:

$$\frac{\mathrm{d}^2N_{\bar{p}}}{\mathrm{d}E\mathrm{d}t} = \sum_j \int_{Q=E}^{\infty} \alpha_j \frac{\Gamma_j(Q,T)}{h}\left(\mathrm{e}^{\frac{Q}{kT}} - (-1)^{2s_j}\right)^{-1} \times \frac{\mathrm{d}g_{j\bar{p}}(Q,E)}{\mathrm{d}E}\mathrm{d}Q$$

where α_j is the number of degrees of freedom, E is the antiproton energy and $\mathrm{d}g_{j\bar{p}}(Q,E)/\mathrm{d}E$ is the normalized differential fragmentation function, i.e. the number of antiprotons between E and $E + \mathrm{d}E$ created by a parton jet of type j and energy Q (including decay products). The fragmentation functions have been evaluated with the high-energy physics frequently-used event generator PYTHIA/JETSET (Tjöstrand 1994), based on the so-called string fragmentation model.

2. Primary sources

In order to compute the antiproton spectrum for a given local PBH density, the number $q^\mathrm{prim}(r,z,E)$ of antiprotons emitted with kinetic energy between E and $E + \mathrm{d}E$ per unit volume and time must be evaluated. It is proportional to the number $\mathrm{d}^2n/\mathrm{d}M\mathrm{d}V$ of PBHs per unit of mass and volume and to the individual flux $\mathrm{d}^2N_{\bar{p}}/\mathrm{d}E\,\mathrm{d}t$ emitted by one PBH, so that

$$q^\mathrm{prim}(r,z,E) = \int \frac{\mathrm{d}^2N_{\bar{p}}(M,E)}{\mathrm{d}E\,\mathrm{d}t} \cdot \frac{\mathrm{d}^2n(r,z)}{\mathrm{d}M\,\mathrm{d}V}\mathrm{d}M$$

where r and z are the cylindrical coordinates describing position in our Galaxy. As the physics of evaporation and the mass spectrum of PBH do not depend on their numerical density, the primary source term can be split into a spatial and a spectral dependance, as

$$q^\mathrm{prim}(r,z,E) = q^\mathrm{prim}(r,z) \times Q^\mathrm{PBH}(E) \tag{1}$$

with

$$q^\mathrm{prim}(r,z) = \frac{\rho^\mathrm{PBH}(r,z)}{\rho_\odot^\mathrm{PBH}} \quad \text{and}$$

$$Q^\mathrm{PHB}(E) = \int_{M_\mathrm{min}}^{M_\mathrm{max}} \frac{\mathrm{d}^2N_{\bar{p}}}{\mathrm{d}E\,\mathrm{d}t} \cdot \frac{\mathrm{d}^2n_\odot}{\mathrm{d}M\,\mathrm{d}V}\mathrm{d}M. \tag{2}$$

2.1. Spatial distribution

Primordial black holes should have followed the dark matter particles during the formation of halos, so that they may have the same spatial distribution. Unfortunately, this distribution is not very well known, and several independent pieces of evidence are contradictory. In the absence of a clear answer to this problem (e.g. see Ghez et al. 1998; Gondolo & Silk 1999; Debattista & Sellwood 1998, 2000), several profiles for the PBH distribution can be used, with the generic form

$$\frac{\rho^{\mathrm{PBH}}(r,z)}{\rho_{\odot}^{\mathrm{PBH}}} = \left(\frac{R_{\odot}}{\sqrt{r^2+z^2}}\right)^{\gamma} \left(\frac{R_{\mathrm{c}}^{\alpha}+R_{\odot}^{\alpha}}{R_{\mathrm{c}}^{\alpha}+(\sqrt{r^2+z^2})^{\alpha}}\right)^{\epsilon} \quad (3)$$

where spherical symmetry has been assumed. Different cases have been considered, with numerical values taken in Calcáneo-Roldán & Moore (2001). Numerical simulations point toward singular profiles with $\gamma = 1.5$, $\alpha = 1.5$, $\epsilon = 1$ and $R_{\mathrm{c}} = 33.2$ kpc (Moore 1999) or $\gamma = 1$, $\alpha = 1$, $\epsilon = 2$ and $R_{\mathrm{c}} = 27.7$ kpc (Navarro et al. 1996, hereafter NFW). We also considered an isothermal profile with $\gamma = 0$, $\alpha = 2$ and $\epsilon = 1$ and a modified isothermal profile with $\gamma = 0$, $\alpha = 2$ and $\epsilon = 1.5$ and $R_{\mathrm{c}} = 24.3$ kpc.

2.2. Spectral dependence

It can be seen from Eq. (2) that the keypoints to derive the $Q^{\mathrm{PHB}}(E)$ term are the shape of the mass spectrum today and the boundaries of the integral. The choice of $M_{\min}$ and $M_{\max}$ is discussed later.

2.2.1. PBH mass spectrum

The mass spectrum today is the result of the evolution of the initial mass spectrum in time. The usual picture is based on the idea that a PBH can form if an overdense region collapses a contrast density δ (Harrison 1970; Carr & Hawking 1974) so that $1/3 \leq \delta \leq 1$. For a scale invariant power spectrum, this leads to

$$\left(\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}M_{\mathrm{init}}}\right) \propto M_{\mathrm{init}}^{-5/2}.$$

This mass spectrum will be regarded as the *standard model* (see, e.g. Bugaev & Konishev 2001 for a review). To deduce the mass spectrum today from this initial one, the mass loss rate must be evaluated: $\mathrm{d}M/\mathrm{d}t \approx \{7.8 d_{s=1/2} + 3.1 d_{s=1}\} \times 10^{24}\ \mathrm{g}^3\ \mathrm{s}^{-1}$ with $d_{s=1/2} = 90$ and $d_{s=1} = 27$ (MacGibbon 1991). If we approximate the previous law with $\alpha \approx$ const, which is correct as far as the number of degrees of freedom does not increase dramatically fast, the mass can be written as a function of time as:

$$M_{\mathrm{init}} \approx (3\alpha t + M^3)^{1/3}.$$

It is then straightforward to see that with

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}M} = \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}M_{\mathrm{init}}} \cdot \frac{\mathrm{d}M_{\mathrm{init}}}{\mathrm{d}M}$$

the resulting spectrum today is characterised by

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}M} \propto M^2 \text{ for } M < M_*$$

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}M} \propto M^{-5/2} \text{ for } M > M_*$$

where $M_* \approx 5\times10^{14}$ g is the initial mass of a PBH expiring nowadays. In this model, the mass of a PBH formed at time t is determined by the horizon mass at this epoch,

$$M = \frac{1}{8}\frac{M_{\mathrm{Pl}}}{t_{\mathrm{Pl}}}t.$$

In the usual cosmological picture, only PBHs formed after inflation should be taken into account as those produced before would be extremely diluted due to the huge increase in the cosmic scale factor. The end-time of inflation t_{RH} being related to the reheating temperature T_{RH} by

$$t_{\mathrm{RH}} \approx 0.3 g^{-1/2}\frac{M_{\mathrm{Pl}}}{T_{\mathrm{RH}}^2}$$

where $g \approx 100$ is the number of degrees of freedom in the early universe, the minimal mass of PBH in the initial spectrum can be given as a function T_{RH}.

It should be emphasized that the shape of the spectrum below $M_* \approx (3\alpha t)^{1/3}$ does not depend on any assumption about the initial mass spectrum. Whatever the initial spectrum, it should increase as M^2 today: this is only due to the $\mathrm{d}M_{\mathrm{init}}/\mathrm{d}M$ term which is proportional to M^2 for small masses whereas the $\mathrm{d}n/\mathrm{d}M_{\mathrm{init}}$ term is nearly constant. As shown in the next section, the antiproton emission is governed by PBHs with masses below 10^{14} g. The results derived are therefore independent of the details of the formation mechanism.

2.2.2. Cumulative source before propagation

Figure 1 gives the antiproton flux after convolution with the PBH mass spectrum before propagation. As it could be expected, PBHs heavier than M_* nearly do not contribute as both their number density and their temperature is low. On the other hand, only PBHs with very small masses, i.e. with very high temperatures, contribute to the high energy tail of the antiproton spectrum. It should be noticed that the only reason why they do not also dominate the low energy part is that the mass spectrum behaves like M^2 below M_*. In a Friedman universe without inflation, this important feature would make the accurate choice of the mass spectrum lower bound $M_{\min}$ irrelevant (as long as it remains much smaller than M_*), due to the very small number density of black holes in this mass region.

Figure 2 shows how inflation modifies the *standard* mass spectrum. The reheating temperature used herafter is simply a way of taking into account a cutoff in the mass spectrum due to the rather large horizon size after inflation. There is nearly no constraint, either on the theoretical side or on the observational one, on this reheating temperature. A reliable lower limit can only be imposed by phenomenological arguments around the nucleosynthesis values, i.e. in the MeV range (Giudice et al. 2001). On the other hand, upper limits, taking into account the full spectrum of inflaton decay products in the thermalization process, are close to 10^{12} GeV (McDonald 2000). The main point for the antiproton emission study is that there is clearly a critical reheating temperature,

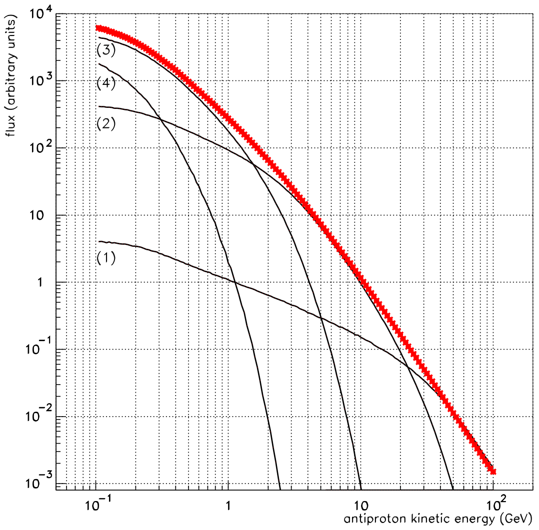


Fig. 1. Primary antiproton flux with the standard mass spectrum before propagation (in arbitrary units). Curve (1) is for $M \in [M_{\rm Pl}, 10^{12}$ g], curve (2) is for $M \in [10^{12}$ g, 10^{13} g], curve (3) is for $M \in [10^{13}$ g, 5×10^{13} g], curve (4) is for $M > 5 \times 10^{13}$ g and the thick line is the full spectrum.

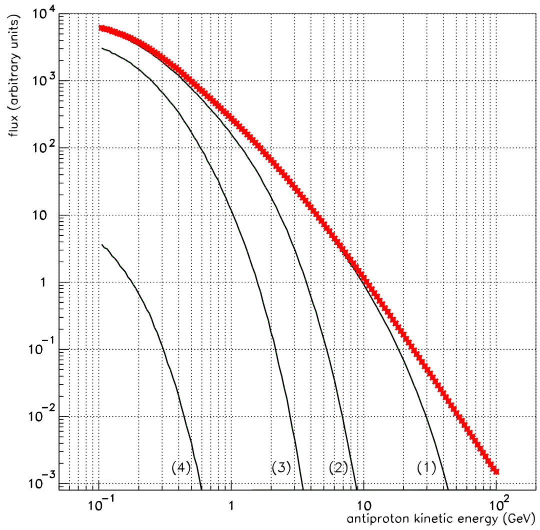


Fig. 2. Primary antiproton flux with the standard mass spectrum before propagation (in arbitrary units) with different reheating temperatures. Curve (1) is for $T_{\rm RH} = 3 \times 10^9$ GeV, curve (2) is for $T_{\rm RH} = 10^9$ GeV, curve (3) is for $T_{\rm RH} = 6 \times 10^8$ GeV, curve (4) is for $T_{\rm RH} = 3 \times 10^8$ GeV and the thick line is the spectrum without any cutoff.

$T^{\rm c}_{\rm RH} \approx 10^9$ GeV. If $T_{\rm RH} > T^{\rm c}_{\rm RH}$, the *standard* mass spectrum today is nearly not modified by the finite horizon size after inflation, whereas if $T_{\rm RH} < T^{\rm c}_{\rm RH}$, the minimal mass becomes so large that the emission is strongly reduced. It is important to notice, first, that a rather high value of $T^{\rm c}_{\rm RH}$ makes the existence of PBHs evaporating now into antiprotons quite unlikely; second, that the flux is varying very fast with $T_{\rm RH}$ around $T^{\rm c}_{\rm RH}$.

It could also be mentioned that above some critical temperature, the emitted Hawking radiation could interact with itself and form a nearly thermal photosphere (Heckler 1997). This idea was numerically studied (Cline et al. 1999) with the full Boltzmann equation for the particle distribution and the Hawking law as a boundary condition at horizon. For the antiproton emission, the relevant process is the formation of a quark-gluon plasma which induces energy losses before hadronization. We have taken into account this possible effect using the spectrum given by Cline et al. (1999): $\mathrm{d}^2N/\mathrm{d}E\mathrm{d}t \propto \exp(-E/T_0)$ where $T_0 \approx 300$ MeV normalized to the accurately-computed Hawking spectrum. The resulting effect, dramatically reducing the evaluated flux, is shown in Fig. 3.

3. Propagation model

3.1. Features of the model

The propagation of cosmic rays throughout the Galaxy is described with a two–zone effective diffusion model which has been thoroughly discussed elsewhere (Maurin et al. 2001 – hereafter Paper I, Donato et al. 2001 – hereafter Paper II). We repeat here the main features of this diffusion model for the sake of completeness but we refer the

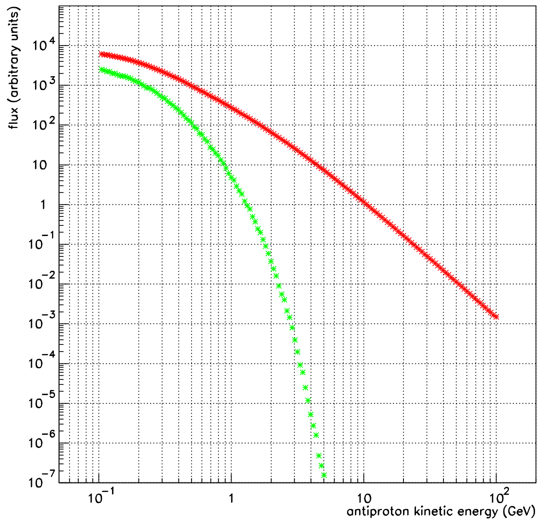


Fig. 3. Primary antiproton flux with the standard mass spectrum. The higher points correspond to the pure Hawking spectrum and the lower points to the modified law with a QCD halo.

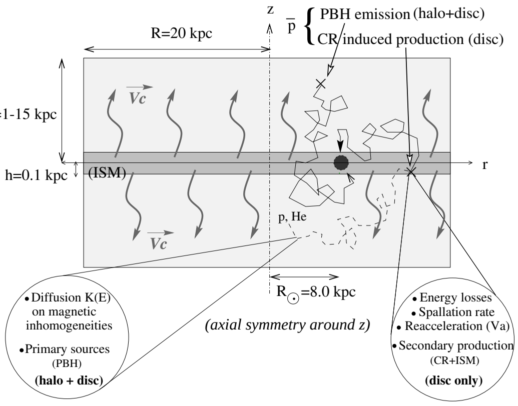


Fig. 4. Schematic view of the axi-symmetric diffusion model. Secondary antiproton sources originate from CR/ISM interaction in the disc only; primary sources are also distributed in the dark halo which extends far beyond the diffusion halo. In the latter case, only sources embedded in the diffusion halo contribute to the signal (see Appendix B).

reader to the above-mentioned papers for further details and justifications.

The Milky–Way is pictured as a thin gaseous disc with radius $R = 20$ kpc and thickness $2h = 200$ pc (see Fig. 4) where charged nuclei are accelerated and destroyed by collisions on the interstellar gas, yielding secondary cosmic rays. The thin ridge is sandwiched between two thick confinement layers of height L, called *diffusion halo*. The five parameters of this model are K_0, δ, describing the diffusion coefficient $K(E) = K_0 \beta \mathcal{R}^{-\delta}$, the halo half-height L, the convective velocity V_c and the Alfven velocity V_a. Specific treatment related to $\bar{p}$ interactions (elastic scattering, inelastic destruction) and more details can also be found in Paper II.

Actually, a confident range for these five parameters has been obtained by the analysis of charged stable cosmic ray nuclei data (see Paper I). The selected parameters have been employed in Paper II to study the secondary antiproton flux, and are used again in this analysis (for specific considerations about the Alfvén velocity, see Sect. 5.2 of Paper II). In principle, this range could be further reduced using more precise data or considering different sorts of cosmic rays. For the particular case of β radioactive nuclei, Donato et al. (2002) showed that with existing data no definitive and strict conclusions can so far be drawn. We thus have chosen a conservative attitude and we do not apply any cut in our initial sets of parameters (which can be seen in Figs. 7 and 8 of Paper I).

3.2. Solution of the diffusion equation for antiprotons

Antiproton cosmic rays have been detected, and most of them were probably secondaries, i.e. they were produced by nuclear reactions of a proton or He cosmic ray (CR) nucleus impinging on interstellar (ISM) hydrogen or helium atoms at rest. When energetic losses and gains are discarded, the secondary density $N^{\bar{p}}$ satisfies the relation (see Paper II for details)

$$2\,h\,\delta(z)\,q^{\rm sec}(r,0,E) = 2\,h\,\delta(z)\,\Gamma^{\rm ine}_{\bar{p}}\,N^{\bar{p}}(r,0,E) + \left\{ V_{\rm c}\frac{\partial}{\partial z} - K\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right)\right)\right\} N^{\bar{p}}(r,z,E), \quad (4)$$

as long as steady state holds. Due to the cylindrical geometry of the problem, it is easier to extract solutions performing Bessel expansions of all quantities over the orthogonal set of Bessel functions $J_0(\zeta_i x)$ (ζ_i stands for the ith zero of J_0 and $i = 1 \ldots \infty$). The solution of Eq. (4) may be written as (see Eqs. (A.3) and (A.4) in Paper II)

$$N_i^{\bar{p},\,\rm sec}(z,E) \;=\; \frac{2\,h}{A_i}\,q_i^{\rm sec}(E)\;\times \exp\left\{\frac{V_{\rm c}\,|z|}{2\,K}\right\} \times \left\{\sinh\left\{\frac{S_i}{2}\,(L-|z|)\right\}/\sinh\left\{\frac{S_i}{2}\,L\right\}\right\}, \quad (5)$$

where the quantities S_i and A_i are defined as

$$S_i \equiv \left\{\frac{V_{\rm c}^2}{K^2} + 4\frac{\zeta_i^2}{R^2}\right\}^{1/2} \quad \text{and}$$

$$A_i(E) \equiv 2\,h\,\Gamma^{\rm ine}_{\bar{p}} \;+\; V_{\rm c} \;+\; K\,S_i \coth\left\{\frac{S_i L}{2}\right\}\cdot \quad (6)$$

We now turn to the primary production by PBHs. It is described by a source term distributed over all the dark matter halo (see Sect. 2.1) – this should not be confused with the diffusion halo – whose core has a typical size of a few kpc. At $z = 0$ where fluxes are measured, the corresponding density is given by (see Appendix A)

$$N_i^{\bar{p},\rm prim}(0) = \exp\left(\frac{-V_{\rm c}L}{2K}\right)\frac{y_i(L)}{A_i\sinh(S_iL/2)} \quad (7)$$

where

$$y_i(L) \;=\; 2\int_0^L \exp\left(\frac{V_{\rm c}}{2K}(L-z')\right) \times \sinh\left(\frac{S_i}{2}(L-z')\right) q_i^{\rm prim}(z')\,{\rm d}z'. \quad (8)$$

This is not the final word, as the antiproton spectrum is affected by energy losses when $\bar{p}$ interacts with the galactic interstellar matter and by energy gains when reacceleration occurs. These energy changes are described by the integro–differential equation

$$A_i\,N_i^{\bar{p}} \;+\; 2\,h\,\partial_E\left\{b^{\bar{p}}_{\rm loss}(E)\,N_i^{\bar{p}} \;-\; K^{\bar{p}}_{\rm EE}(E)\,\partial_{\rm E}N_i^{\bar{p}}\right\} = 2\,h\left\{q_i^{\rm prim}(E) + q_i^{\rm sec}(E) + q_i^{\rm ter}(E)\right\}\cdot \quad (9)$$

We added a source term $q_i^{\rm ter}(E)$, leading to the so-called tertiary component. It corresponds to inelastic but non-annihilating reactions of $\bar{p}$ on interstellar matter, as discussed in Paper II. The resolution of this equation proceeds as described in Appendices (A.2), (A.3) and (B) of

Paper II, to which we refer for further details. The total antiproton flux is finally given by

$$N^{\bar{p},\,\mathrm{tot}}(R_\odot, 0, E) = \sum_{i=1}^{\infty} \left(N_i^{\bar{p},\,\mathrm{sec}}(0,E) + N_i^{\bar{p},\,\mathrm{prim}}(0,E) \right) \times J_0\left(\zeta_i \frac{R_\odot}{R}\right) \qquad (10)$$

where $N_i^{\bar{p},\,\mathrm{sec}}(0,E)$ and $N_i^{\bar{p},\,\mathrm{prim}}(0,E)$ are given by formulæ (5), (7) and (8). We emphasize that the code (and thus numerical procedures) used in this study is exactly the same as the one we used in our previous analysis (Papers I and II), with the new primary source term described above.

As previously noticed, the dark halo extends far beyond the diffusion halo whereas its core is grossly embedded within L. We can wonder if the external sources not comprised in the diffusive halo significantly contribute to the amount of $\bar{p}$ reaching Earth. A careful analysis shows that in the situation studied here, this contribution can be safely neglected (see Appendix B).

4. Top of atmosphere spectrum

4.1. Summary of the inputs

For the numerical results presented here, we have considered the following source term, which is a particular case of the profiles discussed in Sect. 2.1

$$q^{\mathrm{prim}}(r,z,E) = \rho_\odot^{\mathrm{PBH}} \left(\frac{R_\mathrm{c}^2 + R_\odot^2}{R_\mathrm{c}^2 + r^2 + z^2} \right) \times Q^{\mathrm{PBH}}(E) \qquad (11)$$

where $Q^{\mathrm{PBH}}(E)$ was shown in Figs. 1, 2 and 3 for various assumptions. It corresponds to the isothermal case with a core radius $R_\mathrm{c} = 3$ kpc (the results are modified only by a few percent if R_c is varied between 2 and 6 kpc). A possible flattening of this halo has been checked and found to be irrelevant. Actually the Moore or NFW halos do not need to be directly computed for this study as they only increase the total PBH density inside the diffusion volume for a given local density: as a result the flux is higher and the more conservative upper limit is given by the isothermal case.

The primary source term (Eq. (11)) is injected in Eqs. (7) and (8), then added to the standard secondary contribution (Eq. (5)), and propagated (Eq. (9)) for a given set of parameters (see Sect. 3.1). Once this interstellar flux has been calculated, it must be corrected for the effects of the solar wind, in order to be compared with the top of atmosphere observations. We have obtained the TOA fluxes following the usual force field approximation (see Donato et al. 2000 and references therein). Since we will compare our predictions with data taken during a period of minimal solar activity, we have fixed the solar modulation parameter to $\phi = 500$ MV.

To summarize, the whole calculation is repeated for many $Q^{\mathrm{PBH}}(E)$ input spectra, and all possible values of the propagation parameters V_c, L, K_0, V_a δ before being modulated. The modulated flux is then compared to data to give constraints on the local PBH density $\rho_\odot^{\mathrm{PBH}}$.

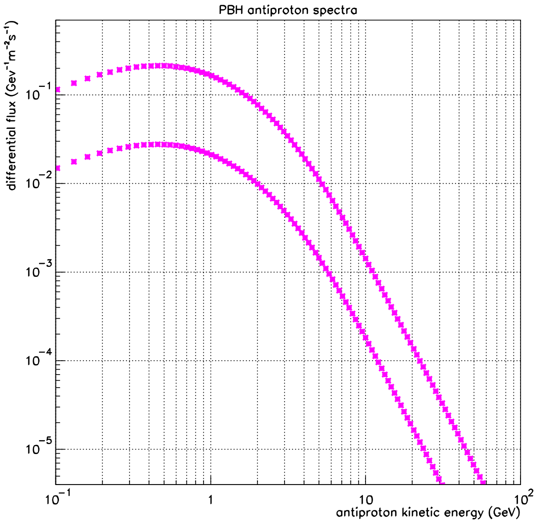


Fig. 5. TOA primary antiproton flux with the standard mass spectrum after propagation for $\rho_\odot^{\mathrm{PBH}} = 10^{-32}$ g cm^{-3} and extreme astrophysical models.

4.2. Features of the propagated PBH spectrum

Figure 5 shows the top of atmosphere antiproton flux resulting from the *standard* mass spectrum without any inflation cutoff ($T_{\mathrm{RH}} > T_{\mathrm{RH}}^{\mathrm{c}}$) for a local density $\rho_\odot^{\mathrm{PBH}} = 10^{-32}$ g cm^{-3}. The two curves correspond to the extreme astrophysical models considered as acceptable in the extensive study of nuclei below $Z = 30$ (Paper I). We can notice that uncertainties due to astrophysical parameters are very important in the primary propagated $\bar{p}$ flux. The degeneracy in the diffusion parameters that one can observe for stable nuclei – and also for secondary antiprotons (see Fig. 7 of Paper II) – is broken down for PBH $\bar{p}$'s.

This can be easily understood: secondary $\bar{p}$ and CR nuclei are created by spallations in the galactic disc, so that all the sets of diffusion parameters that make the primaries cross the same grammage ($\sim$20 g cm^{-2}) give the same secondary flux. The simplest diffusion models (no reacceleration, no galactic wind – see for example Webber et al. 1992) predict that the only relevant parameter is then K_0/L. On the other hand, primary antiproton sources are located in the dark matter halo, and their flux is very sensitive to the total quantity of sources contained in the diffusion halo, i.e. to L. This explains the scatter of about one order of magnitude in predicted fluxes that are shown in Fig. 5 for a given local density.

4.3. Comparison with previous works

In our models, all sets of parameters compatible with B/C data have been retained. In particular, a wide range of values for L is allowed ($L \geq 1$ kpc) and each L is correlated with the other parameters. The upper limit is set to 15 kpc, which is motivated by physical arguments (see for example Beuermann et al. 1985 and Han et al. 1997 by direct observation of radio halos in galaxies, showing that L is a few kpc, and Dogiel 1991 for a compilation of evidence).

To our knowledge, the most complete studies of primary PBH antiprotons are those by Mitsui et al. (1996) and Maki et al. (1996) in which the authors use roughly adjusted values for diffusion parameters and restrict their analysis to two cases, $L = 2$ kpc and $L = 4$ kpc (and only one value of $K_0/L = 0.008$ kpc Myr^{-1}). This is a somewhat crude estimation of what we know (or don't know) about L. Moreover, in their models, neither galactic wind nor reacceleration is considered. The second point should not be very important (see Paper II) whereas the first point has a crucial impact on the detected antiproton flux. It can be shown that fluxes are at least exponentially decreased by the presence of a Galactic wind: setting $V_c = 0$ may overestimate the number of primary $\bar{p}$ reaching Earth.

Effects of propagation parameters on primaries are qualitatively discussed in Bergström et al. (1999) for the case of SUSY primary antiprotons. At variance with all previous works on the subject, our treatment allows a systematic and quantitative estimation of these uncertainties, as the allowed range of propagation parameters is known from complementary cosmic ray analysis.

The difference in the spectral properties we consider are less crucial: the input PBH spectrum used here is similar to that of Maki et al. (1996), whereas the accurate dimensionless absorption probability for the emitted species is taken into account instead of its high energy limit, and the possible presence of a QCD halo is also investigated.

5. Upper limit on the PBH density

5.1. Method

Of course, the previously mentioned uncertainties will clearly weaken the usual upper limits on PBH density derived from antiprotons. To derive a reliable upper limit, and to account for asymmetric error bars in data, we define a generalized χ^2 as

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\Phi^{\rm th}(Q_i) - \Phi_i^{\rm exp})^2}{(\sigma_i^{\rm exp+} + \sigma^{\rm th+}(Q_i))^2}\Theta(\Phi^{\rm th}(Q_i) - \Phi_i^{\rm exp}) + \sum_i \frac{(\Phi^{\rm th}(Q_i) - \Phi_i^{\rm exp})^2}{(\sigma_i^{\rm exp-} + \sigma^{\rm th-}(Q_i))^2}\Theta(\Phi_i^{\rm exp} - \Phi^{\rm th}(Q_i)),$$

where $\sigma^{\rm th+}$ and $\sigma^{\rm exp+}$ ($\sigma^{\rm th-}$ and $\sigma^{\rm exp-}$) are the theoretical and experimental positive (negative) uncertainties. Superimposed with BESS, CAPRICE and AMS

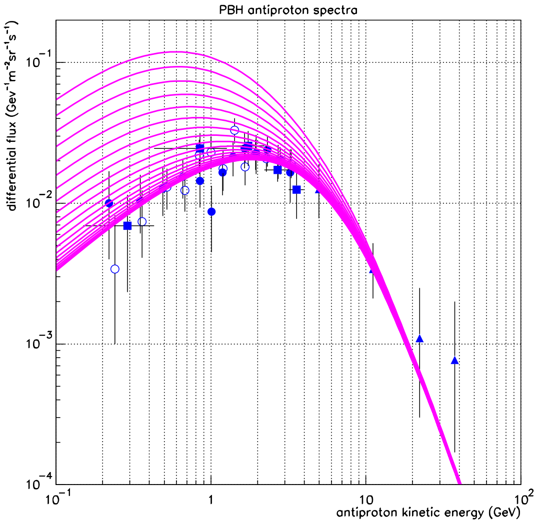


Fig. 6. Experimental data from BESS95 (filled circles), BESS98 (circles), CAPRICE (triangles) and AMS (squares) superimposed with mean theoretical PBH spectra for $\rho_\odot^{\rm PBH}$ between 5×10^{-35} g cm^{-3} (lower curve) and 10^{-32} g cm^{-3} (upper curves).

data (Orito et al. 2000; Maeno et al. 2000; CAPRICE Coll. 2001; Alcaraz et al. 2001), the full antiproton flux, including the secondary component and the primary component, is shown in Fig. 6 for 20 values of $\rho_\odot^{\rm PBH}$ logarithmically spaced between 5×10^{-35} and 10^{-32} g cm^{-3}. The *standard* mass spectrum is assumed and one astrophysical model is arbitrarily chosen, roughly corresponding to the average set of free parameters.

An upper limit on the primary flux for each value of the magnetic halo thickness is computed. The theoretical errors included in the χ^2 function come from nuclear physics (p+He $\rightarrow \bar{p}+X$ and He + He $\rightarrow \bar{p}+X$, Paper II) and from the astrophysical parameters analysis which were added linearly, in order to remain conservative. The resulting χ^2 leads to very conservative results as it assumes that limits on the parameters correspond to 1 sigma.

5.2. Results

Figure 7 gives the χ^2 as a function of $\rho_\odot^{\rm PBH}$ for $L = 3$ kpc. The horizontal lines correspond to 63% and 99% confidence levels. In this paper the statistical significance of such numbers should be taken with care: they only refer to orders of magnitude. As expected, the χ^2 value is constant for small PBH densities (only secondaries contribute to the flux) and is monotonically increasing without any minimum: this shows that no PBH (or any other primary source) term is needed to account for the observed antiproton flux.

Figure 8 gives the upper limits on the local density of PBHs as a function of L with the *standard* mass spectrum.

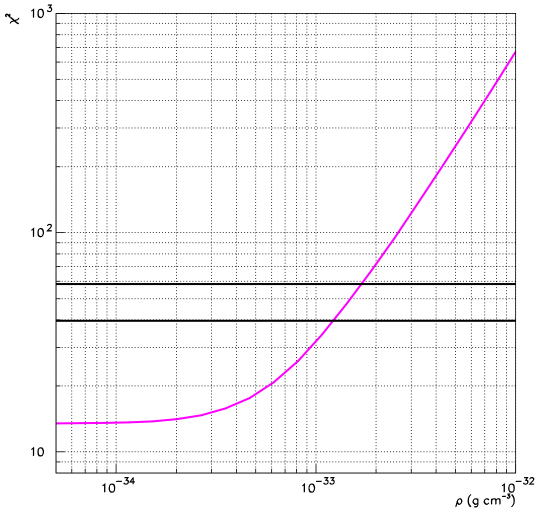


Fig. 7. χ^2 between the experimental data and the theoretical flux as a function of the local density of PBHs for a magnetic halo thickness of 3 kpc. The horizontal lines are 99% and 63% confidence levels.

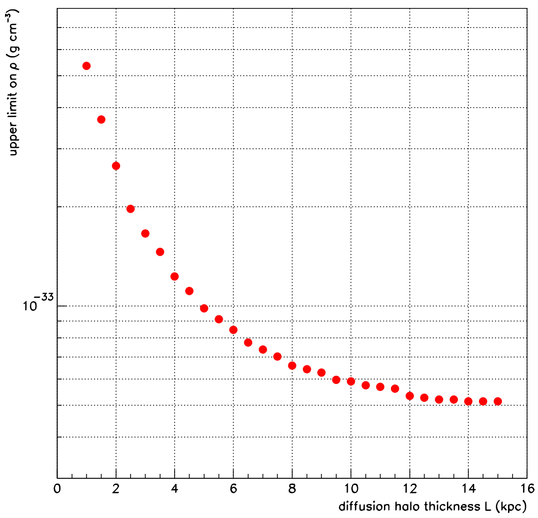


Fig. 8. Upper limits on the local density of PBHs as a function of the magnetic halo thickness L.

It is a decreasing function of the halo size because a larger diffusion region means a higher number of PBHs inside the magnetic zone for a given local density. Between $L = 1$ and $L = 15$ kpc (extreme astrophysical values), the 99% confidence level upper limit goes from 5.3×10^{-33} g cm^{-3} to 5.1×10^{-34} g cm^{-3}.

An important point shown in Sect. 2.2.2 is that we are sensitive only to PBHs with masses between 10^{12} g and 10^{14} g. The upper limit given here on the total local mass density of PBHs can therefore be given in a "safer" way as a numerical density of PBHs integrated between 10^{12} g and 10^{14} g. Although less interesting from the point of view of cosmology, this value has the great interest of being independent of the initial mass spectrum shape as this remains within the "increasing" part of the mass spectrum. The resulting numerical density is $n_{\odot\ \mathrm{PBH}} = 3.9 \times 10^{-51}$ cm^{-3} for $L = 3$ kpc.

If we take into account the possible QCD photosphere (see Fig. 3) around PBHs, the previous upper limit is substantially weakened: $\rho_{\odot}^{\mathrm{PBH}} < 1.2 \times 10^{-32}$ g cm^{-3} for the "usual" $L = 3$ kpc. In this case, gamma-rays are a much more powerful tool to study PBHs. It should, nevertheless, be emphasized that this model is still controversial. First of all, because the quarks and gluons which are below threshold for pion production seem to be simply ignored, then, the assumption that the Brehmsstrahlung interaction has a range of $1/m_{\mathrm{e}}$ could be wrong for hard interactions, which would lead to a great overestimation of the photosphere effect (Cline, private communication).

6. Discussion and future prospects

6.1. Comparison with other existing limits

Many upper limits on the PBH explosion rate have been derived thanks to 100 MeV, 1 TeV and 100 TeV γ-rays or low-energy antiprotons.

In the ultra-high energy range, a reliable search for short gamma-ray burst radiation from an arbitrary direction have been performed using the CYGNUS air-shower array (Alexandreas et al. 1993). No strong one-second burst was observed and the resulting upper limit is $\mathrm{d}N_{\odot\,\mathrm{exp}}^{\mathrm{PBH}}/\mathrm{d}t\,\mathrm{d}^3V \leq 0.9 \times 10^6$ year^{-1} pc^{-3}. Very similar results were derived by the Tibet (Amenomori et al. 1995) and the AIROBIC collaborations (Funk et al. 1995). TeV gamma-rays have also been used to search for short time-scale coincidence events. The bursts detected are compatible with the expected background and the resulting upper limit obtained with 5 years of data (Connaughton 1998) is $\mathrm{d}N_{\odot\,\mathrm{exp}}^{\mathrm{PBH}}/\mathrm{d}t\,\mathrm{d}^3V \leq 3 \times 10^6$ year^{-1} pc^{-3}.

The limit coming from antiprotons has been advocated to be far better: the previous study from Maki et al. (1996) gives $\mathrm{d}N_{\odot\,\mathrm{exp}}^{\mathrm{PBH}}/\mathrm{d}t\,\mathrm{d}^3V \leq 2 \times 10^{-2}$ year^{-1} pc^{-3}. However, we emphasize that this limit does not take into account the wide range of possible astrophysical uncertainties (in particular L, which can affect the limits by one order of magnitude). Moreover, we believe that the explosion rate is not the pertinent variable to use when comparing results from different approaches: threshold differences between experiments make the meaning of "explosion" very different. With a mass spectrum $\propto M^2$ for small masses, the number of exploding PBHs depends strongly on the value of the threshold. It makes the comparison of our results with the ones from Maki et al. very ambiguous. This is why we prefer to give our upper limit, nor as a local mass density, assuming a *standard* mass spectrum, $\rho_{\odot}^{\mathrm{PBH}} < 5.3 \times 10^{-33}$ g cm^{-3}, nor as a number density, independant of the mass spectrum shape outside the relevant interval, $n_\odot^{\rm PBH} < 1.3 \times 10^{-50}$ cm^{-3} (whatever L).

Gamma-rays in the 100 MeV region provide a sensitive probe for the presence of PBHs along the line of sight up to redshifts as large as $\sim$700. Gamma-rays in this energy range have little interaction with the intergalactic medium and can travel cosmological distances. The integration of the signal involves therefore a much larger scale than in the case of Milky Way antiprotons. It should also be pointed out that in this case most of the PBH population is involved as the dominant emission peaks above 100 MeV even at the present epoch. By matching the PBH cosmological emission to the extragalactic gamma-ray diffuse background (MacGibbon & Carr 1991), the limit $\Omega_{\rm PBH} \leq 1.8 \times 10^{-8}\, h^{-2}$ was obtained. Being mostly based on the assumption that a standard PBH mass spectrum holds above M_*, this result is robust. Our limit ($\rho_\odot^{\rm PBH} < 5.3 \times 10^{-33}$ g cm^{-3}) also requires the same assumption. It no longer depends on the details of cosmic-ray propagation as it corresponds to the minimal possible value of 1 kpc for L. This result is therefore quite conservative. In order to discuss it in the light of the gamma-ray constraints, it should be noticed that any PBH population is a particular form of cold dark matter. When the latter collapses to form galactic halos and the intra-cluster medium, PBHs merely follow the collapse. Their abundance in the solar neighbourhood should trace their cosmological contribution to the overall value of $\Omega_{\rm M} \sim 0.3-0.4$. Because a canonical isothermal halo has a solar density of $\sim$0.3 GeV cm^{-3} – $\sim 5.3 \times 10^{-25}$ g cm^{-3} – we infer an upper limit of $\sim 10^{-8}$ on the contribution of PBHs to the galactic – and as mentioned above to the cosmological – dark matter. Our antiproton bound translates into $\Omega_{\rm PBH} \leq 10^{-8}\, \Omega_{\rm M} \sim 4 \times 10^{-9}$. Such a constraint is comparable to the limit derived from gamma-ray considerations. Antiprotons are produced by PBHs that are exploding at the present epoch and the limit that they provide is complementary to the gamma-ray constraint.

6.2. Possible improvements on the antiproton limit

New data on stable nuclei along with a better understanding of diffusion models (see for example Donato et al., in preparation) could allow refinement of the propagation to constrain L. It is also important to notice that the colour emission treatment could probably be improved. Studying more accurately the colour field confinement and the effects of angular momentum quantization, it has been shown (Golubkov et al. 2000) that the meson emission is modified. These ideas have not yet been applied to baryonic evaporation.

Several improvements could be expected for the detection of antimatter from PBHs in the years to come. First, the AMS experiment (Barrau 2001) will allow, between 2005 and 2008, an extremely precise measurement of the antiproton spectrum. In the meanwhile, the BESS (Orito et al. 2001) and PAMELA (Straulino et al. 2001) experiments should gather new high-quality data. The solar modulation effect should be taken into account more precisely to discriminate between primary and secondary antiprotons as the shape of each component will not be affected in the same way. The effect of polarity should also be included (Asaoka et al. 2001).

To conclude, the antideuteron signal should also be studied as it could be the key-point to distinguish between PBH-induced and SUSY-induced antimatter in cosmic rays. Although the $\bar{p}$ emission due to the annihilation of supersymmetric dark matter would have nearly the same spectral characteristics as the PBH evaporation signal, the antideuteron production should be very different as coalescence schemes usually considered (Chardonnet et al. 1997) cannot take place between successive PBH jets.

Acknowledgements. The authors would like to thank J. H. Mc Gibbon for very helpful discussions and D. Page for providing the absorption cross-sections.

Appendix A: Computation of the primary galactic flux

The solution for a generic source term $q^{\rm prim}(r,z,E)$, is obtained by making the substitution

$$2\, h\, \delta(z)\, q^{\rm sec}(r,0,E) \quad \longleftrightarrow \quad q^{\rm prim}(r,z,E) \tag{A.1}$$

in Eq. (4). The Bessel expansion of this term now reads

$$q^{\rm prim}(r,z,E) \;=\; \sum_{i=1}^{\infty} q_i^{\rm prim}(z,E)\, J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right), \tag{A.2}$$

with (introducing $\rho \equiv r/R$)

$$q_i^{\rm prim}(z,E) = \frac{2}{J_1^2(\zeta_i)} \int_0^1 \rho\, q^{\rm prim}(\rho,z,E) J_0(\zeta_i \rho)\, {\rm d}\rho. \tag{A.3}$$

The procedure to find the solutions of Eq. (4) is standard (see Papers I, II and references therein). After Bessel expansion, the equation to be solved in the halo is

$$K \left[\frac{{\rm d}^2}{{\rm d}z^2} - \frac{V_{\rm c}}{K}\frac{\rm d}{{\rm d}z} - \frac{\zeta_i^2}{R^2}\right] N_i^{\bar{p},{\rm prim}}(z) = -q_i^{\rm prim}(z). \tag{A.4}$$

Using the boundary condition $N_i^{\bar{p}}(z=L) = 0$, and assuming continuity between disc and halo, we obtain

$$N_i^{\bar{p},{\rm prim}}(z) = \exp\left(\frac{V_{\rm c}(|z|-L)}{2K}\right) \frac{y_i(L)}{A_i \sinh(S_i L/2)} \left[\cosh(S_i z/2) + \frac{(V_{\rm c} + 2h\Gamma_{\bar{p}}^{\rm ine})}{K S_i A_i} \sinh(S_i z/2)\right] - \frac{y_i(z)}{K S_i} \tag{A.5}$$

where

$$y_i(z) \;=\; 2\int_0^z \exp\left(\frac{V_{\rm c}}{2K}(z-z')\right) \times \sinh\left(\frac{S_i}{2}(z-z')\right) q_i^{\rm prim}(z'){\rm d}z'. \tag{A.6}$$

In particular, at $z=0$ where fluxes are measured, we have

$$N_i^{\bar{p},{\rm prim}}(0) = \exp\left(\frac{-V_{\rm c} L}{2K}\right) \frac{y_i(L)}{A_i \sinh(S_i L/2)}\cdot \tag{A.7}$$

Appendix B: Sources located outside the diffusive halo

By definition, diffusion is much less efficient outside of the diffusive halo, so that antiprotons coming from these outer sources propagate almost freely, until they reach the diffusion box boundary. At this point, they start to interact with the diffusive medium and after travelling a distance of the order of the mean free path, their propagation becomes diffusive. Thus, the flux of incoming antiprotons gives rise to three thin sources located at the surfaces σ_1, σ_2 and σ_3 (see Fig. B.1), the first with a z distribution $\eta(z)$ which has non-zero values only for $z \sim L$ (the upper boundary of the diffusive volume), the second with a r distribution $\eta(r)$ which has non-zero values only for $r \sim R$ (the side boundary) and the third located at $z \approx -L$ (the lower boundary).

B.1. Solar density of antiprotons coming from external sources

Let us focus first on the top and bottom surfaces σ_1 and σ_3 located at $z \sim L$. As expression (7) was obtained for a symmetrical source term, the corresponding external source term can be directly written as

$$q^{\rm ext}(r,z) = \mathcal{F}^{\rm inc}(r)\eta(L-z) \quad \text{with} \quad \int \eta(z)\mathrm{d}z = 1$$

where $\eta(z)\mathrm{d}z$ is the probability for an incoming nucleus to interact with the diffusive medium in the layer comprised between distances z and $z+\mathrm{d}z$ from the boundary, and $\mathcal{F}^{\rm inc}(r)$ is the antiproton flux coming from outside the diffusive halo. The function $\eta(z)$ is expressed in kpc^{-1}. Using the fact that the surface source is located around small values of $u \equiv L-z$, insertion of the above relation in formula (8) gives

$$y_i^{\rm ext}(L) \approx 2\mathcal{F}_i^{\rm inc}\frac{S_i}{2}\int u\eta(u)\mathrm{d}u = \mathcal{F}_i^{\rm inc}(r)S_i\bar{u}$$

where $\mathcal{F}_i^{\rm inc}$ is the Bessel transform of $\mathcal{F}^{\rm inc}(r)$ and where the mean free path $\bar{u} = \int u\eta(u)\mathrm{d}u$ has been introduced, so that (7) becomes

$$N_i^{\rm ext}(0) = \exp\left(\frac{-V_{\rm c}L}{2K}\right)\frac{\mathcal{F}_i^{\rm inc}S_i\bar{u}}{A_i\sinh(S_iL/2)}. \tag{B.1}$$

Before turning to the computation of the incoming flux $\mathcal{F}^{\rm inc}(r)$ at the box boundary, we can make a remark about the above expression. If galactic wind and spallations are neglected, it can be simplified into

$$N_i^{\rm ext}(0) \approx \frac{\mathcal{F}_i^{\rm inc}\bar{u}}{K\cosh(\zeta_iL/R)}.$$

It occurs that the diffusion coefficient K and the mean free path $\bar{u}$ are related in a way that depends on the microscopic details of the diffusion process. For hard spheres diffusion, $\bar{u} = 3K/v$ so that

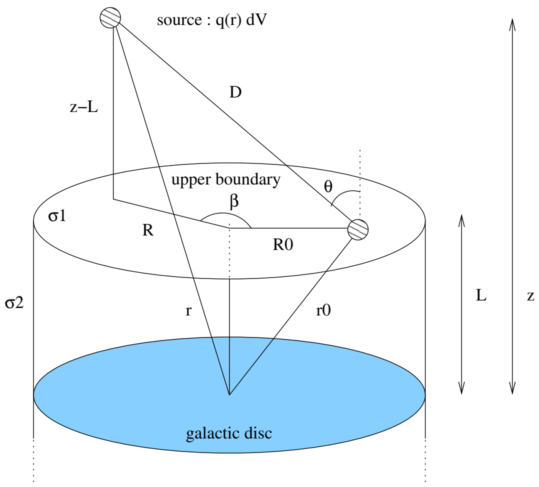
$$N_i^{\rm ext}(0) \approx \frac{3\mathcal{F}_i^{\rm inc}}{v\cosh(\zeta_iL/R)}.$$

The physical interpretation of this expression is interesting: for low Bessel indices i, i.e. for large spatial scales, the $\cosh(\zeta_iL/R)$ term is close to unity and the Bessel terms in the disk density are proportional to those in the source term. For large Bessel indices i, i.e. for small spatial scales, the Bessel terms are exponentially lowered in the disk density compared to the source term. The small scale variations of the source are filtered out by the diffusion process. This filtering is more efficient for large values of the diffusion zone height L.

In the following, we show the results for the full expression

$$N_i^{\rm ext}(0) = \exp\left(\frac{-V_{\rm c}L}{2K}\right)\frac{\mathcal{F}_i^{\rm inc}S_i3K}{\beta cA_i\sinh(S_iL/2)} \tag{B.2}$$

where the hard sphere expression has been used for $\bar{u}$.



B.2. Computation of the incoming flux $\mathcal{F}^{inc}(r)$ from external sources

The flux of nuclei reaching the surface from a source located outside the diffusive halo is

$$\mathrm{d}\mathcal{F}^{\rm inc} = \cos\theta\,\frac{q_{\rm PBH}(\boldsymbol{r})\,\mathrm{d}V}{4\pi D^2}.$$

The integration over the angular coordinate β is performed using the property (see Gradshteyn 1980)

$$\int_0^\pi \frac{\mathrm{d}\beta}{(a-b\cos\beta)^{3/2}} = \frac{2\boldsymbol{E}(x)}{(a-b)\sqrt{a+b}}$$

where $\boldsymbol{E}$ is the elliptic function (denoted $R_{\rm F}$ in Numerical Recipes, 1992) and where $x \equiv \sqrt{2b/(a+b)}$. Finally, we can write

$$\mathcal{F}^{\rm inc}(r) = \int_{R=0}^{\infty}\int_{z=L}^{\infty}\frac{q_{\rm PBH}(\boldsymbol{r})}{4\pi} \times \frac{2\boldsymbol{E}(x)\,(z-L)\,R\,\mathrm{d}R\,\mathrm{d}z}{((z-L)^2+(R-R_0)^2)\sqrt{(z-L)^2+(R+R_0)^2}}.$$

Table B.1. Fraction $N_{\rm ext}/N_{\rm tot}$ of the antiproton density in the solar neighbourhood due to the external primary sources, for the PBH density profiles discussed in the text. The relevant cross-sections for antiproton spallations have been considered in the A_i term, and a kinetic energy of 1 GeV has been assumed. The results are not very sensitive to this particular energy value.

	$V_c = 0\,\mathrm{km\,s^{-1}}$		$V_c = 10\,\mathrm{km\,s^{-1}}$	
density profile	$L = 1\,\mathrm{kpc}$	$L = 5\,\mathrm{kpc}$	$L = 1\,\mathrm{kpc}$	$L = 5\,\mathrm{kpc}$
Moore	1.7×10^{-4}	4.9×10^{-6}	4.9×10^{-6}	4.0×10^{-15}
NFW	1.8×10^{-4}	5.4×10^{-6}	5.4×10^{-6}	4.3×10^{-15}
Modified isothermal	2.5×10^{-4}	9.3×10^{-6}	1.5×10^{-5}	7.0×10^{-15}
Isothermal ($a = 1$ kpc)	1.7×10^{-4}	4.3×10^{-6}	1.0×10^{-5}	3.6×10^{-15}

This quantity is then numerically computed and Bessel-transformed to be incorporated in Eq. (B.2).

B.3. Conclusion: The external contribution is negligible

The contribution of these external sources is shown in Table B.1 for $L = 1\,\mathrm{kpc}$ (the lowest value we allowed) and $L = 5\,\mathrm{kpc}$, with or without galactic wind. It is larger for lower halo heights L, but it is always less than 10^{-4} and it can be safely neglected.

Similar results apply to the side boundary σ_2 which is about $R_{\rm gal} - R_\odot \sim 12$ kpc away. Roughly, the contribution is the same order of magnitude that would be obtained with a thin source σ_1 located at $z = 12$ kpc, which can be neglected as discussed above.

Note also that we present here only two combinations of V_c and L to derive the surface contribution, but all the good sets of propagation parameters used throughout this paper (and also in Papers I and II) point towards the same values, which are not larger than those derived in Table 1. We can thus conclude that primary surface contributions are negligible in all cases.

References

Alcaraz, J., et al., The AMS Coll., 2001, Phys. Rep., to be published
Alexandreas, D. E., Allen, G. E., Berley, D., et al. 1993, Phys. Rev. Lett., 71, 2524
Alexeyev, S. O., Sazhin, M. V., & Pomazanov, M. V. 2001, Int. J. Mod. Phys. D, 10, 225
Amenomori, M., et al. 1995, Proc 24th ICRC, Rome, 2, 112
Asaoka, Y., et al. 2001, Proceedings of ICRC, 2001
Barrau, A. 2000, Astropart. Phys., 12, 269
Barrau, A. 2001, Proceedings of the Rencontres de Moriond, Very High Energy Phenomena in the Universe, Les Arcs, France (January 20-27, 2001) [astro-ph/0106196]
Barrau, A., & Alexeyev, S. 2001, SF2A Meeting Proceedings (EDP Sciences)
Bergström, L., Edsjö, J., & Ullio, P. 1999, ApJ, 526, 215
Beuermann, K., Kanbach, G., & Berkhuijsen, E. M. 1985, A&A, 153, 17
Bugaev, E. V., & Konishchev, K. V. 2001, preprint [astro-ph/0103265]
Calcaneo-Roldan, C., & Moore, B. 2000, Phys. Rev. D, 62, 123 005
Canuto, V. 1978, MNRAS, 184, 721
The CAPRICE coll. 2001, ApJ, submitted [astro-ph/0103513]
Carr, B. J., & Hawking, S. W. 1974, MNRAS, 168, 399
Carr, B. J. 1975, ApJ, 201, 1
Carr, B. J. 2001, Lecture delivered at the Nato Advanced Study Institute, Erice 6th-17th December 2000, ed. H. J. de Vega, I. Khalatnikov, & N. Sanchez
Chardonnet, P., Orloff, J., & Salati, P. 1997, Phys. Lett. B, 409, 313
Choptuik, M. W. 1993, Phys. Rev. Lett., 70, 9
Cline, J. M., Mostoslavsky, M., & Servant, G. 1999, Phys. Rev. D, 59, 063009
Connaughton, V. 1998, Astropart. Phys., 8, 179
Debattista, V. P., & Sellwood, J. A. 1998, ApJ, 493 L5
Debattista, V. P., & Sellwood, J. A. 2000, ApJ, 543, 704
Dogiel, V. A. 1991, IAU Symp., 144, 175
Donato, F., Fornengo, N., & Salati, P. 2000, Phys. Rev. D, 62, 043 003
Donato, F., Maurin, D., Salati, P., et al. 2001, ApJ, 563, 172 (Paper II)
Donato, F., Maurin, D., & Taillet, R. 2002, A&A, 381, 539
Frolov, V. P., & Novikov, I. D. 1998, Black Hole Physics (Kluwer Academic Publishers), Fundamental Theories of Physics
Funk, B., et al. 1995, Proc 24th ICRC, Rome, 2, 104
Gaisser, T. K., & Schaefer, R. K. 1992, ApJ, 394, 174
Ghez, A. M., Klein, B. L., Morris, M., & Becklin, E. E. 1998, ApJ, 509, 678
Gibbons, G. W. 1975, Comm. Math. Phys., 44, 245
Giudice, G. F., Kolb, E. W., & Riotto, A. 2001, Phys. Rev. D, 64, 023 508
Golubkov, D. Yu., Golubkov, Yu. A., & Khlopov, M. Yu. 2000, Gravitation & Cosmology (supplement), 6, 101
Gondolo, P., & Silk, J. 1999, PRL, 83, 1719
Gradshteyn, I. S., Ryzhik, I. M. 1980, Table of Integrals, Series, ans Products (Academic Press)
Han, J. L., Manchester, R. N., Berkhuijsen, E. M., & Beck, R. 1997, A&A, 322, 98
Harrison, E. R. 1970, Phys. Rev. D, 1, 2726
Hawking, S. W. 1971, MNRAS, 152, 75
Hawking, S. W. 1974, Nature, 248, 30
Hawking, S. W. 1975, Comm. Math. Phys., 43, 199
Hawking, S. W. 1982, Phys. Rev. D, 26, 2681
Hawking, S. W. 1989, Phys. Lett. B, 231, 237
Heckler, A. F. 1997, Phys. Rev. D, 55, 480
Kanazawa, T., Kawasaki, M., & Yanagida, T. 2000, Phys. Lett. B, 482, 174
Kim, H. I. 2000, Phys. Rev. D, 62, 063 504
Kotok, E., & Naselsky, P. 1998, Phys. Rev. D, 58, 103 517
MacGibbon, J. H., & Carr, B. J. 1991, ApJ, 371, 447
MacGibbon, J. H. 1991, Phys. Rev. D, 44, 376
MacGibbon, J. H., & Webber, B. R. 1990, Phys. Rev. D, 31, 3052

Maki, K., Mitsui, T., & Orito, S. 1996, Phys. Rev. Lett., 76, 19
Maurin, D., Donato, F., Taillet, R., & Salati, P. 2001, ApJ, 555, 585 (Paper I)
Maeno, T., et al. (BESS Coll.) 2000 [astro-ph/0010381]
McDonald, J. 2000, Phys. Rev. Lett., 84, 4798
Mitsui, T., Maki, K., & Orito, S. 1996, Phys. Lett. B, 389, 169
Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., et al. 1999, ApJ. Lett., 524, L19
Nakamura, T., Sasaki, M., Tanaka, T., & Thorne, K. S. 1997, ApJ, 487, L139
Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, ApJ, 462, 563
Niemeyer, J. C., & Jedamzik, K. 1999, Phys. Rev. D, 59, 124013
Orito, S., et al. (BESS Coll.) 2000, Phys. Rev. Lett., 84, 1078
Orito, S., Maeno, T., Matsunaga, H., et al. 2001, Adv. Space Res., 26, 1847
Page, D. N. 1976, Ph.D. Thesis, Caltech
Page, D. N. 1977, Phys. Rev. D, 16, 2402
Parikh, M. K., & Wilczek, F. 2000, Phys. Rev. Lett., 85, 24
Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P. 1992, Numerical recipes in C (Cambridge University) Press
Straulino, S., et al. 2001, 9th Vienna Conference on Instrumentation - 19-23 February 2001, Vienna, Austria
Tjöstrand, T. 1994, Comput. Phys. Commun., 82, 74
Webber, W. R., Lee, M. A., & Gupta, M. 1992, ApJ, 390, 96

9.2 Rayons gammas

Outre les antiprotons, les trous noirs primordiaux en évaporation doivent également émettre des rayons gamma. Ceux-ci proviennent non seulement de l'émission directe, mais aussi de la désintégration des pions neutres. Ces derniers sont numériquement dominants dans la mesure où le nombre de degrés de liberté hadroniques est nettement plus important (78 au total pour les quarks et les gluons, en tenant compte du spin, de la charge et de la couleur) que les deux états de polarisation du photon. La gamme d'énergie la plus intéressante en gamma est au voisinage de 100 MeV, ceci pour deux raisons. D'abord parce que c'est l'énergie à laquelle le spectre intégré des trous noirs primordiaux devient plus mou et passe d'un comportement en E^{-1} à un comportement en E^{-3} (cet effet est essentiellement dû à la fragmentation des partons en pions qui change de régime au-delà de l'échelle de confinement de QCD ainsi qu'à la contribution *redshiftée* des trous noirs lointains [105]). Ensuite, parce que c'est une énergie à laquelle l'Univers est extrêmement transparent : les photons de 100 MeV voyagent pratiquement sans interactions.

Nous avons reconsidéré l'émission gamma et les contraintes qui en résultent de façon à tenir compte de nouveaux développements [106]. Le flux au niveau de la Terre peut s'écrire :

$$\frac{d^2\Phi}{dEdt} = \frac{1}{2}\int_{t_{form}}^{t_0}\left(\frac{R(t)}{R_{form}}\right)^{-3} e^{-\tau(t,E)}\int_{M_*(t)}^{\infty}\frac{d^2\phi}{dEdt}\left(M(t,M_i), E'=E\frac{R_0}{R}\right)\frac{d^2n}{dM_idV}dM_icdt$$

où t_{form} est l'époque de formation, t_0 est l'âge de l'Univers, τ est la profondeur optique, $R(t)$ est le facteur d'échelle au temps t, ϕ est le flux individuel d'un trou noir en gammas, $M_*(t)$ est la masse initiale d'un trou dont le temps de vie est $(t_0 - t)$ et d^2n/dM_idV est le spectre de masse initial. Cette relation tient compte de différents effets :

- la dilution des trous noirs depuis leur formation (rapport des facteurs d'échelle au cube).
- l'absorption des gammas (concrètement, τ est ici considérée comme infini pour $z > 700$ et nulle pour $z < 700$ [107]).
- le décalage spectral entre le flux à l'émission et le flux à la détection.
- l'évolution des sources : $M(t) \approx (M_i^3 - 1.6\times10^{26}D(M_i)t)^{1/3}$ où $D(M_i)$ rend compte du nombre de degrés de liberté accessibles et est normalisé à l'unité pour les trous noirs n'émettant que des quanta sans masse [108]. Cette loi s'obtient très simplement par intégration du taux de perte de masse qui, lui-même, résulte d'une intégration du spectre de Hawking multiplié par l'énergie.

Lorsqu'on tient compte à la fois de l'émission directe et de l'émission indirecte, cela se traduit pour le spectre mesuré au niveau de la Terre, en fonction de la densité de trous noirs primordiaux, par [107] :

$$\Phi_{PBH}(100\text{ MeV}) = 7.5\times10^{-6}\Omega_{PBH}\ \text{GeV}^{-1}\text{cm}^{-3}.$$

Lorsque cette valeur est comparée aux mesures obtenues par le détecteur EGRET, à bord du satellite Compton, cela conduit à [107] : $\Omega_{PBH} < 1.0\times10^{-8}$, améliorant notablement les limites précédentes [105].

Cette approche peut être raffinée si l'on tient compte, comme nous l'avons fait pour les antiprotons, du fond gamma attendu puisque le résultat précédent se cantonne à requérir un flux venant des trous noirs primordiaux, inférieur au flux expérimentalement mesuré, sans tenir compte des sources connues. En évaluant la contribution venant des blazars non résolus et de l'émission des galaxies, Pavlidou & Fields [109] ont estimé la contribution extra-galactique minimale au fond diffus gamma à 100 MeV. La première a été calculée en utilisant le modèle de Stecker-Salamon et la seconde est supposée proportionnelle au taux de formation des étoiles massives (qui est, lui-même, proportionnel au taux d'explosion des supernovae) puisqu'il est dû aux interactions des rayons cosmiques avec le gaz diffus. Ce fond vaut, à 100 MeV : $\Phi_{TH} = 5.45\times10^{-14}$ cm^{-3}GeV^{-1}. En demandant $\Phi_{PBH} + \Phi_{TH} < \Phi_{EGRET}$, où Φ_{EGRET} est le flux mesuré à 100 MeV [110], on peut obtenir une nouvelle limite supérieure sur le flux des trous noirs qu'il est possible de traduire en une limite supérieure sur leur densité. Afin d'évaluer celle-ci de façon conservative, la normalisation et l'indice spectral des ajustements du flux mesuré d'EGRET sont choisis (dans les barres d'erreurs) de façon à conduire au flux maximum : $\Phi_{EGRET} < 7.94 \times 10^{-14}$ cm^{-3}GeV^{-1}. Cela conduit à : $\Omega_{PBH} < 3.3 \times 10^{-9}$, ce qui constitue la meilleure limite sur la densité de trous noirs primordiaux actuellement disponible, quel que soit le canal choisi. Cette valeur est assez proche de celle obtenue dans l'étude consacrée aux antiprotons et présentée dans le chapitre précédent. Elle est néanmoins complémentaire car elle repose sur des phénomènes physiques dans une large mesure indépendants : les gammas ici considérés ne sont plus piégés dans la galaxie mais intégrés jusqu'à une fraction considérable du rayon de Hubble et la gamme de masse prépondérante est légèrement plus grande (la masse des pions neutres étant inférieure à celle des protons, le température nécessaire pour les produire est inférieure).

Il sera montré ultérieurement que ces limites supérieures peuvent se traduire en termes de limites sur la fraction de masse de l'Univers subissant un effondrement en trou noir. Avec le formalisme exposé dans le chapitre *"Inflation et trous noirs primordiaux"*, la valeur de Ω_{PBH} ici dérivée se traduit par : $\beta(M_*) < 1.3 \times 10^{-26}$ où :

$$\beta(M_H) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_H(t_k)} \int_{\delta_{min}}^{\delta_{max}} e^{-\frac{\delta^2}{2\sigma_H^2(t_k)}}\,\mathrm{d}\delta \approx \frac{\sigma_H(t_k)}{\sqrt{2\pi}\,\delta_{min}} e^{-\frac{\delta_{min}^2}{2\sigma_H^2(t_k)}} \; ,$$

avec t_k le temps auquel le mode considéré ré-entre dans l'horizon, δ le contraste de densité ($\delta_{min} \approx 0.7$), M_H la masse de Hubble à t_k et $\sigma_H^2(t_k) \equiv \sigma^2(R)|_{t_k}$ où $\sigma^2(R) \equiv < (\frac{\delta M}{M})_R^2 >$ est calculé avec un filtre "fenêtre" avec $R = \frac{H^{-1}}{a}|_{t_k}$. Le lien entre Ω et β est donné par [111] :

$$\Omega_{PBH}(M)h^2 = 6.35 \times 10^{16} \times \beta(M) \left(\frac{10^{15}g}{M}\right).$$

La valeur de β, très faible, ainsi obtenue montre que le contraste de densité du spectre de fluctuation était faible pour les petites échelles. Les conséquences cosmologiques directes seront données dans les chapitres suivants.

9.3 Antideutérons primaires

Pour aller au-delà des limites supérieures et ouvrir une nouvelle voie de détection des trous noirs primordiaux, nous proposons d'étudier des entités émises plus rarement que les antiprotons, mais présentant un bien meilleur rapport signal sur bruit : les antideutérons. Cette démarche a déjà été utilisée pour la recherche de matière noire supersymétrique [112] et nous l'appliquons ici aux trous noirs primordiaux de façon notablement différente. L'idée consiste à tenir compte de ce que la probabilité de coalescence d'un antiproton et d'un antineutron au sein d'un jet hadronique émanent d'un trou noir est faible mais non nulle ! L'intérêt de ce signal réside dans la faiblesse du fond secondaire à basse énergie, pour des raisons cinématiques [113] : le seuil de production d'un antideutéron par spallation de situant à 15.96 GeV, soit 2.4 fois au-dessus de celui de création d'un antiproton, il défavorise considérablement la possibilité de création de $\bar{D}$ à basse énergie (dans le référentiel galactique).

Nous avons implémenté le schéma de coalescence directement dans le code de simulation de fragmentation PYTHIA/JETSET. Pour ce faire, il est nécessaire de tenir rigoureusement compte de ce que l'impulsion de coalescence (*i.e.* la différence d'impulsion entre l'antiproton et l'antineutron maximale donnant naissance à un antideutéron) n'est pas invariante de Lorentz et de la *"booster"* dans le référentiel du jet. Cette impulsion étant mal connue (les données nucléaires disponibles présentent des valeurs variant entre 60 MeV/c et 270 MeV/c), elle est laissée comme un paramètre libre dans notre modèle, d'autant plus important que la quantité de $\bar{D}$ produits varie avec le cube de celle-ci. Les fonctions de fragmentation en antideutérons étant ainsi évaluées, nous les convoluons avec le spectre de Hawking et avec le spectre de masse des trous noirs pour obtenir un flux. Celui-ci est propagé dans le cadre du schéma diffusif à deux zones et modulé pour conduire au signal observable au niveau de l'atmosphère. Les paramètres astrophysiques du modèle sont, là-encore, contraints à l'aide de l'étude des noyaux présents dans le rayonnement cosmique [15] et permettent une étude statistique réaliste. En tenant compte des incertitudes, de façon conservative, nous présentons, en fonction des 3 variables libres (la densité locale de trous noirs, le rayon de coalescence et la taille du halo magnétique), l'espace de paramètres accessible à l'expérience AMS. Pour un choix raisonnable de ces grandeurs, la sensibilité devrait être un ordre de grandeur environ meilleure que ce qui est aujourd'hui accessible. A titre de prospective, nous montrons également la sensibilité du projet GAPS [114] qui ambitionne de mesurer l'émission de désexcitation des atomes exotiques formés par capture des noyaux d'antimatière.

Il est important de mentionner qu'un point reste à étudier pour parachever cette étude : le bruit de fond instrumental. Nous avons, en effet, tenu compte du fond astrophysique (*i.e.* des antideutérons secondaires de spallation) mais pas des erreurs instrumentales (*i.e.* des noyaux identifiés comme des antideutérons par l'instrument mais étant en fait des antiprotons ou des deutérons). Il est probable que cette composante soit loin d'être négligeable mais son évaluation correcte requiert une simulation complète d'AMS (et non pas seulement du RICH) qui n'est pas encore disponible. Ce point est donc à compléter dans les années à venir.

Finalement, on peut noter que, même si AMS ne détecte aucun antideutéron à basse énergie signant une source exotique, la situation est différente de celle des antiprotons (outre le fait que la limite supérieure sera bien sûr abaissée). Dans le premier cas, une amélioration de la sensibilité instrumentale ne changera plus significativement les choses puisque les données sont d'ores et déjà expliquées par le modèle. Dans le second cas, au contraire, la limite est essentiellement instrumentale et une expérience de plus grande acceptance pourra aller plus loin : la fenêtre est encore large !

A&A 398, 403–410 (2003)
DOI: 10.1051/0004-6361:20021588

Astronomy & Astrophysics

Antideuterons as a probe of primordial black holes

A. Barrau[1,3], G. Boudoul[1,3], F. Donato[2,5], D. Maurin[2], P. Salati[2,4], I. Stéfanon[1,3], and R. Taillet[2,4]

[1] ISN Grenoble, 53 av des Martyrs, 38026 Grenoble Cedex, France
[2] LAPTH, BP 110, 74941 Annecy-le-Vieux, France
[3] Université Joseph Fourier, 38000 Grenoble, France
[4] Université de Savoie, 73011 Chambéry, France
[5] Università degli Studi di Torino and INFN, Torino, Italy

Received 19 July 2002 / Accepted 17 October 2002

Abstract. In most cosmological models, primordial black holes (PBH) should have formed in the early Universe. Their Hawking evaporation into particles could eventually lead to the formation of antideuterium nuclei. This paper is devoted to a first computation of this antideuteron flux. The production of these antinuclei is studied with a simple coalescence scheme, and their propagation in the Galaxy is treated with a well-constrained diffusion model. We compare the resulting primary flux to the secondary background, due to the spallation of protons on the interstellar matter. Antideuterons are shown to be a very sensitive probe for primordial black holes in our Galaxy. The next generation of experiments should allow investigators to significantly improve the current upper limit, nor even provide the first evidence of the existence of evaporating black holes.

Key words. black hole physics – cosmology: miscellaneous

1. Introduction

Very small black holes could have formed in the early Universe from initial density inhomogeneities (Hawking 1971), from phase transition (Hawking 1982), from collapse of cosmic strings (Hawking 1989) or as a result of a softening of the equation of state (Canuto 1978). It was also shown by Choptuik (Choptuik 1993) and, more recently, studied in the framework of double inflation (Kim 2000), that PBHS could even have formed by near-critical collapse in the expanding Universe.

The interest in primordial black holes has been revived in the last years for several reasons. On the one hand, new experimental data on gamma-rays (Connaughton 1998) and cosmic rays (Barrau et al. 2002) together with the construction of neutrino detectors (Bugaev & Konishchev 2001), of extremely high-energy particle observatories (Barrau 2000) and of gravitational waves interferometers (Nakamura et al. 1997) give interesting investigational means to look for indirect signatures of PBHS. On the other hand, primordial black holes have been used to derive interesting limits on the scalar fluctuation spectrum on very small scales, extremely far from the range accessible to CMB studies (Kim et al. 1999; Blais et al. 2002). It was also found that PBHS are a useful probe of the early Universe with a varying gravitational constant (Carr 2000). Finally, significant progress has been made in the understanding of the evaporation mechanism itself, both at usual energies (Parikh & Wilczek 2000) and in the near-Planckian tail of the spectrum (Barrau & Alexeyev 2001; Alexeyev et al. 2001; Alexeyev et al. 2002).

Send offprint requests to: A. Barrau, e-mail: barrau@isn.in2p3.fr

For the time being there is no evidence in experimental data in favour of the existence of PBHS in our Universe. Only upper limits on their number density or on their explosion rate have been obtained (Barrau et al. 2002; MacGibbon & Carr 1991). As the spectra of gamma-rays, antiprotons and positrons can be well explained without any new physics input (e.g. PBHS or annihilating supersymmetric particles) there is no real hope for any detection in the forthcoming years using those cosmic-rays. The situation is very different with antideuterons which could be a powerful probe used to search for exotic objects, as the background is extremely low below a few GeV (Chardonnet et al. 1997; Donato et al. 2000). Such light antinuclei could be the only way to find PBHS or to improve the current limits. This paper is organized along the same guidelines as our previous study on PBH antiprotons (Barrau et al. 2002), to which the reader is referred for a full description of the source and propagation model used. The main difference is the necessity to consider a coalescence scheme for the antideuteron production. We compute the expected flux of antideuterons for a given distribution of PBHS in our Galaxy, propagate the resulting spectra in a refined astrophysical model whose parameters are strongly constrained and, finally, give the possible experimental detection opportunities with the next generation of experiments as a function of the uncertainties on the model.

2. Antideuterons emission

2.1. Hawking process and subsequent fragmentation

The Hawking black hole evaporation process can be intuitively understood as a quantum creation of particles from the vacuum by an external field. The basic characteristics can be easily seen through a simplified model (see Frolov & Novikov 1998 for more details) which allowed Schwinger to derive, in 1951, the rate of particle production by a uniform electric field and remains correct, at the intuitive level, for black hole evaporation. If we focus on a static gravitational field, it should be taken into account that the energy of a particle can be written as $E = -p_\mu \xi^\mu$, where p^μ is the four-momentum and ξ^μ is the Killing vector. The momentum being a future-directed timelike vector, the energy E is always positive in the regions where the Killing vector is also future-directed and timelike. If both particles were created in such a region, their total energy would not vanish and the process would, therefore, be forbidden by conservation of energy. As a result, a static gravitational field can create particles only in a region where the Killing vector is spacelike. Such a region lies inside the Killing horizon, i.e. the $\xi^2 = 0$ surface, which is the event horizon in a static spacetime. This basic argument shows that particle creation by a gravitational field in a static spacetime (this is also true in a stationary case) is possible only if it contains a black hole. Although very similar to the effect of particle creation by an electric field, the Hawking process has a fundamental difference: since the states of negative energy are confined inside the hole, only one of the created particles can appear outside and reach infinity.

The accurate emission process, which mimics a Planck law, was derived by Hawking, using the usual quantum mechanical wave equation for a collapsing object with a postcollapse classical curved metric instead of a precollapse Minkowski one (Hawking 1975). He found that the emission spectrum for particles of energy Q per unit of time t is, for each degree of freedom:

$$\frac{\mathrm{d}^2N}{\mathrm{d}Q\mathrm{d}t} = \frac{\Gamma_s}{h\left(\exp\left(\frac{Q}{h\kappa/4\pi^2c}\right) - (-1)^{2s}\right)} \tag{1}$$

where contributions of angular velocity and electric potential have been neglected since the black hole discharges and finishes its rotation much faster than it evaporates (MacGibbon & Webber 1975; Page 1977). κ is the surface gravity, s is the spin of the emitted species and Γ_s is the absorption probability. If we introduce the Hawking temperature (one of the rare physical formulæ using all the fundamental constants) defined by

$$T = \frac{hc^3}{16\pi kGM} \approx \frac{10^{13}\mathrm{g}}{M}\,\mathrm{GeV} \tag{2}$$

the argument of the exponent becomes simply a function of Q/kT. Although the absorption probability is often approximated by its relativistic limit

$$\lim_{Q\to\infty} \Gamma_s = \frac{108\pi^2G^2M^2Q^2}{h^2c^6} \tag{3}$$

we took into account in this work its real expression for non-relativistic particles:

$$\Gamma_s = \frac{4\pi\sigma_s(Q,M,\mu)}{h^2c^2}(Q^2 - \mu^2) \tag{4}$$

where σ_s is the absorption cross-section computed numerically (Page 1976) and μ the rest mass of the emitted particle. Even if this mass effect is partially compensated by the pseudo-oscillating behaviour of the cross-section and remains at the level of a correction, we found some substantial discrepancies between the geometric limit and the numerical calculation which justifies this technical complication.

As was shown by MacGibbon and Webber (MacGibbon & Webber 1990), when the black hole temperature is greater than the quantum chromodynamics confinement scale Λ_{QCD}, quark and gluon jets are emitted instead of composite hadrons. To evaluate the number of emitted antinucleons $\bar{N}$, one therefore needs to perform the following convolution:

$$\frac{\mathrm{d}^2N_{\bar{N}}}{\mathrm{d}E\mathrm{d}t} = \sum_j \int_{Q=E}^{\infty} \alpha_j \frac{\Gamma_{s_j}(Q,T)}{h}\left(\mathrm{e}^{\frac{Q}{kT}} - (-1)^{2s_j}\right)^{-1} \times \frac{\mathrm{d}g_{j\bar{N}}(Q,E)}{\mathrm{d}E}\mathrm{d}Q \tag{5}$$

where α_j is the number of degrees of freedom, E is the antinucleon energy and $\mathrm{d}g_{j\bar{N}}(Q,E)/\mathrm{d}E$ is the normalized differential fragmentation function, i.e. the number of antinucleons between E and $E + \mathrm{d}E$ created by a parton jet of type j and energy Q. The fragmentation functions have been evaluated with the high-energy physics frequently-used event generator PYTHIA/JETSET (Tjöstrand 1994). This program is based on the so-called string fragmentation model (developed by the Lund group) which is an explicit and detailed framework where the long-range confinement forces are allowed to distribute the energies and flavours of a parton configuration among a collection of primary hadrons. It has received many improvements related, e.g., to parton showers, hard processes, Higgs mechanisms and it is now in excellent agreement with experimental data.

2.2. Coalescence scheme

In the context of proton-nucleus collisions it was suggested that, independently of the details of the deuteron formation mechanism, the momentum distribution of deuterons should be proportional to the product of the proton and neutron momentum distributions (see Csernai & Kapusta 1986 for a review). This was based on phase space considerations alone: the deuteron density in momentum space is proportional to the product of the proton density and the probability of finding a neutron within a small sphere of radius p_0 around the proton momentum. Thus:

$$\gamma\frac{\mathrm{d}^3N_d}{\mathrm{d}k_d^3} = \frac{4\pi}{3}p_0^3\left(\gamma\frac{\mathrm{d}^3N_p}{\mathrm{d}k_p^3}\right)\left(\gamma\frac{\mathrm{d}^3N_n}{\mathrm{d}k_n^3}\right) \tag{6}$$

where p_0 is the coalescence momentum which must be determined from experiments. The very same arguments can be used for antideuterons resulting from an antiproton and antineutron momentum distribution. In our case, the coalescence scheme has to be implemented directly within the PBH jets as no nuclear collision is involved. We defined the following procedure:

- for each hadronic jet resulting from a parton emitted by a PBH, we search for antiprotons;
- if an antiproton is found within the jet, we search for antineutrons;

- if an antineutron is also found within the same jet, we compare their momenta;
- if the difference of the antiproton and antineutron momenta is smaller than the coalescence momentum p_0, we consider that an antideuteron should be formed.

As the coalescence momentum p_0 is not Lorentz invariant, the condition must be implemented in the correct frame, namely in the antiproton-antineutron center of mass frame instead of the laboratory one. Figure 1 gives the differential spectrum of antiprotons resulting from 1.9×10^8 $\bar{u}$ quark jets generated at 100, 75, 50, 25 GeV and the subsequent distribution of antideuterons with $p_0 = 160$ MeV. The ratio between the antideuteron and antiproton spectra is of the order of a few times 10^{-5}, which reflects the mean amplitude of the cosmic antideuteron flux from PBHs, given in Sect. 4 of this article, with respect to the one given for antiprotons in Barrau et al. (2002). This value is not surprising at it is in reasonable agreement with:
- the Serpukhov experimental ratio of the $\bar{p}$ to $\bar{D}$ production cross-sections for proton-proton interactions measured at $\sqrt{s} = 11.5$ GeV (between 1.9×10^{-5} and 3.5×10^{-5} depending on the transverse momentum) as given in Abranov et al. (1987) and for proton-aluminium interactions measured at the same energy (7×10^{-5} for a center of mass transverse momentum around 270 MeV) as given in Binon et al. (1969);
- the CERN-ISR experimental ratio of the $\bar{p}$ to $\bar{D}$ production cross-sections for proton-proton interactions measured at $\sqrt{s} = 53$ GeV (between 10^{-4} and 3.4×10^{-4}) as given in Alper et al. (1973) and Gibson et al. (1978);
- the theoretical cosmic secondary $\bar{p}$ to $\bar{D}$ ratio (around 10^{-5}) as given in Chardonnet et al. (1997);
- the theoretical cosmic primary $\bar{p}$ to $\bar{D}$ ratio from neutralinos (around a few times 10^{-4}) as given in Donato et al. (2000);
- the simulated ratio of $\bar{p}$ to $\bar{D}$ fluxes created within the Earth's atmosphere (around 10^{-5}) as evaluated with the program (Derome et al. 2000) that was used to explain AMS experimental data (Derome, private communication).

Although the orders of magnitude are correct, large discrepancies between these theoretical and experimental results can be noticed. This is taken into account in this work by allowing the coalescence momentum to vary between 60 MeV and 285 MeV, numbers than can be considered as "extreme" possible values.

The flux of emitted antideuterons should now be written as:

$$\frac{\mathrm{d}^2 N_{\bar{D}}}{\mathrm{d}E\mathrm{d}t} = \sum_j \int_{Q=E}^{\infty} \alpha_j \frac{\Gamma_{s_j}(Q,T)}{h} \left(\mathrm{e}^{\frac{Q}{kT}} - (-1)^{2s_j}\right)^{-1} \times \frac{\mathrm{d}g_{j\bar{D}}(Q,E,p_0)}{\mathrm{d}E}\mathrm{d}Q \tag{7}$$

where $\mathrm{d}g_{j\bar{D}}(Q,E,p_0)/\mathrm{d}E$ is the fragmentation function into antideuterons evaluated with this coalescence model for a given momentum p_0. As the mean number of produced antideuterons per jet is extremely low, millions of events were generated for each energy and each partonic degree of freedom. Some interpolations are also required to avoid a diverging computing time: the associated uncertainties have been found to be negligible.

2.3. Convolution with the mass spectrum

The above expression gives the antideuteron flux due to a single black hole of temperature T. As PBHs of different temperatures (or masses) should be present, this flux must be integrated over the full mass spectrum of PBHs:

$$q^{\mathrm{prim}}(r,z,E) = \int \frac{\mathrm{d}^2 N_{\bar{D}}(M,E)}{\mathrm{d}E\,\mathrm{d}t} \cdot \frac{\mathrm{d}^2 n(r,z)}{\mathrm{d}M\,\mathrm{d}V}\mathrm{d}M$$

with

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}M} \propto M^2 \text{ for } M < M_*$$

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}M} \propto M^{-5/2} \text{ for } M > M_*$$

where $M_* \approx 5\times10^{14}$ g is the initial mass of a PBH expiring nowadays. As explained in (Barrau et al. 2002), the shape below M_* does not depend on any assumption about the initial mass spectrum whereas the shape above M_* relies on the assumption of a scale-invariant power spectrum. The resulting distribution is, then, normalized to the local PBH density $\rho_\odot$. The spatial dependence of this source term is given in Eq. (11).

3. Propagation and source distribution

The propagation of the antideuterons produced by PBHs in the Galaxy has been studied in the two zone diffusion model described in Donato et al. (2001).

In this model, the geometry of the Milky Way is a cylindrical box whose radial extension is $R = 20$ kpc from the galactic center, with a disk whose thickness is $2h = 200$ pc and a diffusion halo whose extent is still subject to large uncertainties.

The five parameters used in this model are: K_0, δ (describing the diffusion coefficient $K(E) = K_0\beta R^\delta$), the halo half height L, the convective velocity V_c and the Alfvén velocity V_a. They are varied within a given range determined by an exhaustive and systematic study of cosmic ray nuclei data (Maurin et al. 2001, 2002). The same parameters as employed to study the antiproton flux (Barrau et al. 2002) are used again in this analysis.

The antideuterons density produced by evaporating PBHs per energy bin $\psi_{\bar{D}}$ obeys the following diffusion equation:

$$\left\{V_\mathrm{c}\frac{\partial}{\partial z} - K\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}\left(r\frac{\partial}{\partial z}\right)\right)\right\}\psi_{\bar{D}}(r,z,E) + 2h\delta(z)\Gamma_{\bar{D}}\psi_{\bar{D}}(r,0,E) = q^{\mathrm{prim}}(r,z,E) \tag{8}$$

where $q^{\mathrm{prim}}(r,z,E)$ corresponds to the source term discussed at the end of this section.

The total collision rate is given by $\Gamma_{\bar{D}} = n_H \sigma_{\bar{D}H} v_{\bar{D}}$ where $\sigma_{\bar{D}H}$ is the total antideuteron cross-section with protons (Groom et al. 2000). The hydrogen density, assumed to be constant all over the disk, has been fixed to $n_H = 1$ cm^{-3}.

Performing Bessel transforms, all the quantities can be expanded over the orthogonal set of Bessel functions of zeroth order:

$$\psi_{\bar{D}} = \sum_{i=1}^{\infty} N_i^{\bar{D},\mathrm{prim}} J_0(\zeta_i(x)) \tag{9}$$

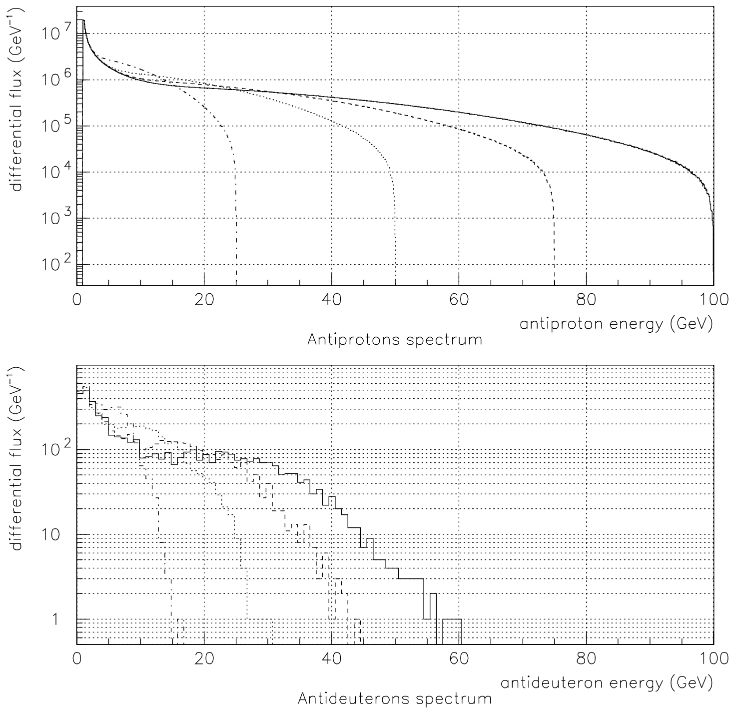


Fig. 1. Upper plot: antiproton differential spectrum obtained with 1.9×10^8 $\bar{u}$ quark jets generated by PYTHIA at 100, 75, 50, 25 GeV. Lower plot: antideuteron spectrum obtained in the same conditions with a coalescence momentum $p_0 = 160$ MeV.

and the solution of the Eq. (8) for antideuterons can be written as:

$$N_i^{\bar{D},\mathrm{prim}}(0) = \exp\left(\frac{-V_\mathrm{c}L}{2K}\right)\frac{y_i(L)}{A_i \sinh(S_i L/2)} \tag{10}$$

where

$$\begin{cases} y_i(L) = 2\int_0^L \exp\left(\frac{V_\mathrm{c}}{2K}(L-z')\right)\sinh\left(\frac{S_i}{2}(L-z')\right) q_i^{\mathrm{prim}}(z')\mathrm{d}z' \\ S_i \equiv \left\{\dfrac{V_\mathrm{c}^2}{K^2} + 4\dfrac{\zeta_i^2}{R^2}\right\}^{1/2} \\ A_i \equiv 2h\Gamma_{\bar{D}}^{ine} + V_\mathrm{c} + K S_i \coth\left\{\dfrac{S_i L}{2}\right\}. \end{cases}$$

Energy changes (predominantly ionization losses, adiabatic losses and diffusive reacceleration) are taken into account via a second order differential equation for $N_i^{\bar{D},\mathrm{prim}}$ (see, e.g. Eq. (9) in Barrau et al. 2002, or Sects. 3.6.1, 3.6.2 and 3.6.3 in Maurin et al. 2001 for further details). At variance with antiproton studies, in a first approximation, we discarded the so-called tertiary term (corresponding to nonannihilating inelastic reaction, as given in Sect. 4 from Donato et al. (2000) which should be unimportant at the considered energies since the binding energy of this nucleus is of about 2 MeV.

The spatial distribution of PBH is a priori unknown. However, as these objects should have formed in the very early stages of the history of the Universe, it seems reasonable to assume that their distribution should be rather homogeneous. When the cosmic structures have formed, they should have followed the cold dark matter particles and we assume that they currently have the same distribution. As a consequence, the following profile for the PBHs distribution has been used (normalized to the local density):

$$f(r,z) = \frac{R_\mathrm{c}^2 + R_\odot^2}{R_\mathrm{c}^2 + r^2 + z^2} \tag{11}$$

where the core radius R_c has been fixed to 3.5 kpc and $R_\odot$ = 8 kpc. This profile corresponds to the isothermal case with a spherical symmetry, the uncertainties on R_c and the consequences of a possible flatness have been shown to be irrelevant in (Barrau et al. 2002).

4. Top of the atmosphere spectrum and experimental detection

The flux is then solar modulated in the force field approximation with $\Phi = 500$ MV – corresponding to the solar minimum – and shown in Fig. 2 for a reasonable (p_0 = 160 MeV/c, L = 3 kpc) set of parameters at the top of atmosphere (TOA). The lower curve is the antideuteron background due to interactions of cosmic rays on the interstellar medium as given in (Donato et al. 2000) whereas the upper curve is due to evaporating PBHs with a local density of 10^{-33} g cm^{-3} (allowed by the currently available upper limits, Barrau et al. 2002).

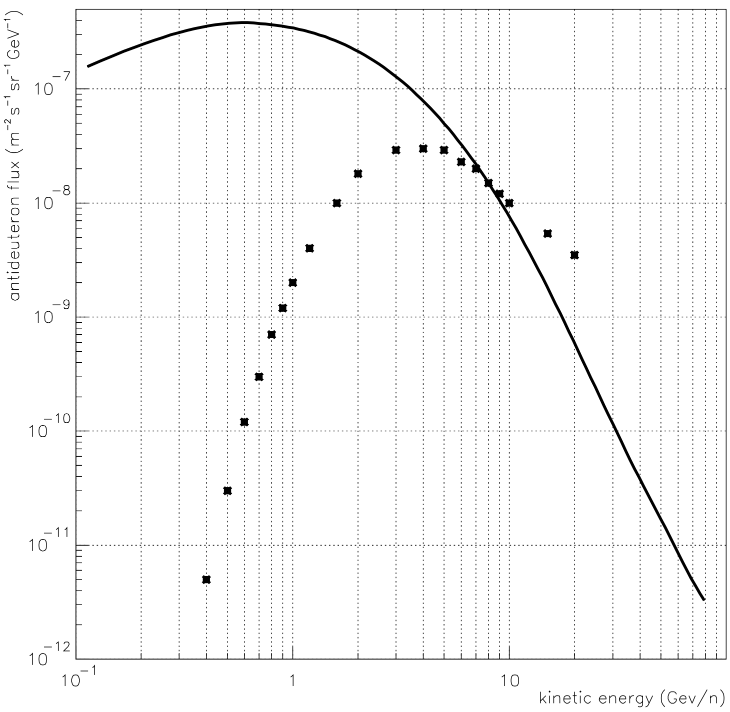


Fig. 2. TOA antideuteron flux at solar minimum. The upper curve (left part) is from a PBH distribution with a local density of 10^{-33} g cm^{-3} and the lower curve (taken from Donato et al. 2000) is from secondary processes.

Secondaries have been obtained in a two-zone diffusion model, with some simplifications: no convection and no energy losses have been included. However, as in the case of antiprotons, their effect should be marginal, while they are very important for primary fluxes, and the conclusions of the present analysis should not be substantially modified. To see all the computation steps, we refer the interested reader to Donato et al. (2000): the procedure is basically the same as in this work, except for the production cross-sections that are simply deduced from the antiproton production cross-sections within a coalescence model with a fixed momentum (taken as 58 MeV, which corresponds to 116 MeV in our notation) instead of being computed by a Monte-Carlo method. The fundamental point is that this background becomes extremely small below a few GeV/n for kinematical reasons: the threshold for an antideuteron production is $E = 17\,m_p$ (total energy) in the laboratory, 2.4 times higher than for antiproton production. The center of mass is, therefore, moving fast and it is very unlikely to produce an antideuteron at rest in the laboratory. It should be noted that the secondary antideuteron background is only presented here to give a crude estimate of the expected "physical" background. In a forthcoming paper, we expect to study this secondary flux in much more detail, taking special care in the treatment of diffusion and the cross-sections.

The number of events expected in the AMS experiment (Barrau 2001) onboard the International Space Station can be estimated, following Donato et al. (2000). Taking into account the geomagnetic rigidity cut-off below which the cosmic-ray flux is suppressed (as a function of the orbit parameters), the acceptance of the detector and convoluting with the TOA spectrum, we obtain 7 events in three years between 500 MeV/n and 2.7 GeV/n for the previously-given PBH density and the previously-given typical astrophysical and nuclear parameters. This is a quite low value which would be difficult to measure due to the possible mis-reconstruction of $\bar{p}$ or D events. Nevertheless, it should be emphasized that the situation is very different to that of antiprotons, as the limit here is not due to the unavoidable physical background but just to the instrument capability. Many uncertainties are still unremoved and can affect the primary flux more significantly than the secondary one.

In order to be more quantitative, we performed a multivariable analysis. Our model has a large set of free parameters: the astrophysical quantities used for propagation $(K_0, \delta, L, V_c, V_a)$, the local density $\rho_\odot$ of PBHs and the nuclear coalescence momentum p_0 for the formation of antideuterons. To evaluate the possible detection of a signal we chose the following strategy: as the main uncertainty from astrophysical processes comes from the halo thickness L, the other parameters were fixed to the value giving the smallest flux. This sub-set of parameters depends slightly on L and was varied as a function of L to ensure that whatever the thickness chosen the real minimum is reached. All the results are therefore

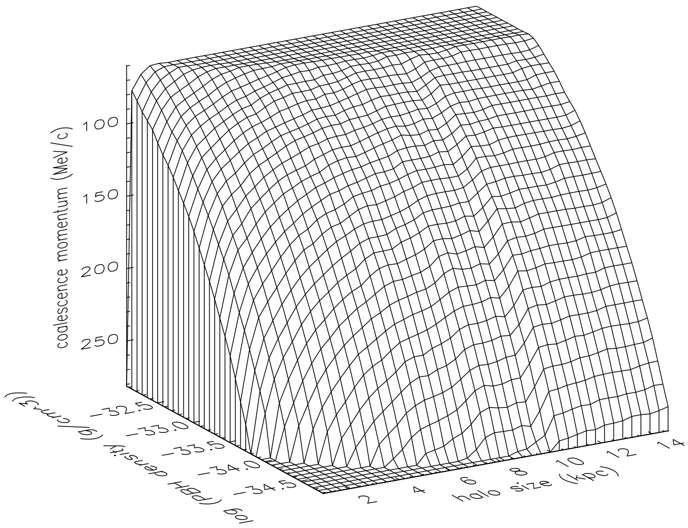


Fig. 3. Parameter space (halo thickness L: 1–15 kpc; coalescence momentum p_0: 60–285 MeV/c; PBH density $\rho_\odot$: 10^{-35}–10^{-31} g cm^{-3}) within the AMS sensitivity (3 years of data). The allowed region lies below the surface.

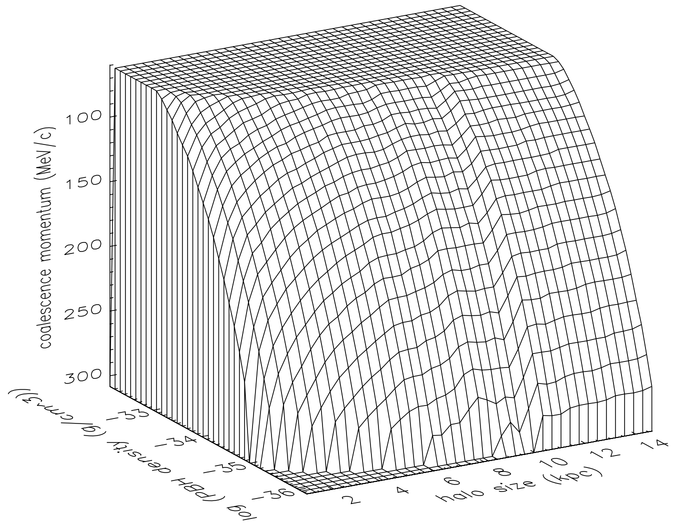


Fig. 4. Parameter space (halo thickness L: 1–15 kpc; coalescence momentum p_0: 60–285 MeV/c; PBH density $\rho_\odot$: 10^{-35}–10^{-31} g cm^{-3}) within the GAPS sensitivity (3 years of data taking). The allowed region lies below the surface.

conservative. The remaining variables $\rho_\odot$, L and p_0 are then varied within their allowed physical ranges: L between 1 and 15 kpc (see Barrau et al. 2002 for the details), p_0 between 60 and 280 MeV/c (depending on the experiments) and $\rho_\odot$ on the largest scale matching the related experimental sensitivity. Two experiments were investigated: the large spectrometer AMS (Barrau 2001) which will take data over 3 years from 2005 and the GAPS project (Mori et al. 2002), based on a clever design using X-ray desexcitation of exotic atoms. The allowed parameter space is given in Figs. 3 and 4: the values of L, p_0 and $\rho_\odot$ that can be explored by the considered experiment, without taking into account possible mis-reconstructions, are located below the surface. The sensitivity of AMS was taken to be 5.7×10^{-8} m^{-2} sr^{-1} GeV/n^{-1}s^{-1} between 500 MeV/n and 2.7 GeV/n for three years of observations whereas the one of GAPS was chosen as 2.6×10^{-9} m^{-2} sr^{-1} GeV/n^{-1}s^{-1} between 0.1 GeV/n and 0.4 GeV/n for the same duration (Mori et al. 2002). To make the results easier to read, Figs. 5 and 6

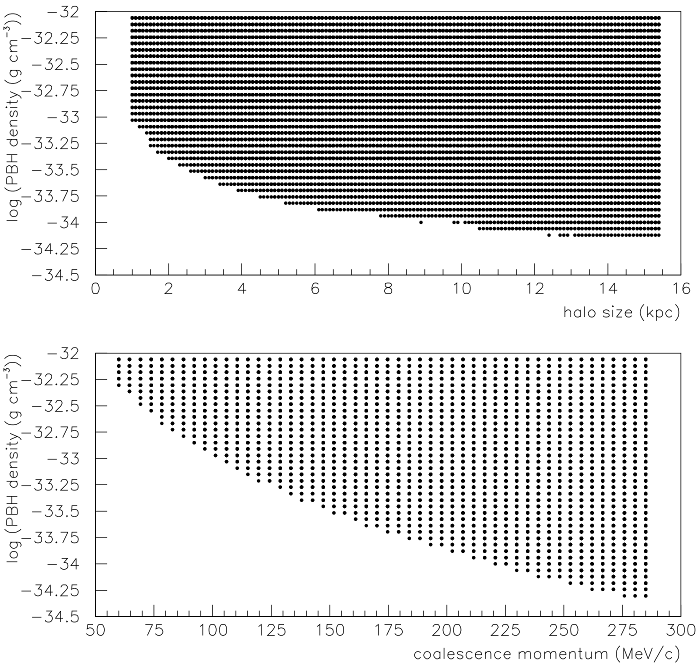


Fig. 5. Upper plot: parameter space (PBH density vs. halo thickness) within the AMS sensitivity for a fixed value of the coalescence momentum $p_0 = 160$ MeV/c. Lower plot: parameter space (PBH density vs. coalescence momentum) for a fixed value of the halo thickness $L = 3$ kpc.

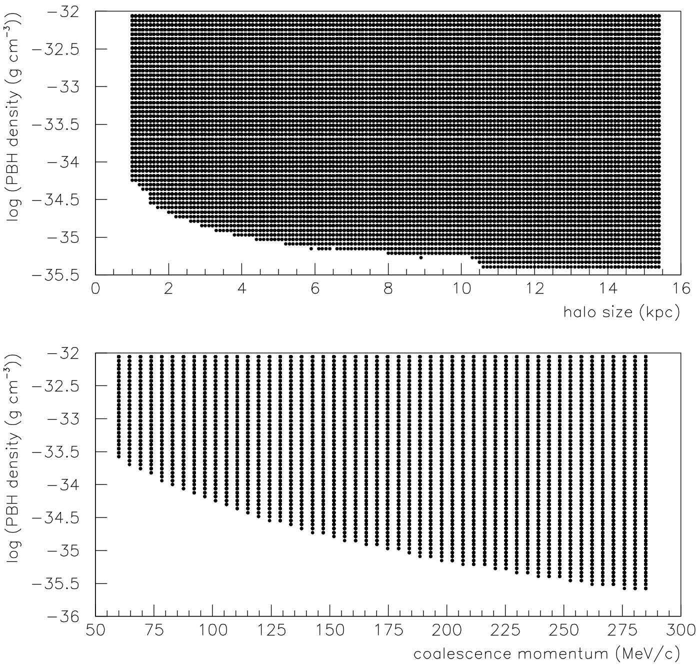


Fig. 6. Upper plot: parameter space (PBH density vs. halo thickness) within the GAPS sensitivity for a fixed value of the coalescence momentum $p_0 = 160$ MeV/c. Lower plot: parameter space (PBH density vs. coalescence momentum) for a fixed value of the halo thickness $L = 3$ kpc.

give the accessible densities of PBHs for AMS and GAPS with a fixed L (at the more reasonable value around 3 kpc) or a fixed p_0 (at the more favoured value around 160 MeV/c). As expected, the primary flux is increasing linearly with the PBH density (at variance with the search for supersymmetric particles related to the square of $\rho_\odot$, as a collision is involved), linearly with the magnetic halo thickness (as the core radius R_c is of the same order as L) and with the third power of the coalescence momentum (as the probability to create an antideuteron is related to a volume element in this space). The smallest detectable density of PBHs for the employed astrophysical and nuclear parameters is $\rho_\odot \approx 10^{-33.60} \approx 2.6 \times 10^{-34}$ g cm^{-3} for AMS and $\rho_\odot \approx 10^{-34.86} \approx 1.4 \times 10^{-35}$ g cm^{-3} for GAPS. It is much less than the best upper limit available nowadays $\rho_\odot < 1.7 \times 10^{-33}$ g cm^{-3} and it should open an interesting window for discovery in the forthcoming years. If no antideuteron is found, the upper limits will be significantly decreased, allowing stringent constraints on the spectrum of fluctuations in the Universe on very small scales. It should also be mentioned that, in spite of its much smaller acceptance, the PAMELA experiment (Adriani et al. 2002) could supply interesting additional information thanks to its very low energy threshold, around 50 MeV/n.

5. Discussion

As recently pointed out in Donato et al. (2000), antideuterons seem to be a more promising probe to look for exotic sources than antiprotons. In this preliminary study, we show that this should also be the case for PBHs, so that antideuterons may be the only probe to look for such objects. They should allow a great improvement in sensitivity during the forthcoming years: a factor 6 better than the current upper limit for AMS and a factor of 40 for GAPS.

Among the possible uncertainties mentioned in Barrau et al. (2002), the most important one was, by far, the possible existence of a QCD halo around PBHs (Heckler 1997). The latest studies seem to show that this effect should be much weaker (Mac Gibbon et al., in preparation) than expected in Cline et al. (1999). The results given in this work should, therefore, be reliable from this point of view.

Nevertheless, two points could make this picture a bit less exciting and deserve detailed studies. The first one is related to secondary antideuterons: the cross-sections used in this work could be slightly underestimated and some other processes could have to be taken into account (Protassov et al., in preparation). This could increase the background which should be considered with the same propagation model. The second one is that the signal is extremely close to the one obtained with the annihilation of supersymmetric particles as the shape of the spectrum is mostly due to fragmentation processes. In the case of detection, it would be very difficult to distinguish between the two possible phenomena, unless collider data or indirect or direct neutralino dark matter searches have given enough information to fix the supersymmetric parameters.

Acknowledgements. We would like to thank K. Protassov and R. Duperray for very interesting discussions about antideuteron cross-sections and C. Renault for her great help.

References

Abranov, V. V., Baldin, B. Yu, Buzulutskov, V. A., et al. 1987, Sov. J. Nucl. Phys., 45, 845

Adriani, O., Ambriola, M., Barbarino, G., et al. 2002, Nucl. Instr. and Meth. A, 478, 114

Alexeyev, S. O., Sazhin, M. V., & Pomazanov, M. V. 2001, Int. J. Mod. Phys. D, 10, 225

Alexeyev, S. O., Barrau, A., Boudoul, G., Khovanskaya, O., & Sazhin, M. 2002, Class. Quantum Grav., 19, 4431-4443

Alper, B., et al. 1973, Phys. Lett. B, 46, 265

Barrau, A. 2000, Astropart. Phys., 12, 269

Barrau, A., & Alexeyev, S. 2001, SF2A meeting proceedings, EDPS Conference Series in A&A

Barrau, A. 2001, Proceedings of the Rencontres de Moriond, Very High Energy Phenomena in the Universe, Les Arcs, France (January 20-27, 2001) [astro-ph/0106196]

Barrau, A., Boudoul, G., Donato, F., Maurin, D., et al. 2002, A&A, 388, 676-687

Binon, F., Denisov, F. P., Duteil, P., et al. 1969, Phys. Lett. B, 30, 506

Blais, D., Bringmann, T., Kiefer, C., & Polarski, D. 2002, Phys. Rev. D, accepted [astro-ph/0206262]

Bugaev, E. V., & Konishchev, K. V. 2001, preprint [astro-ph/0103265]

Canuto, V. 1978, MNRAS, 184, 721

Carr, B. J. 2001, Lecture delivered at the Nato Advanced Study Institute, Erice 6th–17th December 2000, ed. H. J. de Vega, I. Khalatnikov, & N. Sanchez

Chardonnet, P., Orloff, J., & Salati, P. 1997, Phys. Lett. B, 409, 313

Choptuik, M. W. 1993, Phys. Rev. Lett., 70, 9

Cline, J. M., Mostoslavsky, M., & Servant, G. 1999, Phys. Rev. D, 59, 063009

Connaughton, V. 1998, Astropart. Phys., 8, 179

Csernai, L. P., & Kapusta, J. I. 1986, Phys. Rep., 131, 4, 223-318

Derome, L., Buenerd, M., Barrau, A., et al. 2000, Phys. Lett. B, 489, 1

Donato, F., Fornengo, N., & Salati, P. 2000, Phys. Rev. D, 62, 043003

Donato, F., Maurin, D., Salati, P., et al. 2001, ApJ, 563, 172, in press

Frolov, V. P., & Novikov, I. D. 1998, Black Hole Physics (Kluwer Academic Publishers), Fundamental Theories of Physics

Gibbons, G. W. 1975, Comm. Math. Phys., 44, 245

Gibson, W. M., Duane, A., Newman, H., et al. 1978, Lett. Nuov. Cim., 21, 189

Groom, D. E., Aguilar-Benitez, M., Amsler, C., et al. 2000, Eur. Phys. J. C, 15, 1

Hawking, S. W. 1971, MNRAS, 152, 75

Hawking, S. W. 1975, Comm. Math. Phys., 43, 199

Hawking, S. W. 1982, Phys. Rev. D, 26, 2681

Hawking, S. W. 1989, Phys. Lett. B, 231, 237

Heckler, A. F. 1997, Phys. Rev. D, 55, 480

Kim, H. I., Lee, C. H., MacGibbon, J. H. 1999, Phys. Rev. D, 59, 063004

Kim, H. I. 2000, Phys. Rev. D, 62, 063504

MacGibbon, J. H., & Webber, B. R. 1990, Phys. Rev. D, 31, 3052

MacGibbon, J. H., & Carr, B. J. 1991, ApJ, 371, 447

Maurin, D., Donato, F., Taillet, R., & Salati, P. 2001, ApJ, 555, 585

Maurin, D., Taillet, R., & Donato, F. 2002, A&A, 394, 1039

Mori, K., Hailey, C. J., Baltz, E. A., Craig, W. W., et al. 2002, ApJ 566, 604-616

Nakamura, T., Sasaki, M., Tanaka, T., & Thorne, K. S. 1997, ApJ, 487, L139

Page, D. N. 1977, Phys. Rev. D, 16, 2402

Page, D. N. 1976, Ph.D. Thesis, Caltech

Parikh, M. K., & Wilczek, F. 2000, Phys. Rev. Lett., 85, 24

Tjöstrand, T. 1994, Computer Phys. Commun., 82, 74

9.4 Révision du spectre d'antideutérons secondaires

Les résultats précédents, concernant les antideutérons secondaires, reposent sur une double hypothèse : les antideutérons sont peu nombreux à basse énergie (parce que l'énergie nécessaire pour les former est élevée) et ils ne perdent pas d'énergie (parce que leur énergie de liaison est faible et qu'il se cassent donc facilement). Plusieurs remarques peuvent tempérer ces idées. D'abord, il peut être important de considérer que les pertes d'énergie ne sont pas impossibles pour les antideutérons. Certaines expériences ont montré que ce phénomène n'était pas négligeable [115], les antideutérons pouvant exciter des résonances Δ sans être détruits. Lors d'une interaction, on peut légitimement supposer que la section efficace élastique croît en même temps que la section efficace inélastique (elles sont égales à la limite de la diffusion par un objet noir) et donne naissance à une redistribution d'énergie dans le référentiel du laboratoire (R. Duperray, communication privée). Ensuite, il faut aussi tenir compte des processus $\bar{p}_{RC} + p_{ISM} \to \bar{D} + X$ où l'antiproton dans l'état initial est un cosmique secondaire issu d'une réaction de spallation et le proton cible est un noyau d'hydrogène du milieu interstellaire (K. Protassov, en préparation). Bien sûr, le flux de $\bar{p}$ est faible ($\approx 10^{-4} - 10^{-5}$ fois le flux de protons) mais ceci peut être compensé par le fait que le seuil de cette réaction est plus bas. Le point important est que les deux effets ici mentionnés ont tendance à combler les basses énergies, précisément là où le signal exotique est attendu [116].

La figure 9.4 montre l'effet maximal calculé, après propagation dans la galaxie. La courbe pleine la plus haute présente la totalité des contributions au flux d'antideutérons. De bas en haut, les autres courbes représentent : la contribution $p + p \to \bar{D} + X$ (*i.e.* l'unique contribution prise en compte dans le paragraphe précédent et dans les études utilisant les antideutérons pour la recherche de neutralinos), la contribution venant des pertes d'énergies (ici supposées similaires à celle des antiprotons moyennant une renormalisation à la taille du noyau [117]) qui deviennent très dominantes à basse énergie, la contribution venant des noyaux ($p_{RC} + He_{ISM} \to \bar{D} + X$, $He_{RC} + p_{ISM} \to \bar{D} + X$, $He_{RC} + He_{ISM} \to \bar{D} + X$) et la contribution de $\bar{p}_{RC} + p_{ISM} \to \bar{D} + X$ qui n'est pas négligeable à très basse énergie. Comme on le voit, ces nouveaux effets apportent une modification notable au spectre initialement calculé. La prise en compte des noyaux dans le rayonnement cosmique et le milieu galactique (comme nous l'avions fait pour les antiprotons) a pour conséquence essentielle une légère augmentation globale du flux total. En revanche, la composante tertiaire, *i.e.* la diffusion énergétique, repeuple dramatiquement les énergies inférieures au GeV puisqu'elle translate les énergie des noyaux du maximum de la distribution vers son minimum. Une collaboration avec A. Voronin (institut Lebedev de Moscou) est actuellement en cours au LPSC pour pousser plus avant les investigations sur les sections efficaces de production d'antideutérons secondaires. En fonction des conclusions de cette étude, nous étudierons la pertinence de reconsidérer cette sonde comme moyen de détection des particules supersymétriques en annihilation.

Finalement, un point important consiste à tenir compte de la contribution atmosphérique, les antideutérons pouvant être également formés lors des interactions des rayons cosmiques au voisinage de la Terre. Les premières estimations (L. Derome et M. Buénerd, communication privée & [116]) montrent que la production locale ne devrait pas être une source d'incertitude majeure dans la mesure où le rapport du flux atmosphériques au flux galactique est de l'ordre de 1/10. De plus, la connaissance de l'impulsion des noyaux permet une bonne discrimination. Quoiqu'il en soit, cette étude a donc vocation à se poursuivre dans les années à venir de façon à définitivement maîtriser le bruit de fond et à valider sa sensibilité.

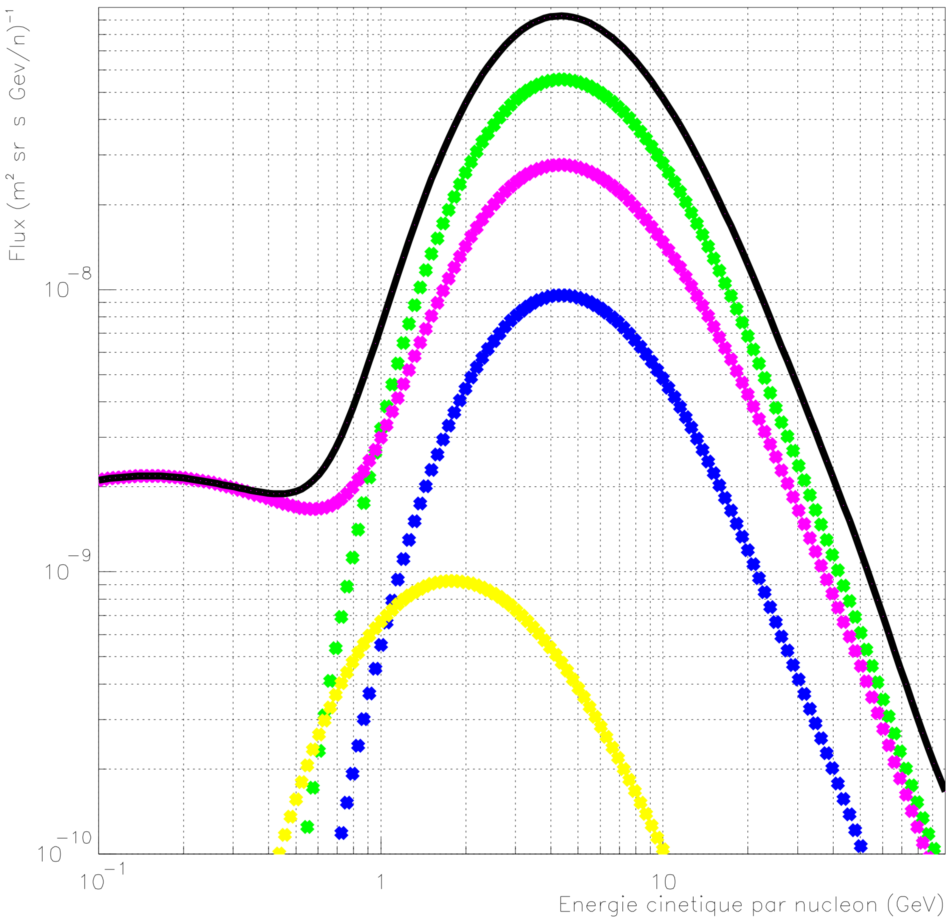


FIG. 9.4 – *Contributions au flux de $\bar{D}$ venant (de haut en bas) de tous les processus, des interactions $p+p$, des pertes d'énergie, des interactions avec les noyaux et des interactions $\bar{p}+p$.*

Chapitre 10

Gravité de corde et région de Planck

Ce chapitre s'intéresse à la fin de vie des trous noirs primordiaux et présente un modèle, spéculatif mais cohérent, pour rendre compte du comportement lorsque la masse devient très petite.

L'évaporation de Hawking devient divergente lorsque la masse du trou noir tend vers zéro. En effet, le spectre de masse s'écrivant $\frac{dM}{dt} \propto -\frac{1}{M^2}$ (comme montré dans l'article précédent *"Antiprotons from primordial black holes"*), on voit bien que $\lim_{M\to 0} \frac{dM}{dt}$ n'est pas définie. De plus, dans cette image, l'évaporation complète conduirait sans doute à une singularité nue qui contredirait le principe de *censure cosmique* de Penrose. Le formalisme habituel ne peut plus s'appliquer lorsque la masse devient de l'ordre de la masse de Planck. La description quasi-classique est inadaptée et les phénomènes de gravité quantique doivent être pris en compte.

Étant donné que la Relativité Générale n'est pas une théorie renormalisable, sa quantification directe est impossible. Pour construire une théorie semi-classique de la gravitation, à titre de modèle provisoire, le lagrangien standard doit être généralisé. Une des approches possibles consiste à étudier un développement de l'action en courbure scalaire, c'est-à-dire à autoriser des corrections de courbure d'ordres élevés. Cette démarche considère que dans le régime asymptotique, tel que se présente la gravitation en cosmologie ou en astrophysique, seul le terme d'ordre le plus bas contribue et la théorie d'Einstein est bien vérifiée. Mais lorsque l'on considère des phénomènes qui prennent naissance au voisinage immédiat d'un petit trou noir, *i.e.* dans une zone où la courbure de l'espace-temps est très élevée, les termes d'ordres supérieurs doivent intervenir. Nous nous focalisons ici, d'un point de vue phénoménologique, sur le terme de second ordre (il a été montré que les ordres supérieurs ne changent, qualitativement, pas le résultat : *cf.* paragraphe 2.1) appelé "invariant de Gauss-Bonnet" :

$$S_{GB} = R_{ijkl}R^{ijkl} - 4R_{ij}R^{ij} + R^2.$$

Il existe plusieurs façons de justifier la forme de ce terme [118]. On peut le voir comme une simple extension au second ordre à partir des tenseurs de Riemann et de Ricci et du scalaire de Ricci dont les coefficients sont dictés par la loi de Landau [119]. On peut aussi, plus spécifiquement, noter que ce terme apparaît comme la correction quantique dominante dans l'action des théories de cordes hétérotiques [120]. Il représente de plus, à cinq dimensions, la seule combinaison invariante de termes conduisant à des équations de champ du second ordre en tenseur métrique [121] [122]. Il a même été montré, dans le cadre des approches multi-dimensionnelles, que le *mode-zéro* du graviton est localisé sur le *brane* quand ce terme est inclus dans l'action du *bulk* [123]. Enfin, le terme de *Gauss-Bonnet* est aujourd'hui très étudié en cosmologie [124], en particulier dans les modèles Randall-Sundrun de type II (équivalents à une gravité à quatre dimensions couplée à une théorie de champ conforme par la correspondance AdS/CFT [125]) où un *brane* isotrope et homogène se propage au sein d'un espace Schwarzschild-Anti-de Sitter à cinq dimensions [126].

Partant donc de ce modèle (où le terme de *Gauss-Bonnet* est dynamiquement couplé à un champ scalaire - considéré ici comme le champ de dilaton puisque le couplage est imposé par les théories de cordes), nous nous intéressons à l'étude de la fin de vie des trous noirs primordiaux. Nous montrons d'abord que la loi d'évaporation de Hawking doit être fortement modifiée au voisinage de la masse de Planck. La nouvelle forme du spectre émis est calculé à partir de l'approximation WKB, en prenant la partie imaginaire de l'action (de façon analogue à l'effet tunnel). Pour ce faire, nous nous plaçons dans les coordonnées de Painlevé qui, à la différence de celles de Schwarzschild, évitent la singularité de coordonnées en $R = R_S$, et nous paramétrons les fonctions "correctives" par rapport au comportement asymptotique de Schwarzschild. Le taux de perte de masse présente, dans cette approche, une forme très caractéristique avec un maximum nettement marqué puis une lente décélération correspondant à la vie *post-mortem* du trou noir durant laquelle sa température augmente mais l'énergie des quanta émis diminue [127]. Intuitivement, on peut comprendre ce comportement en imaginant que la température correspond en fait à l'énergie des particules qui se couplent le plus naturellement avec le trou noir (*i.e.* dont la longueur d'onde Compton est de l'ordre du rayon gravitationnel). Elle ne peut donc qu'augmenter au cours de l'évaporation. En revanche, l'énergie moyenne des quanta émis commence à diminuer à partir du moment où la limite topologique qui impose une masse minimale en dessous de laquelle le trou noir ne peut pas transiter [128] tronque la distribution naturelle de probabilité. Tout se passe comme si le trou noir "essayait" d'émettre un quantum toute les 10^{-43} s (soit $10\ t_{Pl}$ si l'on considère, par exemple, que sa masse est de l'ordre de $10\ M_{Pl}$) mais que l'immense majorité du spectre naturel lui était quantiquement interdit : seul dans le cas où l'évènement "tombe" dans la petite portion pour laquelle l'évaporation peut avoir lieu (*i.e.* conduisant à une masse supérieure à la masse minimale), le quantum est émis et la masse diminue, rendant la prochaine itération moins probable encore et l'énergie moyenne plus faible.
Le flux intégré de ces reliques est calculé au niveau de la Terre en supposant une distribution spatiale standard, en tenant compte du décalage spectral et, surtout, de l'évolution des sources qui, lorsqu'elles sont éloignées, sont vues dans un état plus précoce de leur vie. Cette compétition entre des effet antagonistes (le décalage spectral diminue l'énergie alors que la précocité favorise l'émission à haute énergie) conduit à un spectre intégré de forme très particulière dont l'éventuelle détectabilité est étudiée.

L'approche présentée dans ce chapitre vise donc à montrer que les trous noirs primordiaux pourraient être les seuls objets de l'Univers contemporain nécessitant un traitement quantique de la gravitation. Ils représenteraient un laboratoire de physique inespéré. Beaucoup d'aspects de leur évaporation, en particulier dans la région de Planck, demeurent extrêmement spéculatifs mais un modèle cohérent commence à émerger. En particulier, il est important de noter qu'une approche très différente dans son principe, fondée sur l'évolution de la constante de couplage gravitationnelle sous l'effet du groupe de renormalisation [129], conduit à des résultats remarquablement similaires à ceux présentés ici.

INSTITUTE OF PHYSICS PUBLISHING CLASSICAL AND QUANTUM GRAVITY

Class. Quantum Grav. **19** (2002) 4431–4443 PII: S0264-9381(02)36853-9

Black-hole relics in string gravity: last stages of Hawking evaporation

S Alexeyev[1,2], A Barrau[1], G Boudoul[1], O Khovanskaya[2] and M Sazhin[2]

[1] Institut des Sciences Nucleaires (CNRS/UJF), 53 Avenue des Martyrs, F-38026 Grenoble Cedex, France
[2] Sternberg Astronomical Institute (MSU), Universitetsky Prospekt, 13, Moscow 119992, Russia

Received 10 May 2002
Published 6 August 2002
Online at stacks.iop.org/CQG/19/4431

Abstract
The endpoint of black-hole evaporation is a very intriguing problem of modern physics. Based on the Einstein-dilaton-Gauss–Bonnet four-dimensional string gravity model, we show that black holes do not disappear and should become relics at the end of the evaporation process. The possibility of experimental detection of such remnant black holes is investigated. If they really exist, these objects could form a considerable part of the non-baryonic dark matter in our universe.

PACS numbers: 04760D, 0480C, 9535

1. Introduction

Nowadays theoretical physics faces a great challenge. There is the four-dimensional (4D) standard model on one hand (and the additional dimensions are not required to explain experimental data) together with inflationary cosmology based on additional scalar fields [1]. On the other hand, there is the completely supersymmetrical string/M-theory. Building links between these approaches [2] is a motivating factor of modern physics which could be achieved by the study of microscopic black holes.

As general relativity is not renormalizable, its direct standard quantization is impossible. To build a semiclassical gravitational theory, the usual Lagrangian should be generalized, which is possible in different ways. One of them is to study the action expansion in scalar curvature, i.e., higher-order curvature corrections. At the level of second order, according to the perturbational approach of string theory, the most natural choice is the 4D curvature invariant Gauss–Bonnet term $S_{\rm GB} = R_{ijkl}R^{ijkl} - 4R_{ij}R^{ij} + R^2$ [3].

With 4D action, it is not possible to consider only $S_{\rm GB}$ because, being full derivative, it does not contribute to the field equations. It must be connected with a scalar field ϕ to make its contribution dynamical. The following 4D effective action with second-order curvature corrections can be built:

$$S = \int \mathrm{d}^4x\sqrt{-g}[-R + 2\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi + \lambda\xi(\phi)S_{\mathrm{GB}} + \cdots],$$

where λ is the string coupling constant. As in cosmology, the most simple generalization of the theory (a single additional scalar field) is not possible because, while dealing with spherically symmetric solutions, the 'no-hair' theorem restriction must be taken into account.

Treating ϕ as a dilatonic field, the coupling function $\xi(\phi)$ is fixed from the first string principles and should be written as $\exp(-2\phi)$ [4, 5], which leads to

$$S = \int \mathrm{d}^4x\sqrt{-g}[-R + 2\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi + \lambda\,\mathrm{e}^{-2\phi}S_{\mathrm{GB}} + \cdots]. \tag{1}$$

Such types of actions can be considered as one of the possible intermediate steps between general relativity and quantum gravity. In this paper, we show that this effective string gravity model and its solutions can be applied for a description of the last stages of primordial black-hole (PBH) evaporation [8, 9] and suggests possible dark-matter candidates [10]. This should be understood in the general framework of Gauss–Bonnet black-hole (BH) theory [6, 7].

The paper is organized as follows. In section 2, we briefly recall previously obtained results and point out some important new features for this study. Section 3 is devoted to the establishment of the new Hawking evaporation law (especially for the detailed description of the last stages of Gauss–Bonnet BH evaporation). In section 4 we show that the direct experimental registration of such PBHs is impossible. Section 5 is devoted to PBH relics as dark-matter candidates and section 6 contains discussions and conclusions.

2. Black-hole minimal mass

2.1. Black-hole minimal mass in pure EDGB model

For the sake of completeness, the main results from [7] are briefly repeated.

Starting from action (1), a static, spherically symmetric, asymptotically flat black-hole solution is considered. One of the most convenient choices of metrics in this model is

$$\mathrm{d}s^2 = \Delta\,\mathrm{d}t^2 - \frac{\sigma^2}{\Delta}\,\mathrm{d}r^2 - r^2(\mathrm{d}\theta^2 + \sin^2\theta\,\mathrm{d}\varphi^2), \tag{2}$$

where $\Delta = \Delta(r)$, $\sigma = \sigma(r)$.

An asymptotic expansion of the solution has the usual quasi-Schwarzschild form,

$$\Delta(r \to \infty) = 1 - \frac{2M}{r} + O\left(\frac{1}{r}\right),$$
$$\sigma(r \to \infty) = 1 - \frac{1}{2}\frac{D^2}{r^2} + O\left(\frac{1}{r^2}\right),$$
$$\phi(r \to \infty) = \frac{D}{r} + O\left(\frac{1}{r}\right),$$

where M and D are ADM (Arnowit–Dieser–Misner) mass and dilatonic charge, respectively. Using a dedicated code, a BH-type solution was obtained. This solution provides a regular horizon of quasi-Schwarzschild-type and the asymptotic behaviour near this horizon r_h is

$$\begin{aligned} \Delta &= d_1(r - r_h) + d_2(r - r_h)^2 + \cdots, \\ \sigma &= s_0 + s_1(r - r_h) + \cdots, \\ \phi &= \phi_{00} + \phi_1(r - r_h) + \phi_2(r - r_h)^2 + \cdots, \end{aligned} \tag{3}$$

where $(r - r_h) \ll 1$, s_0, $\phi_0 = \mathrm{e}^{-2\phi_{00}}$ and r_h are free independent parameters.

After solving the equations to the first perturbation order, the following limit on the minimal BH size can be obtained:

$$r_h^{\mathrm{inf}} = \sqrt{\lambda}\sqrt{4\sqrt{6}\phi_h(\phi_\infty)}, \tag{4}$$

where λ is a combination of the string coupling constants (*fundamental value*) and $\phi_h(\phi_\infty)$ is the dilatonic value at r_h, depending upon the dilatonic value at infinity which cannot be determined only in the framework of this model. According to this formula and taking into account the numerical values, the minimal BH mass has the order of Planck mass (more precisely $\approx$1.8 Planck masses [7]).

It is necessary to point out that the stability of the solution under time perturbations at the event horizon was described in [11] and studied at the singularity r_s in [12].

The contribution of higher order curvature corrections was studied in [7, 16] to show that, in the bosonic case with heterotic string models (the question is still open in SUSY II), all new topological configurations are located inside the determinant singularity and, therefore, do not produce any new *physical* consequences. Our conclusions remain valid when the next higher-order curvature corrections have the structure of pure products of Riemannian tensors. This topic is under further investigation.

Gathering these results, it can be concluded that the solution is stable in all the particular points, and, therefore, at all the values of the initial dataset.

2.2. *Effects of moduli fields*

Generalizing the model by taking into account the effective contribution of additional compact dimensions in the most simple form (scalar field), the action must be given as

$$S = \int \mathrm{d}^4x\sqrt{-g}\,[-R + 2\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi + 2\partial_\mu\psi\partial^\mu\psi + (\lambda_\phi\,\mathrm{e}^{-2\phi} + \lambda_\psi\xi(\psi))S_{\mathrm{GB}} \\ + \text{higher-order curvature corrections}]. \tag{5}$$

This model was studied in detail in [13]. For current investigations, it should be emphasized that when the contribution of the moduli field value is considered, a naked singularity can appear if the size of additional dimensions is greater than the BH size. The minimal BH mass must therefore be increased to 10 Planck masses (to avoid being in the naked singularity region). It is a key feature because it allows us to move away from the Planck region and use a *semiclassical approach*. If these additional dimensions were non-compact [14], the BH minimal mass would be much greater.

3. Black-hole evaporation law

3.1. *Probability of transition to the last stage*

According to the analysis given in [18], the transition from the penultimate to the last stage of BH evaporation is forbidden (figure 1) and evaporating PBHs will never reach the minimal mass state. The shape of the BH-mass-loss-rate law changes and becomes that presented in figure 2, analogous to the simplified 'toy model' presented in [18]. Different types of similar models for BH evaporation were studied in Lovelock gravity [19], string-inspired curvature expansions [20] and in many other theories. The numerical values of Gauss–Bonnet BH (important for experimental search analysis) will be presented in the next section.

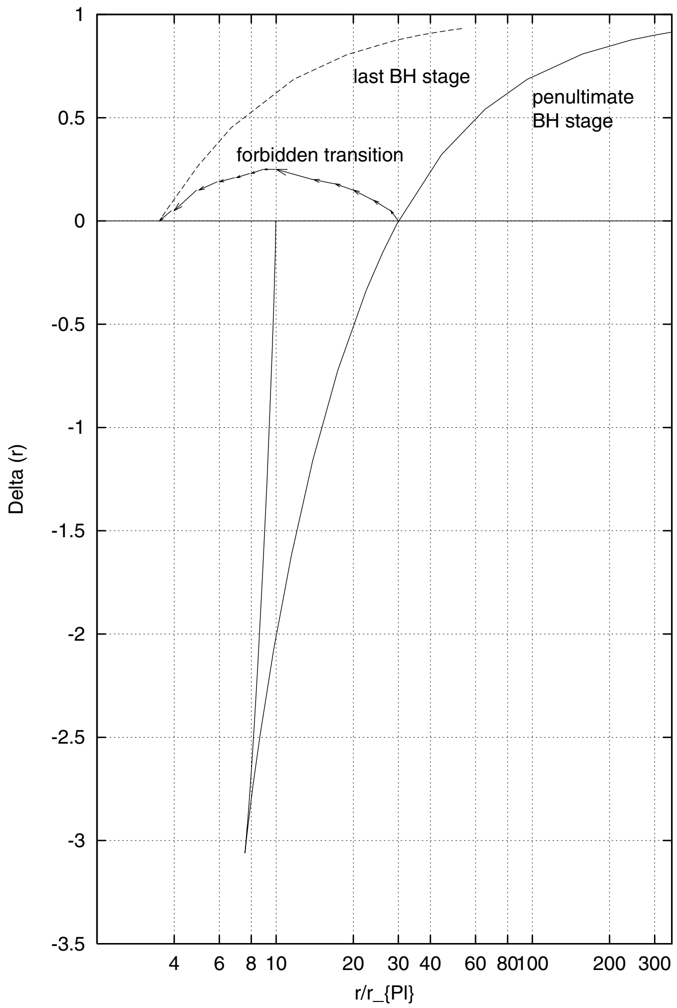


Figure 1. Illustration of the moment of last transition. The penultimate state is characterized by the regular horizon with the usual quasi-Schwarzschild configuration. The last state is a singular configuration making the transition from the penultimate to the last forbidden state.

3.2. Approximation to metric functions

In the WKB approximation of the Hawking evaporation process, everything happens in the neighbourhood of the event horizon. As our metric functions Δ and σ depend upon radial coordinate r and black-hole mass M, i.e. $\Delta = \Delta(M, r)$ and $\sigma = \sigma(M, r)$ (other variables are not important), we can use expansions (3), taking into account only the first terms (partially neglecting the dependence upon radial coordinate r). Using (3), the metric can be written as

$$\Delta(M, r) = 1 - \frac{2M}{r}\epsilon(M) = \frac{1}{2M\epsilon}(r - 2M\epsilon(M)), \qquad \sigma(M, r) = \sigma_0(M). \tag{6}$$

Using the numerically calculated data, fits were obtained for $\epsilon(M)$ and $\sigma_0(M)$. As we are mainly interested in the last stages of PBH evaporation, where the difference from the standard Bekenstein–Hawking picture is considerable, Taylor expansions around $M_{\rm min}$ can be used. This also helps in obtaining good fits of the metric functions (see figures 3 and 4),

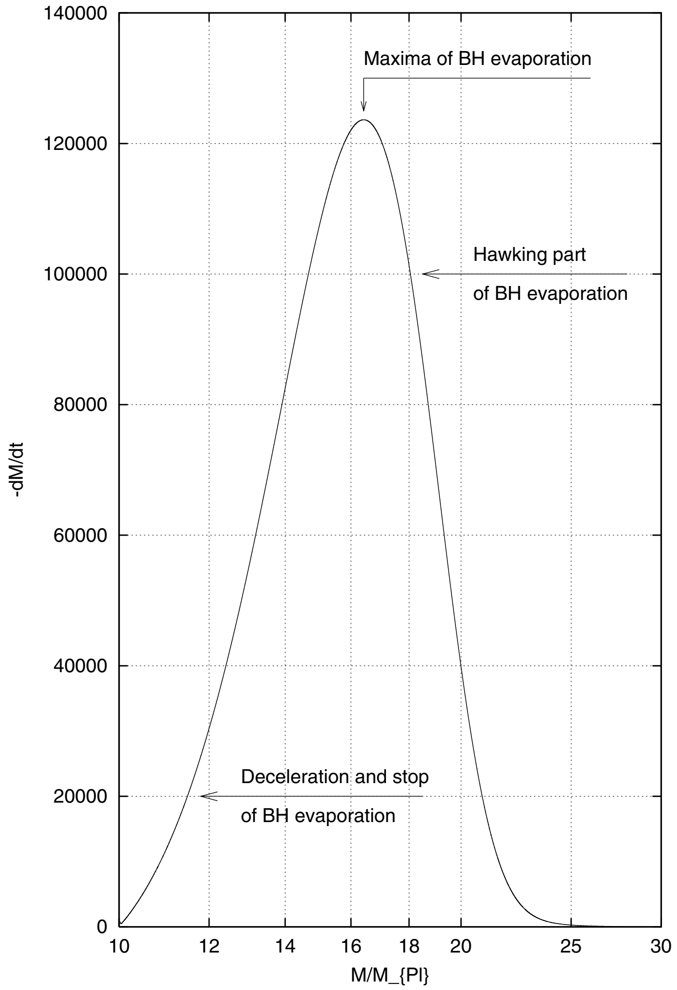


Figure 2. Shape of BH-mass-loss rate versus BH mass in the Gauss–Bonnet case when the energy conservation is taken into account. The right part of the graph represents the usual Hawking evaporation law when $-\mathrm{d}M/\mathrm{d}t \sim 1/M^2$. The left part shows the picture at last stages when evaporation decelerates and then stops, distinguishing the minimal possible mass ('ground state').

which can be considered as Taylor expansions (of M or $1/M$) that are valid between $M = M_{\min} = 10M_{\mathrm{Pl}}$ and $M = 1000M_{\mathrm{Pl}}$ with good accuracy,

$$\begin{aligned} \epsilon &= 1 - \frac{\epsilon_1}{M} - \frac{\epsilon_2}{M^2} + \frac{\epsilon_3}{M^3} - \frac{\epsilon_4}{M^4}, \\ \sigma_0 &= \sigma_2(M - M_{\min})^2 - \sigma_3(M - M_{\min})^3 + \sigma_4(M - M_{\min})^4 - \sigma_5(M - M_{\min})^5, \end{aligned} \tag{7}$$

where (for $M_{\min} = 10M_{\mathrm{Pl}}$) the corresponding coefficients are $\epsilon_1 = 10.004$, $\epsilon_2 = 13.924$, $\epsilon_3 = 2856.3$, $\epsilon_4 = 25\,375.0$, $\sigma_2 = 0.11\,933 \times 10^{-04}$, $\sigma_3 = 0.30\,873 \times 10^{-07}$, $\sigma_4 = 0.30\,871 \times 10^{-10}$, $\sigma_5 = 0.11\,051 \times 10^{-13}$.

Using this technique, the PBH evaporation spectra and mass-loss rate were derived in an analytical form (valid only near the $M_{\min}$ point).

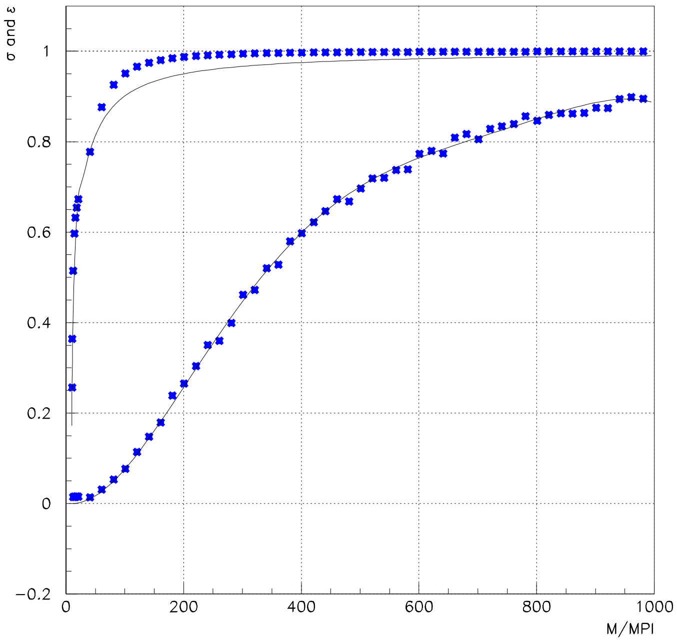


Figure 3. Metric function σ and ϵ as a function of the mass M in Planck units for a fixed minimal mass $M_{\rm min} = 10M_{\rm Pl}$. The stars are numerically computed values and the line is the fit used to derive the spectrum.

3.3. Black-hole-evaporation spectra in EDGB model

In some approaches, black holes are treated as immersed in a thermal bath and the evaporation can be described as a WKB approximation of semiclassical tunnelling in a dynamical geometry. In our investigation, we follow the techniques described in [21] and [22]. The same method was also applied in [23]. Some other descriptions of BH evaporation can be found in [24, 25].

The key idea of the method in [21] and [22] is that the energy of a particle changes its sign when crossing the BH horizon. So, a pair created just inside or just outside the horizon can become real with zero total energy after one member of the pair has tunnelled to the opposite side. The energy conservation plays a fundamental role: transitions between states with the same total energy are the only possible ones. Using quantum mechanical rules, it is possible to write the imaginary part of the action for an outgoing positive energy particle which crosses the horizon outwards from $r_{\rm in}$ to $r_{\rm out}$ as

$$\mathrm{Im}(S) = \mathrm{Im}\int_M^{M-\omega}\int_{r_{\rm in}}^{r_{\rm out}} \frac{\mathrm{d}r}{\dot r}\,\mathrm{d}H,$$

where ω is the energy of the particle, H is the total Hamiltonian (and total energy) and the metric is written so as to avoid the horizon coordinate singularity. Following [22], Painleve's coordinates are used. The transformation from the Schwarzschild metric to this metric can be obtained by changing the time variable:

$$t = t_{\rm old} + r\sqrt{\frac{\sigma^2}{\Delta^2} - \frac{1}{\Delta}}.$$

Substituting $t_{\rm old}$ into (2), one obtains

$$\mathrm{d}s^2 = -\Delta\,\mathrm{d}t^2 + 2\sqrt{\sigma^2 - \Delta}\,\mathrm{d}r\,\mathrm{d}t + \mathrm{d}r^2 + r^2\,\mathrm{d}\Omega^2. \qquad (8)$$

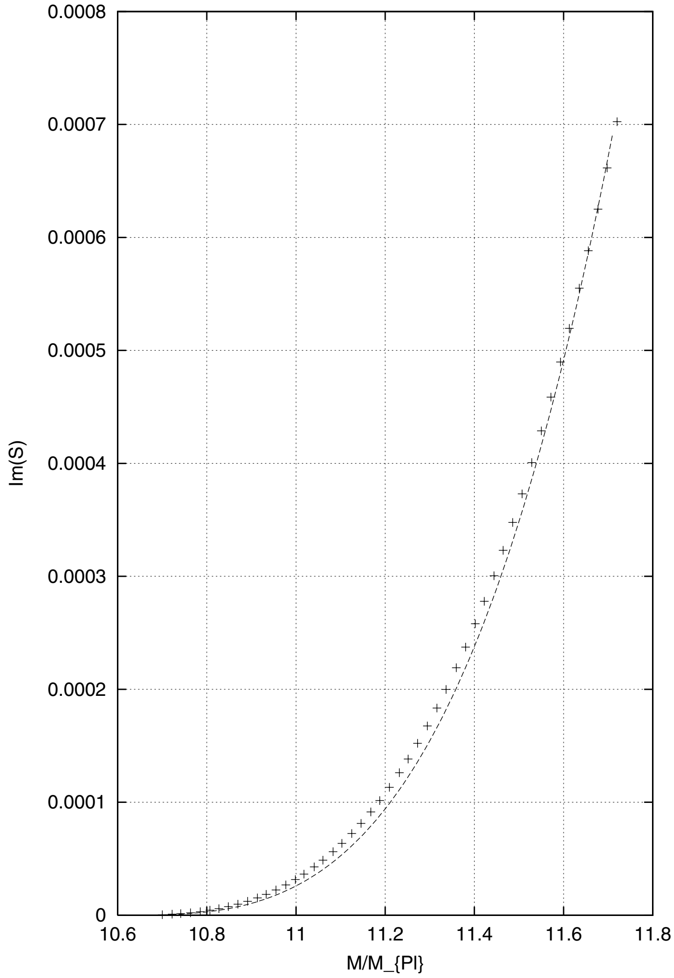


Figure 4. Im(S) (dots) and the fit $(5 \times 10^{-4})(M - M_{\text{min}})^3$ (dashed curve) versus BH mass M during the last stages of BH evaporation in the Gauss–Bonnet case with $M_{\text{min}} = 10.6 M_{\text{Pl}}$. It is necessary to note that during last stages of evaporation, the emitted energy $\omega < M - M_{\text{min}} \ll 1$. For fixed values of $\omega = \omega_i^*$ in the vicinity of M_{min} ($O(M_{\text{min}}) = 0.01$), the mass $M \in (M_{\text{min}} + \omega_i^*, M_{\text{min}} + \omega_i^* + O(M_{\text{min}}))$. So, for different values of ω^* ($\omega_{i+1}^* = \omega_i^* + O(M_{\text{min}}), \omega_1^* = 0.1, i \in N$), M belongs to different (without intersection) intervals. Finally, Im(S) is represented as the connection of such intervals with the most probable values of $\omega_i^* \in (0.1, 1.1)$.

In the WKB approximation, the imaginary part of the semiclassical action, Im(S), describing the probability of tunnelling through the horizon is

$$\text{Im}(S) = \text{Im} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} p_r \, \mathrm{d}r = \text{Im} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} \int_0^{p_r} p_r' \, \mathrm{d}r, \tag{9}$$

where p_r is canonical momentum.

For Gauss–Bonnet BH, the radial geodesics are described by the equation [7]

$$\dot{r} = \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\tau} = \frac{\Delta}{\sqrt{\sigma^2 - \Delta} \mp \sigma} = \mp\sigma - \sqrt{\sigma^2 - \Delta}. \tag{10}$$

After substituting expression (10) to equation (9), one obtains

$$\mathrm{Im}(S) = \mathrm{Im}\int_{M}^{M-\omega}\int_{r_{\mathrm{in}}}^{r_{\mathrm{out}}}\frac{\mathrm{d}r}{\dot{r}}\,\mathrm{d}H = -\mathrm{Im}\int_{0}^{\omega}\int_{2M\epsilon}^{2(M-\omega)\epsilon}\frac{\mathrm{d}r\,\mathrm{d}\omega'}{\sigma-\sqrt{\sigma^2-\Delta}}. \tag{11}$$

Substituting expression (6) extended in (7) to equation (11), the imaginary part of the action can be written as

$$\mathrm{Im}(S) = -\mathrm{Im}\int_0^{\omega}\mathrm{d}\omega'\left(\int_{2M\epsilon}^{2(M-\omega')\epsilon}\frac{\mathrm{d}r}{\sigma-\sqrt{\sigma^2-\frac{r}{2(M-\omega')\epsilon}+1}}\right).$$

Changing variables with

$$y = \sqrt{\sigma^2-\frac{r}{2(M-\omega)\epsilon}+1},$$

$\mathrm{Im}(S)$ takes the form

$$\begin{aligned}\mathrm{Im}(S) &= -\mathrm{Im}\int_0^{\omega}\mathrm{d}\omega'\left(\int_{\sqrt{\sigma^2-\frac{\omega'}{M-\omega'}}}^{\sigma}\frac{4(M-\omega')\epsilon y\,\mathrm{d}y}{y-\sigma}\right)\\ &= -\mathrm{Im}\int_0^{\omega}\mathrm{d}\omega'\left(4(M-\omega')\epsilon\sigma\int_{\sqrt{\sigma^2-\frac{\omega'}{M-\omega'}}}^{\sigma}\frac{\mathrm{d}y}{y-\sigma}\right)\\ &= -\int_0^{\omega}\mathrm{d}\omega'(4(M-\omega')\epsilon\sigma\pi).\end{aligned}$$

As a result, the imaginary part of the action is

$$2\,\mathrm{Im}(S) = \frac{840\pi}{M^2(M-\omega)^2}\alpha,$$

where α is a long expression[3] that cannot be written here.

Using the numerical values for a realistic order of $M_{\min}$ around 10 Planck masses, the corresponding ϵ_i, and σ_j, it is possible to find the approximate expression for $\mathrm{Im}(S)$ from (6). As we are mainly interested in the last stages of BH evaporation, where the influence of higher-order curvature corrections is important, the limit $M - M_{\min} \ll 1$ can be taken in the computations, leading to a very different spectrum than the standard Bekenstein–Hawking picture (where $-\mathrm{d}M/\mathrm{d}t \propto 1/M^2$). Taking into account energy conservation, ω can be bounded: $0 \leqslant \omega \leqslant M - M_{\min}$. The approximate expression of $\mathrm{Im}(S)(M, \omega)$ for a given $M_{\min}$ can then be used in the form

$$\mathrm{Im}(S) = k(M - M_{\min})^3, \tag{12}$$

where the constant $k = 5\times10^{-4}$ is in Planck unit values with a satisfying accuracy (the plot of $\mathrm{Im}(S)$ and its approximation is shown in figure 4).

3.4. Energy conservation and mass-loss rate

Following [22], the emission spectrum per degree of freedom can simply be written as

$$\frac{\mathrm{d}^2N}{\mathrm{d}E\,\mathrm{d}t} = \frac{\Gamma_s}{2\pi\hbar}\frac{\Theta((M-M_{\min})c^2-E)}{\mathrm{e}^{\mathrm{Im}(S)}-(-1)^{2s}}, \tag{13}$$

$\Gamma_s(M, E)$ being the absorption probability for a particle of spin s and the Heavyside function being implemented to take into account energy conservation with a minimal mass $M_{\min}$. In this

[3] It can be found at http://isnwww.in2p3.fr/ams/ImS.ps.

section and in the following ones, standard units are used instead of Planck units as numerical results should be obtained for experimental fluxes. At this point, two questions need to be addressed: what kind of fields are emitted (and which correlative Γ_s are to be used) and which mass range is physically interesting. To answer these questions, the mass-loss rate is needed:

$$-\frac{\mathrm{d}M}{\mathrm{d}t} = \int_0^{(M-M_{\min})c^2} \frac{\mathrm{d}^2N}{\mathrm{d}E\,\mathrm{d}t}\frac{E}{c^2}\,\mathrm{d}E, \tag{14}$$

where the integration is carried out up to $(M - M_{\min})c^2$ so as to ensure that the transition below $M_{\min}$ is forbidden. The absorption probabilities can clearly be taken in the limit $GME/\hbar c^3 \ll 1$ as we are considering the endpoint emission when the cut-off imposed by $M_{\min}$ prevents the black hole from emitting particles with energies of the order of kT. Using analytical formulae [27] and expanding exp(Im(S)) to the first order with the approximation according to (12), it is easy to show that the emission of spin-1 particles, given by (per degree of freedom)

$$-\frac{\mathrm{d}M}{\mathrm{d}t} \approx \frac{16}{9\pi}\frac{G^4M_{\mathrm{Pl}}}{\hbar^5c^2k}M^4(M - M_{\min})^3, \tag{15}$$

dominates over $s = 1/2$ and $s = 2$ emission whatever the considered energy in the previously quoted limit. It is interesting to point out that the fermion emission around $M_{\min}$ is not strongly modified by the EDGB model as, in the lowest order, $\exp(\mathrm{Im(S)}) - (-1)^{2s} \approx 2$. Furthermore, if energy conservation was implemented as a simple cut-off in the Hawking spectrum, the opposite result would be obtained: $s = 1/2$ particles would dominate the mass-loss rate as the power of (ME) in the absorption probability is the smallest. If we restrict ourselves to massless particles, i.e., only those emitted when M is very close to $M_{\min}$, the metric modification changes the endpoint emission nature from neutrinos to photons. The real mass-loss rate is just twice the one given here to account for the electromagnetic helicity states.

With the expression $-\mathrm{d}M/\mathrm{d}t = f(M)$, it is possible to compute the mass M at any given time t after formation at mass M_{init} as

$$t = \int_M^{M_{\mathrm{init}}} \frac{\mathrm{d}M}{f(M)} \approx \frac{9\pi k\hbar^5c^2}{32G^4M_{\mathrm{Pl}}^3}\frac{1}{M_{\min}^4(M - M_{\min})^2}, \tag{16}$$

where only the dominant term in the limit $t \to \infty$ is taken from the analytical primitive of the function. As expected, the result does not depend on M_{init}, which is due to the fact that the time needed to go from M_{init} to a few times $M_{\min}$ is much less than that taken to go from a few times $M_{\min}$ to M as long as $M_{\mathrm{init}} \ll 10^{15}$ g for $t \approx 10^{17}$ s. At time t after formation, the mass is given by

$$M \approx M_{\min} + \sqrt{\frac{9k\pi\hbar^5c^2}{8M_{\min}^4G^4M_{\mathrm{Pl}}^3t}}. \tag{17}$$

This mass can be implemented in the emission spectrum formula:

$$\frac{\mathrm{d}^2N}{\mathrm{d}E\,\mathrm{d}t} \approx \frac{32}{3\pi}\left(\frac{8}{9\pi}\right)^{\frac{3}{2}} G^{10}\hbar^{-\frac{25}{2}}c^{-15}M_{\mathrm{Pl}}^{\frac{15}{2}}M_{\min}^{10}k^{-\frac{5}{2}}t^{\frac{3}{2}}E^4\Theta\left(\sqrt{\frac{9k\pi\hbar^5c^6}{8M_{\min}^4G^4M_{\mathrm{Pl}}^3t}} - E\right) \tag{18}$$

leading to a frequency f given by

$$f = \int_0^{(M-M_{\min})c^2} \frac{\mathrm{d}^2N}{\mathrm{d}E\,\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}E \approx \frac{36}{15}\frac{1}{t}. \tag{19}$$

When investigating the possible relic emission now produced from PBHs formed in the early universe with small masses, this leads to a frequency of approximately 6×10^{-18} Hz with a typical energy of the order of 1.8×10^{-6} eV. This emission rate is very small as it corresponds to the evaporation into photons with a wavelength much greater than the radius of the black hole. It should, nevertheless, be emphasized that the spectrum is a monotonically increasing function of energy, up to the cut-off, with an E^4 behaviour. Furthermore, it shows that, although very low in intensity, the evaporation never stops and leads to a mass evolution in $1/\sqrt{t}$.

4. Experimental detection

In this section, we investigate the possibility of measuring the previously given relic emission. Let R be the distance from the observer, z the redshift corresponding to the distance R, θ the opening angle of the detector (chosen so that the corresponding solid angle is $\Omega = 1$ sr), $\mathrm{d}^2N/\mathrm{d}E\,\mathrm{d}t(E,t)$ the individual differential spectrum of a black-hole relic (BHR) at time t, $\rho(R)$ the numerical BHR density taking into account the cosmic scale factor variations, $R_{\max}$ the horizon in the considered energy range, t_{univ} the age of the universe and H the Hubble parameter. The 'experimental' spectrum $F(\mathrm{J}^{-1}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{sr}^{-1})$ can be written as

$$F = \int_0^{R_{\max}} \frac{\mathrm{d}^2N}{\mathrm{d}E\,\mathrm{d}t}\left(E(1+z), t_{\text{univ}} - \frac{R}{c}\right)\frac{\rho(R)\pi R^2\tan^2(\theta)}{4\pi R^2}\,\mathrm{d}R, \tag{20}$$

which leads to

$$F = \tan^2(\theta)\frac{8}{3\pi}\left(\frac{8}{9\pi}\right)^{\frac{3}{2}} G^{10}\hbar^{-\frac{25}{2}}c^{-15}M_{\text{Pl}}^{\frac{15}{2}}M_{\min}^{10}\,k^{-\frac{5}{2}}E^4\int_0^{R_{\max}}\rho(R)\left(\frac{1+\frac{HR}{c}}{1-\frac{HR}{c}}\right)^2$$
$$\times\left(t_{\text{univ}} - \frac{R}{c}\right)^{\frac{3}{2}}\Theta\left(\sqrt{\frac{9k\pi\hbar^5c^6}{8M_{\min}^4G^4M_{\text{Pl}}^3\left(t-\frac{R}{c}\right)}} - E\sqrt{\frac{1+\frac{HR}{c}}{1-\frac{HR}{c}}}\right)\mathrm{d}R. \tag{21}$$

This integral can be analytically computed and takes into account both the facts that BHRs far away from the Earth must be taken at an earlier stage of their evolution and that energies must be redshifted. Even assuming the highest possible density of BHRs ($\Omega_{\text{BHR}} = \Omega_{\text{CDM}} \approx 0.3$) and $R_{\max}$ around the universe radius, the resulting flux is extremely small: $F \approx 1.1 \times 10^7\,\mathrm{J}^{-1}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{sr}^{-1}$ around 10^{-6} eV, nearly 20 orders of magnitude below the background. This closes the question about possible direct detection of BHRs emission.

Another way to investigate differences between EDGB black hole particle emission and a pure Hawking spectrum is to study the mass region where $\mathrm{d}M/\mathrm{d}t$ is maximal. Taking into account that the mass-loss rate becomes much higher in the EDGB case than in the usual Hawking picture, it could have been expected that the extremely high-energy flux was strongly enhanced. In particular, it could revive the interest in PBHs as candidates to solve the enigma of measured cosmic rays above the GZK cut-off. Nevertheless, the spectrum modification becomes important only when the mass is quite near to $M_{\min}$. Depending on the real numerical value of $M_{\min}$, it can vary substantially (increasing with increasing $M_{\min}$) but remains a few Planck masses above $M_{\min}$. This is far too small to account for a sizeable increase of the flux. The number of particles emitted above 10^{20} eV in a pure Hawking model is of the order of 10^{15} [9]. This value should be taken with care as it relies on the use of leading log QCD computations of fragmentation functions far beyond the energies reached by colliders but the order of magnitude is correct. On the other hand, even if all the energy available when EDGB modifications become important were released in 10^{20} eV particles (which is not realistic), it would generate particles only a few times 10^9 and modify the pure Hawking flux by less than 0.01%. It would not allow us to generate, as expected, a spectrum harder than E^{-3}.

5. Primordial black holes as dark-matter candidates

The idea of PBH relics as a serious candidate for cold dark matter was first mentioned in [10]. It was shown that in a Friedman universe without inflation, Planck-mass remnants of evaporating primordial black holes could be expected to have close to the critical density. Nevertheless, the study was based on the undemonstrated assumption that either a stable object forms with a mass approximately $M_{\rm Pl}$ or a naked spacetime singularity is left. Our study provides new arguments favouring massive relic objects, probably one order of magnitude above Planck mass, and could revive the interest in such non-baryonic dark-matter candidates. An important problem is still to be addressed in standard inflationary cosmology: the rather large size of the horizon at the end of inflation. The standard formation mechanism of PBHs requires the mass of the black holes to be of the order of the horizon mass at the formation time and only those created after inflation should be taken into account as the huge increase of the scale factor would extremely dilute all those possibly formed before. It is easy to show that under such assumptions, the density of Planck relics is very small:

$$\Omega_{\rm Pl} = \Omega_{\rm PBH}\frac{\alpha-2}{\alpha-1}M_H^{1-\alpha}M_*^{\alpha-2}M_{\rm min}, \tag{22}$$

where $\Omega_{\rm PBH}$ is the density of PBHs not yet evaporated, α is the spectral index of the initial mass spectrum (=5/2 in the standard model for a radiation dominated universe), M_* is the initial mass of a PBH whose evaporating time is the age of the universe ($\approx 5\times10^{14}$ g) and M_H is the horizon mass at the end of inflation, which can be expressed as

$$M_H = \gamma^{\frac{1}{2}}\frac{1}{8}\frac{M_{\rm Pl}}{t_{\rm Pl}}t_i \approx \gamma^{\frac{1}{2}}\frac{1}{8}\frac{M_{\rm Pl}}{t_{\rm Pl}}\frac{0.24}{(T_{\rm RH}/1\,{\rm Mev})^2}, \tag{23}$$

where T_i is the formation time and $T_{\rm RH}$ is the reheating temperature. Even with the highest possible value for $T_{\rm RH}$, approximately 10^{12} GeV (according to [28], if the reheating temperature is more than 10^9 GeV, BHR remnants should be present now), and the upper limit on $\Omega_{\rm PBH}$ coming from gamma rays, approximately 6×10^{-9}, the resulting density is extremely small: $\Omega_{\rm Pl}\approx 10^{-16}$.

There are, nevertheless, at least two different ways to revive the interest in PBH dark matter. The first is related to relics that would be produced from an initial mass spectrum decreasing fast enough, so as to overcome the gamma-ray limit. The second would be to have a large amount of large PBHs, between 10^{15} g and 10^{25} g, where experiments are completely blind: such black holes are too heavy to undergo Hawking evaporation and too light to be seen by microlensing experiments (mostly because of the finite size effect [29]). The most natural way to produce spectra with such features is inflationary models with a scale, either corresponding to a change in the spectral index of the fluctuations power spectrum [30] or corresponding to a step [31].

6. Discussion and conclusions

In this paper, the BH-type solution of 4D effective string gravity action with higher-order curvature corrections was applied to the description of BHRs. A corrected version of the evaporation law near the minimal BH mass was established. It was shown that the standard Bekenstein–Hawking evaporation formula must be modified in the neighbourhood of the last stages. Our main conclusion is to show that, contrary to what is usually thought, the evaporation does not end by the emission of a few quanta with energy around Planck values but goes asymptotically to zero with an infinite characteristic timescale.

The direct experimental registration of the products of evaporation of BHRs is impossible. This gives us an opportunity to consider these BHRs as one of the main candidates for cold dark matter in our universe.

Acknowledgments

SA would like to thank the AMS Group of the Institut des Sciences Nucleaires (CNRS/UJF) de Grenoble for kind hospitality. AB and GB are very grateful to the Sternberg Astronomical Institute for inviting them. This work was supported in part by 'Universities of Russia: Fundamental Investigations' under grant No UR.02.01.026 and by Russian Federation State Contract No 40.022.1.1.1106. The authors are grateful to A Starobinsky and M Pomazanov for very useful discussions on the subject of this paper.

References

[1] Linde A 2000 *Phys. Rep.* **333** 575
[2] Hawking S W 2000 *Phys. Rev.* D **62** 043501
[3] Callan C G, Friedan D, Martinec E J and Pery N J 1985 *Nucl. Phys.* B **294** 593
[4] Tseytlin A 1994 String solutions with nonconstant scalar fields *Proc. Int. Symp. on Particle Theory (Wendisch-Rietz, Germany, 7–11 Sept. 1993) (Ahrenshoop Symp. 1993:0001-13) Preprint* hep-th/9402082
[5] Zwiebach B 1985 *Phys. Lett.* B **156** 315
Poisson E 1991 *Class. Quantum Grav.* **8** 639
Witt D 1988 *Phys. Rev.* D **38** 3000
Wheeler J T 1986 *Nucl. Phys.* B **268** 737
Wheeler J T 1986 *Nucl. Phys.* B **273** 732
Gibbons G W and Maeda K 1988 *Nucl. Phys.* B **298** 741
Garfincle D, Horowitz G and Strominger A 1991 *Phys. Rev.* D **43** 3140
Garfincle D, Horowitz G and Strominger A 1992 *Phys. Rev.* D **45** 3888
[6] Mignemi S and Stewart N R 1993 *Phys. Rev.* D **47** 5259
Kanti P, Mavromatos N E, Rizos J, Tamvakis K and Winstanley E 1996 *Phys. Rev.* D **54** 5049
Torii T, Yajima H and Maeda K 1997 *Phys. Rev.* D **55** 739
[7] Alexeyev S O and Pomazanov M V 1997 *Phys. Rev.* D **55** 2110
Alexeyev S O and Sazhin M V 1998 *Gen. Rel. Grav.* **8** 1187
Alexeyev S O, Sazhin M V and Pomazanov M V 2001 *Int. J. Mod. Phys.* D **10** 225
[8] Bekensten J D 1994 *Phys. Rev.* D **49** 1912
[9] Barrau A 2000 *Astropart. Phys.* **12** 269
[10] Polnarev A G and Khlopov M Yu 1981 *Astron. Zh.* **58** 706 in Russian
Khlopov M Yu, Malomed B A and Zeldovich Ya B 1985 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **215** 575
MacGibbon J H 1987 *Nature* **329** 308
MacGibbon J H and Carr B 1991 *Ap. J.* **371** 447
Manko V I and Markov M A 1993 *Phys. Lett.* A **172** 331
[11] Kanti P, Mavromatos N E, Rizos J, Tamvakis K and Winstanley E 1998 *Phys. Rev.* D **57** 6255
Torii T and Maeda K 1998 *Phys. Rev.* D **58** 084004
[12] Khovanskaya O 2002 Dilatonic black hole time stability *Preprint* gr-qc/0201075 (*Grav. Cosmol.* at press)
[13] Alexeyev S and Mignemi S 2001 *Class. Quantum Grav.* **18** 4165
[14] Randall L and Sundrum R 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4690
[15] Metsaev R R and Tseytlin A A 1987 *Phys. Lett.* B **185** 52
Bento M C and Bertolami O 1989 *Phys. Lett.* B **228** 348
Bento M C and Bertolami O 1996 *Phys. Lett.* B **368** 198
[16] Alexeyev S O and Khovanskaya O S 2000 *Grav. Cosmol.* **6** 14
[17] Branoff P R and Brill D R 1999 Instantons for black hole pair production *Preprint* gr-qc/9811079
[18] Alexeyev S, Barrau A, Boudoul G, Khovanskaya O and Sazhin M 2002 *Astron. Lett. (Pisma Astron. Zh.)* **28** 428

[19] Myers R C and Simon J Z 1988 *Phys. Rev.* D **38** 2434
Myers R C and Simon J Z 1989 *Gen. Rel. Grav.* **21** 761
[20] Barrow J D, Copeland E J and Liddle A R 1992 *Phys. Rev.* D **46** 645
[21] Massar S and Parentani R 2000 *Nucl. Phys.* B **575** 333–56
[22] Parikh M K and Wilczek F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 24
[23] Srinivasan K and Padamanabhan T 1999 *Phys. Rev.* D **60** 24007
[24] Damour T and Ruffini R 1976 *Phys. Rev.* D **14** 332
[25] Page D N 1976 *Phys. Rev.* D **13** 198
Page D N 1976 *Phys. Rev.* D **14** 3260
Page D N 1977 *Phys. Rev.* D **16** 2402
[26] Hiscock W A 1981 *Phys. Rev.* D **41** 3052
[27] Blatt J M and Weisskopf V F 1952 *Theoretical Nuclear Physics* (New York: Wiley) p 520
Starobinsky A A and Churilov S M 1973 *Zh. Eksp. Fiz.* **65** 3
MacGibbon J H and Webber B R 1990 *Phys. Rev.* D **41** 3052
[28] Alexeyev S, Khovansaya O and Sazhin M 2002 *Astron. Lett. (Pisma Astron. Zh.)* **28** 139
[29] Renault C *et al* 1997 *Astron. Astrophys.* **324** L69
[30] Kim H I 2000 *Phys. Rev.* D **62** 063504
[31] Bringmann T, Kiefer C and Polarski D 2002 *Phys. Rev.* D **65** 024008

Chapitre 11

Inflation et trous noirs primordiaux

Ce chapitre vise à utiliser les limites supérieures précédemment obtenues sur la densité de trous noirs primordiaux afin de dériver des contraintes cosmologiques. Ces dernières concernent des échelles pour lesquelles aucune autre observable n'est aujourd'hui envisagée ! Pour étudier ce que l'absence (ou l'extrême rareté : $\Omega_{PBH} < 3.3 \times 10^{-9}$) de petits trous noirs peut nous révéler sur l'Univers primordial, il faut s'intéresser aux détails du mécanisme de formation.

Le modèle cosmologique *standard* repose aujourd'hui sur une brève phase d'inflation durant laquelle le facteur d'échelle de l'Univers croît exponentiellement. Cette image est motivée par la résolution d'un certain nombres de problèmes liés au modèle classique du Big-Bang (par exemple l'isotropie du fond de rayonnement cosmologique - CMB - sur des échelles qui semblent pourtant causalement décorélées, la platitude de l'Univers, l'augmentation considérable d'entropie, l'homogénéité à grande échelle, etc.) mais repose également sur de solides bases de microphysique (transition de phase avec brisure spontanée de symétrie pour un champ scalaire évoluant lentement à partir d'une position de "faux vide" vers le minimum autour duquel se produit la désexcitation). Avec la réserve toutefois que le champ en question n'a pas encore été expérimentalement mis en évidence (ni aucun champ fondamental scalaire d'ailleurs) ! Les modèles d'inflation permettent de générer des spectres de fluctuations qui rendent convenablement compte des structures dans l'Univers contemporain. Ils sont généralement proches du type Harrison-Zel'dovich, c'est-à-dire invariants d'échelle (ce qui correspond à $P(k) \propto k^n$ avec $n = 1$ et k le nombre d'onde). La production de trous noirs primordiaux étant associée aux très petites échelles et donc aux grands nombres d'onde, seuls les spectres bleus, *i.e.* avec $n > 1$, peuvent produire une quantité appréciable de trous noirs primordiaux lorsqu'ils sont normalisés aux valeurs connues (sur le CMB ou les grandes structures). L'idée globale de la production des petits trous noirs est d'augmenter, quel que soit le moyen, la puissance aux petites échelles. Les dernières études combinées des expériences de mesure du CMB (en particulier Boomerang [130], Maxima [131], Archeops [132] et, bien-sûr, WMAP [133]) montrent que l'indice spectral n est très voisin de 1 : $n = 1.02 \pm 0.03$ ([134]). Extrapolée jusqu'aux très grands k cette valeur ne conduit qu'à une densité extrêmement faible de trous noirs primordiaux (il faudrait $n \approx 1.3$ pour une contribution importante des PBH à la matière noire). Néanmoins, il est tout-a-fait naturel de supposer que le spectre ne demeure pas une simple loi de puissance $P(k) \propto k^n$ avec $n = cte$ sur des échelles si éloignées. En particulier, le potentiel du champ d'inflaton peut présenter une échelle caractéristique liée, par exemple, aux énergies des théories de grande unification (GUT). Ceci conduit naturellement à une brisure d'invariance d'échelle (BSI) dans le spectre primordial. On s'intéresse ici plus spécifiquement au modèle développé par A. Starobinsky [135] où un saut dans la dérivée du potentiel interrompt le processus de roulement lent du champ et entraîne la création de particules et - éventuellement - de trous noirs primordiaux. Le spectre peut alors être calculé analytiquement et reproduit de façon convaincante un certain nombre d'observables (dont la présence possible d'une bosse dans le spectre de puissance de la matière ordinaire) [136], il est alors simplement dépendant de deux paramètres : la hauteur de saut p et sa position k_s. Dans une telle démarche, la production de trous noirs a manifestement lieu autour d'une échelle particulière : il est donc plus intéressant de considérer ici les trous noirs formés par mécanisme d'effondrement critique [137]. Comme dans de nombreux phénomènes de physique statistique, les masses résultantes sont alors données par une relation du type $M_{PBH} \propto (p-p_c)^\gamma$ où p est un paramètre de contrôle du système, p_c est la valeur critique et $\gamma \approx 0.36$ est l'exposant (universel) du spectre.

Cet article présente comment le modèle inflationnaire BSI permet de calculer les grandeurs nécessaires à l'évaluation du spectre de masse des trous noirs, établit explicitement leur densité et montre comment les contraintes observationnelles précédentes imposent des conditions strictes sur les paramètres du modèle.

Un trou noir primordial se forme lorsque le contraste de densité δ moyenné sur un volume dont la taille est égale au rayon de Hubble ($R_H = H(t)^{-1}$) satisfait $\delta_{min} < \delta < \delta_{max}$, la masse du trou est alors égale à la masse de l'horizon M_H, *i.e.* la masse contenue dans un volume de Hubble. La valeur minimale δ_{min} se situe, selon les modèles, entre 1/3 et 0.7 [138] : elle est dictée par le fait que la densité doit être suffisante pour la création d'un trou noir (l'amplitude de la fluctuation doit surmonter la pression de Jeans). La valeur supérieure permet d'éviter que la région ne se découple de l'Univers.

Chaque échelle physique $\lambda(t)$ est définie par un nombre d'onde k qui évolue avec le temps selon $\lambda(t) = 2\pi a(t)/k$ où $a(t)$ est le facteur d'échelle de l'Univers. Pour une échelle donnée, le temps de "croisement de l'horizon" est conventionnellement donné par t_k tel que $k = a(t_k)H(t_k)$ (on retrouve en effet $\lambda(t_k) \sim H^{-1}(t_k)$ *i.e.* au rayon de Hubble). Il s'agit du temps auquel l'échelle considérée ré-entre dans le rayon de Hubble (après en être sortie durant l'inflation) : compte-tenu de ce qu'à l'issue de l'inflation le facteur d'échelle croît moins vite que l'horizon, ceci finit nécessairement par avoir lieu. C'est à cet instant t_k qu'un trou noir de masse voisine de $M_H(t_k)$ peut se former : les différentes "zones" de la fluctuation sont en contact causal et l'effondrement peut se produire. Il y a alors une correspondance biunivoque entre $\lambda(t_k)$, $M_H(t_k)$ et k. Il est aussi possible d'établir cette correspondance à n'importe quel autre temps t_i et de relier les quantités physiques à l'instant t_i à leurs valeurs à t_k.

Si les fluctuations primordiales obéissent à une statistique gaussienne, la densité de probabilité pour le contraste de densité δ moyenné sur une sphère de rayon R est donnée par :

$$p(\delta) = \frac{1}{\sigma(R)\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\delta^2}{2\sigma^2(R)}},$$

où la variance $\sigma^2(R) = \left\langle \left(\frac{\delta M}{M}\right)^2_R \right\rangle$ peut se calculer en introduisant $\delta(x)$ [139], la transformée de Fourier inverse du contraste de densité δ_k. On écrit alors (par unité de volume) :

$$\sigma^2 =< \delta^2(x) >= \sum_{\mathbf{k},\mathbf{p}} < \delta_k \delta_p^* > exp(i(\mathbf{k}-\mathbf{p})\cdot\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{k}} \sigma_k^2$$

compte-tenu de la distribution gaussienne qui conduit à $< \delta_{\mathbf{k}} \delta_{\mathbf{p}}^* >= \eta_{\mathbf{kp}} \sigma_{\mathbf{k}}^2$ où le symbole de Kronecker est ici noté η par souci de clarté. Ce qui permet d'écrire :

$$< \delta^2(x) >= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3\mathbf{k}\sigma_k^2 = \int_0^\infty \sigma_k^2 \frac{k^2 dk}{2\pi^2} = \frac{1}{2\pi^2}\int_0^\infty k^2 P(k) dk$$

avec $P(k) \equiv< |\delta_k|^2 >$. Si l'on veut maintenant s'intéresser au "filtrage" par une échelle caractéristique R, on peut écrire :

$$\sigma^2(R) = \frac{1}{2\pi^2}\int_0^\infty k^2 W_k^2 P(k) dk$$

où W_k est la transformée de Fourier d'une fonction "fenêtre" $W(y)$ qui est voisine de 1 pour $|y| < R$ et de 0 pour $|y| > R$. Si l'on choisit

$$W(\mathbf{y}) = exp\left(-\frac{y^2}{2R^2}\right)$$

on obtient après quelques développements :

$$W_k = \frac{3}{(kR)^3}(sin(kR) - kRcos(kR)).$$

L'article ici présenté se fonde sur ce formalisme et tient compte de ce que le spectre de puissance doit être évalué correctement, c'est-à-dire à l'aide d'une fonction de transfert qui décrit son évolution [140]. La densité de trous noirs primordiaux est ainsi calculée de façon exacte et normalisée aux fluctuations du fond cosmologique, ce qui permet de traduire les contraintes observationnelles en contraintes physiques sur le modèle. Nous présentons ainsi les flux d'antiprotons propagés dans la Galaxie et, en demandant qu'ils demeurent inférieurs (moyennant, bien-sûr, une étude statistique sur les erreurs) aux spectres mesurés, nous obtenons une limite supérieure sur la fraction de masse de l'Univers ayant subi un effondrement en trou noir. La valeur très faible ($\approx 10^{-27}$), et donc très intéressante, obtenue à des échelles de l'ordre de 10^{-15} g est nettement plus faible que la valeur de Ω_{PBH} donnée dans les chapitres précédents. Ceci simplement parce que la mesure est ici obtenue directement au moment de la formation, dans un Univers largement dominé par le rayonnement et dans lequel les trous noirs ont donc été nettement moins dilués que les photons environnants (facteur $1/a$ supplémentaire pour les modes électromagnétiques à cause du *redshift*). Nous donnons ensuite la traduction de ces résultats en termes d'amplitude de la brisure d'invariance dans le spectre de fluctuations primordial (pour différents modèles de formation et différentes valeurs de la constante cosmologique) et montrons qu'il ne peut y avoir trop de puissance à ces échelles.

Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

ELSEVIER

Physics Letters B 551 (2003) 218–225

PHYSICS LETTERS B

www.elsevier.com/locate/npe

Galactic cosmic rays from PBHs and primordial spectra with a scale

Aurélien Barrau [a], David Blais [b], Gaëlle Boudoul [a], David Polarski [b]

[a] Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble UMR 5821 CNRS-IN2P3, Université Joseph Fourier, Grenoble-I, France
[b] Laboratoire de Physique Mathématique et Théorique, UMR 5825 CNRS, Université de Montpellier II, 34095 Montpellier, France

Received 8 October 2002; accepted 15 November 2002

Editor: L. Alvarez-Gaumé

Abstract

We consider the observational constraints from the detection of antiprotons in the Galaxy on the amount of Primordial Black Holes (PBH) produced from primordial power spectra with a bumpy mass variance. Though essentially equivalent at the present time to the constraints from the diffuse γ-ray background, they allow a widely independent approach and they should improve sensibly in the nearby future. We discuss the resulting constraints on inflationary parameters using a Broken Scale Invariance (BSI) model as a concrete example.

PACS: 04.62.+v; 98.80.Cq

1. Introduction

The formation of PBHs in the early Universe is an inevitable prediction based on general relativity, the existence of a hot phase and, most importantly, the presence of primordial fluctuations which are the seed of the large structures in our Universe [1]. It can have many interesting cosmological consequences and is one of the few constraints available on the primordial fluctuations on very small scales that can be based on existent astrophysical observations (see, e.g., [2]). It has been used by various authors in order to constrain the spectrum of primordial fluctuations, in particular in order to find an upper limit on the spectral index n and on the present relative density of PBHs with $M \approx M_*$ (the initial mass of a PBH whose lifetime equals the age of the Universe) [3–5]. A possible contribution of evaporating PBHs to the diffuse γ-ray background is presently the most constraining observation [6]. On the other hand, the observation of antiprotons in the Galaxy [7] is as powerful [8] and, in contrast to the γ-ray background, sensitive improvements can be expected in the near future. These involve both experimental and theoretical progress. This is why it is interesting to consider in some details the constraints these observations can, and will, put on any primordial fluctuations model, and prominently on some inflationary models. As noted earlier (see, e.g., Fig. 1 in [9]), a constant spectral index n would need extreme fine tuning in order to saturate the γ-ray or antiproton constraint, and such a large n is anyway excluded by

E-mail address: polarski@LPM.univ-montp2.fr (D. Polarski).

0370-2693/02/$ – see front matter © 2002 Elsevier Science B.V. All rights reserved.
PII: S0370-2693(02)03060-5

the latest CMB data. Hence, we consider here spectra with a characteristic scale for which the generation of PBHs is boosted in a certain mass range.

2. PBH formation and primordial fluctuations

Density of PBHs from bumpy mass variance. For detailed confrontation with cosmological and astrophysical observations one often needs the mass spectrum, the number density per unit of mass. This is particularly delicate for PBHs and we follow here a derivation valid in the presence of a bump, as given in [10]. The first assumption is that the primordial spectrum of cosmological fluctuations has a characteristic scale in its power spectrum $P(k)$, which results in a well-localized bump in its mass variance. The importance of this assumption lies in the determination of the PBH mass scale M_{peak} where PBH formation mainly occurs. The second assumption, supported by numerical simulations, is that PBH formation occurs through near-critical collapse [11] whereby PBH with different masses M around $M_{\text{peak}} \equiv M_H(t_{k_{\text{peak}}})$, the horizon mass at the (horizon-crossing) time $t_{k_{\text{peak}}}$—the horizon crossing time t_k is defined through $k = a(t_k)H(t_k)$—could be formed at the same time $t_{k_{\text{peak}}}$, according to

$$M = \kappa M_H (\delta - \delta_c)^\gamma, \tag{1}$$

where δ_c is a control parameter. While the parameters γ and δ_c are universal with $\gamma \approx 0.35$, $\delta_c \approx 0.7$, the parameter κ (or ϵ, see below) can vary sensibly and fixes essentially the typical PBH mass. As shown in [10], one finds

$$\frac{\mathrm{d}\Omega_{\text{PBH}}}{\mathrm{d}\ln M} \equiv \frac{\mathrm{d}\Omega_{\text{PBH}}(M, t_{k_{\text{peak}}})}{\mathrm{d}\ln M} = \left(\gamma\kappa^{1/\gamma}\right)^{-1}\left(\frac{M}{M_{\text{peak}}}\right)^{1+1/\gamma} p\big[\delta(M)\big]. \tag{2}$$

If we identify the maximum of (2) in the following way

$$M_{\max} = \epsilon M_{\text{peak}}, \tag{3}$$

we are led to the result

$$\frac{\mathrm{d}\Omega_{\text{PBH}}}{\mathrm{d}\ln M} = \epsilon^{-1/\gamma}\beta(M_{\text{peak}})\left(1+\frac{1}{\gamma}\right)\left(\frac{M}{M_{\text{peak}}}\right)^{1+1/\gamma} \times \exp\left[-\epsilon^{-1/\gamma}(1+\gamma)\left(\frac{M}{M_{\text{peak}}}\right)^{1/\gamma}\right], \tag{4}$$

$\beta(M_{\text{peak}})$ gives the probability that a region of comoving size $R = (H^{-1}/a)|_{t=t_{k_{\text{peak}}}}$ has an averaged density contrast at the time $t_{k_{\text{peak}}}$ in the range $\delta_c \leqslant \delta \leqslant \delta_{\max}$

$$\beta(M_{\text{peak}}) = \int_{\delta_c}^{\delta_{\max}} p(\delta, t_{k_{\text{peak}}})\,\mathrm{d}\delta. \tag{5}$$

It is then straightforward to find the quantity of interest to us

$$\frac{\mathrm{d}^2 n_i}{\mathrm{d}M_i\,dV_i} = \frac{3M_p^2}{32\pi}\left(\frac{M_p}{M_{\text{peak}}}\right)^4 x^{-2}\frac{\mathrm{d}\Omega_{\text{PBH}}}{\mathrm{d}\ln M}(x), \tag{6}$$

where M_p stands for the Planck mass while $x \equiv \frac{M}{M_{\text{peak}}}$. The subscript i stands for "initial", i.e., at the time of formation. The mass M_{peak} corresponds to the maximum in the mass variance $\sigma_H(t_k)$ and *not* to the maximum in the primordial spectrum itself [5]. The parameters γ and ϵ refer to PBH formation while M_{peak} and $\beta(M_{\text{peak}})$ refer to the primordial spectrum.

2.1. Primordial inflationary fluctuations

One usually considers Gaussian primordial inflationary fluctuations but it should be stressed that non-Gaussianity of the fluctuations could lead to sensibly different results [12]. For primordial fluctuations with a Gaussian probability density $p[\delta]$, we have

$$p(\delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma(R)}\exp^{\left(-\frac{\delta^2}{2\sigma^2(R)}\right)},$$

$$\sigma^2(R) = \frac{1}{2\pi^2}\int_0^\infty \mathrm{d}k\,k^2 W_{\text{TH}}^2(kR)P(k), \tag{7}$$

where δ is the density contrast averaged over a sphere of radius R, and

$$\sigma^2(R) \equiv \left\langle\left(\frac{\delta M}{M}\right)^2_R\right\rangle$$

is computed using a top-hat window function. Usually what is meant by the primordial power spectrum is the power spectrum on superhorizon scales after the end of inflation. On these scales, the scale dependence of the power spectrum is unaffected by cosmic evolution. On subhorizon scales, however, this is no longer the case, and one has instead

$$P(k,t) = \frac{P(0,t)}{P(0,t_i)} P(k,t_i) T^2(k,t),$$
$$T(k \to 0, t) \to 1, \tag{8}$$

where t_i is some initial time when all scales are outside the Hubble radius ($k < aH$). Therefore, the power spectrum $P(k)$ on sub-horizon scales appearing in (7) must involve convolution with the transfer function *at time* t_k [9]. At reentrance inside the Hubble radius during the radiation dominated stage, one has *in complete generality* [5,13] (subscript e stands for the end of inflation)

$$\sigma_H^2(t_k) = \frac{8}{81\pi^2} \int_0^{k_e/k} x^3 F(kx) T^2(kx, t_k) W_{\mathrm{TH}}^2(x)\, \mathrm{d}x,$$
$$t_{k_e} \ll t_k \ll t_{eq}, \tag{9}$$

where the transfer function can be computed analytically and yields

$$T^2(kx, t_k) \equiv \left[\frac{9}{x^2}\left(\frac{\sin(c_s x)}{c_s x} - \cos(c_s x)\right)\right]^2 = W_{\mathrm{TH}}^2(c_s x) = W_{\mathrm{TH}}^2\left(\frac{x}{\sqrt{3}}\right), \tag{10}$$

while $F(k) \equiv \frac{81}{16} k^3 P(k, t_k) = \frac{81}{8}\pi^2 \delta_H^2(k, t_k)$. Finally $\beta(M_{\mathrm{peak}})$ is given by

$$\beta(M_{\mathrm{peak}}) \approx \frac{\sigma_H(t_{k_{\mathrm{peak}}})}{\sqrt{2\pi}\,\delta_c} \exp\left(-\frac{\delta_c^2}{2\sigma_H^2(t_{k_{\mathrm{peak}}})}\right), \tag{11}$$

with

$$\sigma_H^2(t_{k_{\mathrm{peak}}}) \equiv \sigma^2(R)|_{t_{k_{\mathrm{peak}}}} \equiv \sigma^2(M_{\mathrm{peak}}),$$

and we will take $\delta_c = 0.7$.

For a given primordial fluctuations spectrum of inflationary origin normalized at large scales using the COBE data, the quantities M_{peak} and $\beta(M_{\mathrm{peak}})$ can be computed numerically and will depend on some inflationary parameters specifying that model as well as on cosmological parameters pertaining to the cosmological background evolution [13]. On the other hand γ and ϵ should be found by numerical simulations of PBH formation for this particular spectrum. Values $\epsilon = 0.5, 1, 2$, correspond to $\kappa \approx 2.7, 5.4, 10.8$.

3. Evaporation, fragmentation and source term

As shown by Hawking [14], such PBHs should evaporate into particles of energy Q per unit of time t (for each degree of freedom):

$$\frac{\mathrm{d}^2 N}{\mathrm{d}Q\, dt} = \frac{\Gamma_s}{h(\exp(\frac{Q}{h\kappa/4\pi^2 c}) - (-1)^{2s})}, \tag{12}$$

where contributions of angular velocity and electric potential have been neglected since the black hole discharges and finishes its rotation much faster than it evaporates [15]. The quantity κ is the surface gravity, s is the spin of the emitted species and Γ_s is the absorption probability. If the Hawking temperature, defined by $T = hc^3/(16\pi kGM) \approx (10^{13}\,\mathrm{g}/M)$ GeV is introduced, the argument of the exponent becomes simply a function of Q/kT. Although the absorption probability is often approximated by its relativistic limit, we took into account in this work its real expression for non-relativistic particles:

$$\Gamma_s = \frac{4\pi\sigma_s(Q, M, \mu)}{h^2 c^2}\left(Q^2 - \mu^2\right), \tag{13}$$

where σ_s is the absorption cross section computed numerically [16] and μ is the rest mass of the emitted particle.

Among other cosmic rays emitted by evaporating PBHs, antiprotons are especially interesting as their secondary flux is both rather small (the $\bar{p}/p$ ratio near the Earth is lower than 10^{-4} at all energies) and quite well known [20]. We will, therefore, focus on such antiparticles in this Letter. As shown by MacGibbon and Webber [17], when the black hole temperature is greater than the quantum chromodynamics confinement scale Λ_{QCD}, quarks and gluons jets are emitted instead of composite hadrons. To evaluate the number of emitted antiprotons $\bar{p}$, one, therefore, needs to perform the following convolution:

$$\frac{\mathrm{d}^2 N_{\bar{p}}}{\mathrm{d}E\, \mathrm{d}t} = \sum_j \int_{Q=E}^{\infty} \alpha_j \frac{\Gamma_{s_j}(Q, T)}{h}\left(e^{\frac{Q}{kT}} - (-1)^{2s_j}\right)^{-1} \times \frac{\mathrm{d}g_{j\bar{p}}(Q, E)}{\mathrm{d}E}\, \mathrm{d}Q, \tag{14}$$

where α_j is the number of degrees of freedom, E is the antiproton energy and $\mathrm{d}g_{j\bar{p}}(Q, E)/\mathrm{d}E$ is the normalized differential fragmentation function, i.e., the number of antiprotons between E and $E + \mathrm{d}E$ created by a parton jet of type j and energy Q. The fragmentation functions have been evaluated with the high-energy physics event generator PYTHIA/JETSET [18] based on the string fragmentation model.

Once the spectrum of emitted antiprotons is known for a single PBH of given mass, the source term used for propagation can be obtained through

$$\frac{\mathrm{d}^3 N_{\bar{p}}^{\odot}}{\mathrm{d}E\,\mathrm{d}t\,\mathrm{d}V}(E) = \int_0^\infty \frac{\mathrm{d}^2 N_{\bar{p}}}{\mathrm{d}E\,\mathrm{d}t}(M, t_0)\frac{\mathrm{d}^2 n}{\mathrm{d}M\,\mathrm{d}V_i}\,\mathrm{d}M \times \left(\frac{a(t_0)}{a(t_{\mathrm{form}})}\right)^{-3}\frac{\rho_\odot}{\langle\rho_M\rangle}, \tag{15}$$

where $\mathrm{d}^2n/\mathrm{d}M\,\mathrm{d}V_i$ is the mass spectrum modified by Hawking evaporation until today, $a(t_0)$ and $a(t_{\mathrm{form}})$ are the scale factors of the Universe nowadays and at the formation time t_{form} (which is a function of the PBH mass), $\rho_\odot$ is the local halo density and $\langle\rho_M\rangle$ is the mean matter density in the present Universe. The dilution factor, for $t_{\mathrm{form}} \ll t_{\mathrm{eq}}$, applies to all universes of interest. The last term converts the mean density into the local density under the reasonable assumption that the clustering of PBHs follows the main dark matter component. The quantity $d^2n/dM\,dV_i$ can be obtained through the mass loss rate which reads $dM/dt = -\alpha(M)/M^2$ (by simple integration of the Hawking spectrum multiplied by the energy of the emitted quantum) where $\alpha(M)$ accounts for the available degrees of freedom at a given mass. With the assumption $\alpha(M) \approx$ const it leads to:

$$\frac{\mathrm{d}^2 n}{\mathrm{d}M\,\mathrm{d}V_i}(M) = \frac{M^2}{(3\alpha t + M^3)^{2/3}}\frac{\mathrm{d}^2 n_i}{\mathrm{d}M_i\,\mathrm{d}V_i}\big((3\alpha t + M^3)^{1/3}\big). \tag{16}$$

Hence the spectrum nowadays is essentially identical to the initial one above $M_* \equiv 3\alpha t_0 \approx 5 \times 10^{14}$ g and proportional to M^2 below.

4. Propagation and source distribution

The propagation of the antiprotons produced by PBHs in the Galaxy has been studied in the two zone diffusion model described in [19,20]. In this model, the geometry of the Milky Way is a cylindrical box whose radial extension is $R = 20$ kpc from the galactic center, with a disk whose thickness is $2h = 200$ pc and a diffusion halo whose extension is still subject to large uncertainties.

The five parameters used in this model are: K_0, δ (describing the diffusion coefficient $K(E) = K_0\beta R^\delta$), the halo half height L, the convective velocity V_c and the Alfvén velocity V_a. They have been varied within a given range determined by an exhaustive and systematic study of cosmic ray nuclei data [19] and chosen at their mean value. The same parameters used to study the antiproton flux from a scale-free unnormalised power spectrum in [21] are used again in this analysis.

The antiproton spectrum is affected by energy losses when $\bar{p}$ interact with the galactic interstellar matter and by energy gains when reacceleration occurs. These energy changes are described by an intricate integro-differential equation [21] where a source term $q_i^{\mathrm{ter}}(E)$ was added, leading to the so-called tertiary component which corresponds to inelastic but non-annihilating reactions of $\bar{p}$ on interstellar matter. Performing Bessel transforms, all the quantities can be expanded over the orthogonal set of Bessel functions of zeroth order and the solution of the equation for antiprotons can be explicitly obtained [19]. Thanks to this sophisticated model, it is no longer necessary to use phenomenological parameters, as in the pioneering work of MacGibbon and Carr [7], to account for the effect of the Galactic magnetic field. The propagation up to the Earth is naturally computed on the basis of well controlled and highly constrained physical processes instead of being described by a macroscopic parameter τ_{leak} used to enhance the local flux.

The spatial distribution of PBHs (normalized to the local density) was assumed to follow a usual spherically symmetric isothermal profile where the core radius R_c has been fixed to 3.5 kpc and the centrogalactic distance of the solar system $R_\odot$ to 8 kpc. Uncertainties on R_c and the consequences of a possible flatness have been shown to be irrelevant in [21]. The dark halo extends far beyond the diffusion halo whereas its core is grossly embedded within L. The sources located inside the dark matter halo but outside the magnetic halo were shown to have a negligible contribution.

5. Experimental data and inflationary models

The astrophysical parameters decribing the propagation within the Galaxy being determined, for each set of initial parameters $(\beta(M_{\text{peak}}), M_{\text{peak}}, \epsilon, \gamma)$ defining the mass spectrum given in Section 1, a $\bar{p}$-spectrum is computed. Fig. 1 gives the experimental data together with theoretical spectra for $\beta(M_{\text{peak}}) = 5 \times 10^{-28}$ and $\beta(M_{\text{peak}}) = 10^{-26}$ while $M_{\text{peak}} = M_*$, $\epsilon = 1$ and $\gamma = 0.35$. The first curve is in agreement with data whereas the second one clearly contradicts experimental results and excludes such a PBH density. It should be emphasized that the computed spectra are not only due to primary antiprotons coming from PBHs evaporation but also to secondary antiprotons resulting from the spallation of cosmic rays on the interstellar matter. The method used to accurately take intoaccount such secondaries is described in [20] and relies on a very detailed treatment of proton–nuclei and nuclei–nuclei interactions near threshold thanks to a fully partonic Monte Carlo program. The uncertainties associated with the theoretical description of cosmic-rays diffusion in the Galaxy (coming from degeneracy of the model with respect to several parameters, from nuclear cross sections and from a lack of measurements of some astrophysical quantities) are described in [20,21] and are taken into account in this Letter. To derive a reliable upper limit, and to account for asymmetric error bars in data, we define a generalized χ^2 as

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\Phi^{\text{th}}(Q_i) - \Phi_i^{\text{exp}})^2}{(\sigma_i^{\text{exp}+} + \sigma^{\text{th}+}(Q_i))^2} \Theta\big(\Phi^{\text{th}}(Q_i) - \Phi_i^{\text{exp}}\big) + \sum_i \frac{(\Phi^{\text{th}}(Q_i) - \Phi_i^{\text{exp}})^2}{(\sigma_i^{\text{exp}-} + \sigma^{\text{th}-}(Q_i))^2} \times \Theta\big(\Phi_i^{\text{exp}} - \Phi^{\text{th}}(Q_i)\big), \tag{17}$$

where $\sigma^{\text{th}+}$ and $\sigma^{\text{exp}+}$ ($\sigma^{\text{th}-}$ and $\sigma^{\text{exp}-}$) are the theoretical and experimental positive (negative) uncertainties, $\Phi^{\text{th}}(Q_i)$ and Φ_i^{exp} are the theoretical and experimental antiproton fluxes at energy Q_i. Requiring this

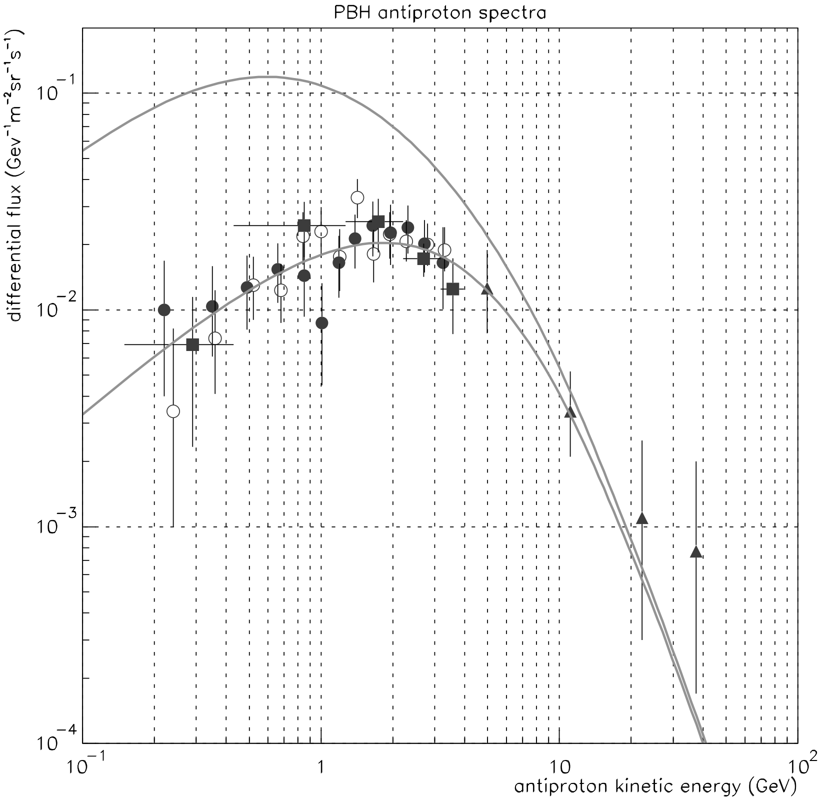


Fig. 1. Experimental data from BESS95 (filled circles), BESS98 (circles), CAPRICE (triangles) and AMS (squares) superimposed with PBH and secondary spectra for $\beta(M_{\text{peak}}) = 5 \times 10^{-28}$ (lower curve) and $\beta(M_{\text{peak}}) = 10^{-26}$ (upper curves). In both cases, $M_{\text{peak}} = M_*$, $\epsilon = 1$ and $\gamma = 0.35$.

χ^2 to remain small enough, a statistically significant upper limit is obtained.

The maximum allowed values of $\beta(M_{\text{peak}})$ obtained by this method are displayed in Fig. 2 as a function of M_{peak} for $\epsilon = 0.5, 1, 2$ with $\gamma = 0.35$. As expected, the most stringent limit is obtained when $M_{\max} = M_*$ (i.e., $\epsilon M_{\text{peak}} = M_*$). The curve is clearly assymetric because the mass spectrum is exponentially suppressed at M_* when $M_{\text{peak}} < M_*$ whereas it decreases as a power law when $M_{\text{peak}} > M_*$. This constraint is significantly stronger than the gravitational one, the requirement $\Omega_{\text{PBH},0} < \Omega_{m,0}$, displayed on the right-hand side of the plot. In order to constrain inflationary models producing a bump in the mass variance, one has to compute the values M_{peak} and $\beta(M_{\text{peak}})$. These will depend on the parameters of the inflationary model considered and can be usually traced back to the microscopic Lagrangian. A numerical computation of $\beta(M)$ must be performed for each model using spectra normalized on large scales with the COBE (CMB) data for given cosmological background parameters, e.g., $\Omega_{\Lambda,0} = 1 - \Omega_{m,0}$ [13]. In particular, in a flat universe with $\Omega_{\Lambda,0} = 0.7$, the mass variance at the PBH formation time is reduced by about 15% compared to a flat universe with $\Omega_{m,0} = 1$.

Our results differ from those obtained in [8] in several ways. First, more experimental data are now available with much smaller errors as measurements from BESS98, CAPRICE and AMS [22] where added to the first results from BESS93 [23]. Then, a much more refined propagation model is used. This is a key point as all the uncertainties on the astrophysical parameters used to describe the convective, diffusive and nuclear processes occurring in the Galaxy are carefully constrained and taken into account. The resulting antiproton flux can vary by more than one order of magnitude between extreme acceptable astrophysical models, making this study extremely important for the reliability of the results. Finally, the upper limit on β obtained in this work relies on PBH formation by near-

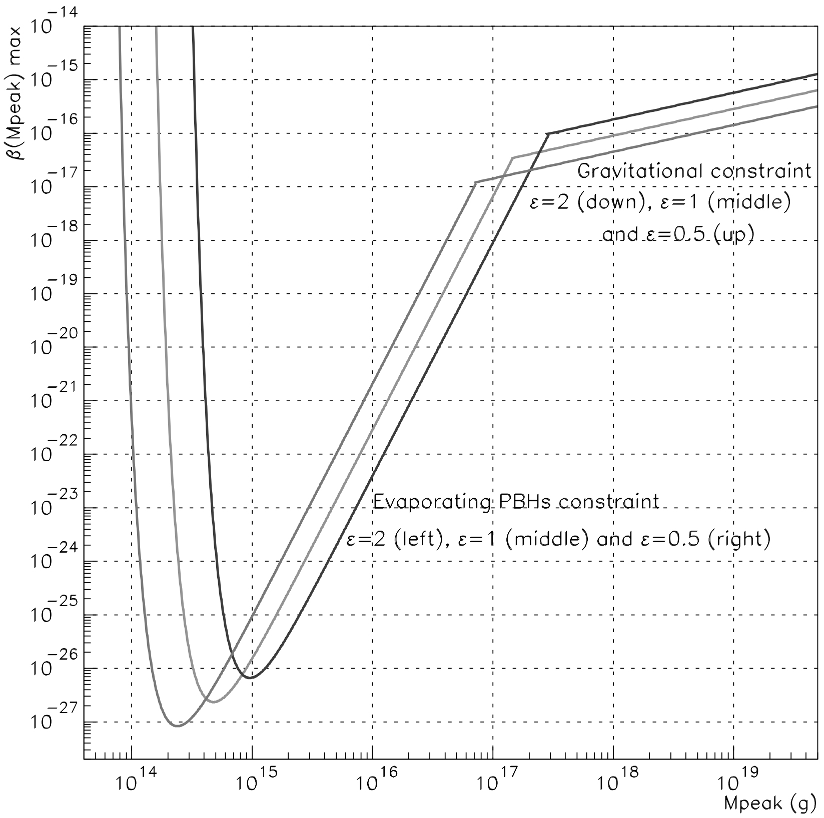


Fig. 2. Maximum allowed value $\beta(M_{\text{peak}})$ as a function of M_{peak} with $\gamma = 0.35$ and $\epsilon = 0.5, 1, 2$. The gravitational constraint is computed consistently assuming critical collapse from a bumpy mass variance at all scales. The antiproton constraint is significantly stronger than the gravitational constraint in the region $M_* \lesssim M_s \lesssim 100 M_*$.

critical collapse around the mass scale set by the bump in the mass variance. Hence, in contrast with results obtained in [8], a constraint is obtained here, using Eq. (6), for different masses covering nearly three orders of magnitude. In addition, this allows us to obtain a constraint in the space of the inflationary free parameters for a given relevant inflationary model using the accurate expressions (9), (10) in (11).

To illustrate how inflationary models can be constrained, we use here a so-called BSI model [24] for which the quantities M_{peak} and $\beta(M_{\text{peak}})$ can be found numerically using the analytical expression for its primordial power spectrum. The quantity $F(k)$ is fixed by two inflationary parameters p and k_s and exhibits a jump with large oscillations in the vicinity of k_s, and the relative power between large and small scales is given by p^2 (an analytical expression for $F(k)$ and relevant figures can be found in [5,24]). This feature derives from a jump in the first derivative of the inflaton potential at the scale k_s so that one of the slow-roll conditions is broken and the resulting spectrum is quite universal [24]. Using the formalism of Section 1 one finds k_{peak}, which must be distinguished from k_s, as well as $\beta(M_{\text{peak}})$. Numerical calculations give $M_s \equiv M(t_{k_s}) \approx 1.6 M_{\text{peak}}$. We are interested in spectra with $p < 1$, corresponding to more power on small scales. In Fig. 3, the constraint on the inflationary parameter p is displayed as a function of M_s. In other words each point in the plane $M_{\text{peak}}, \beta(M_{\text{peak}})$ is translated into the corresponding point $k_s,\ p$. As p decreases, the bump in $\sigma_H(t_k)$ and $\beta(M)$ increases. The constant spectral index n (already excluded by recent CMB data) which would pass successfully the antiproton constraint corresponds to $n \approx 1.32$, only slightly less than $n = 1.33$, the value satisfying the gravitational constraint at $M_s \simeq M_*$ [5]. Indeed, as mentioned in the introduction, a small change in n gives a large variation in $\beta(M_*)$.

6. Discussion

Several improvements of our work can be expected in the forthcoming years. On the theoretical side, a

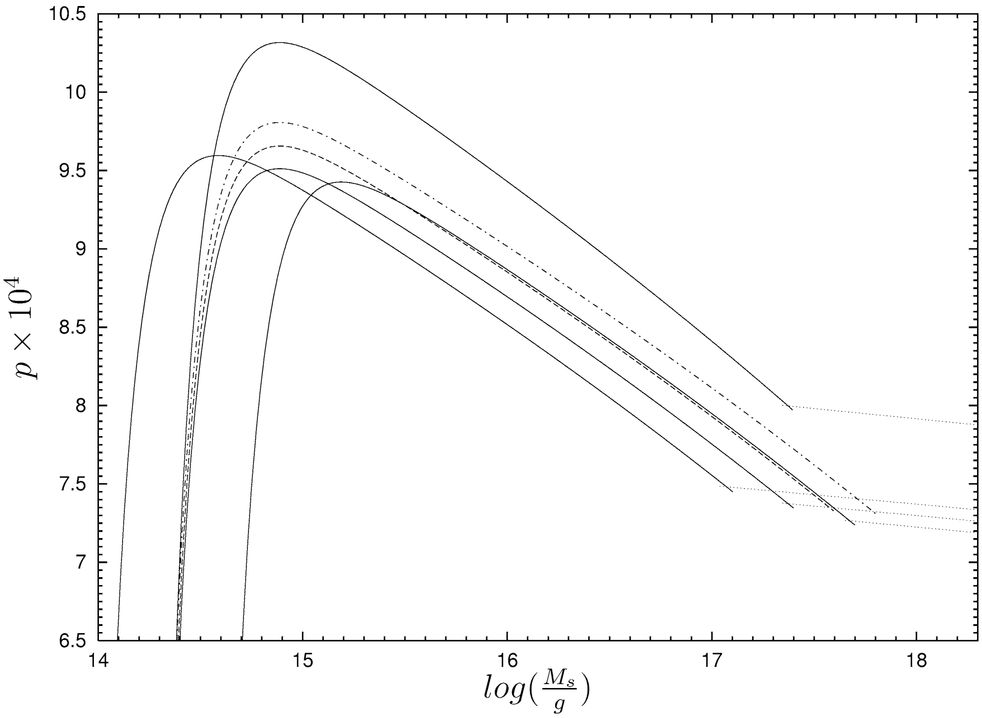


Fig. 3. The minimal value of the inflationary parameter p is shown in function of $M_s \equiv M_H(t_{k_s})$ together with the gravitational constraint (straight lines). For given values (ϵ, $\Omega_{\Lambda,0}$), the region *under* the corresponding curve is excluded by observations. The three solid curves at the bottom ($\epsilon = 2, 1, 0.5$, from the left to the right) are the current constraints for $\Omega_{\Lambda,0} = 0.7$, the upper solid curve corresponds to $\Omega_{m,0} = 1$ and $\epsilon = 1$. The two dashed curves, both for $(1, 0.7)$ show the improvement expected if no antideuteron will be found (the lower, respectively upper curve refers to AMS, respectively GAPS).

better understanding of possible QCD halos appearing near the event horizon of PBHs should slightly alter the expected antiprotons fluxes. The very same computation should also be performed for gamma rays, following, e.g., [6], and compared to the previously obtained limit on β in [3] and [10]. Although essentially independent, the results are expected to be close to the ones obtained here.

On the experimental side, the AMS experiment [25] should provide extremely accurate data of the antiproton flux on a very wide energy range. It should also allow to probe different solar modulation states, leading to a better discrimination between the signal and the background [26]. Finally, it will be sensitive to low energy antideuterons which could substantially improve the current upper limit on the PBH density. According to [27], if no antideuteron is found in three years of data, the limit on $\beta(M_{\mathrm{peak}})$ will be improved by a factor of 6. Furthermore, the GAPS project [28], if actually operated in the future, would improve the bound by a factor of 40.

References

[1] Ya.B. Zeldovich, I.D. Novikov, Sov. Astron. 10 (1967) 602; B.J. Carr, S.W. Hawking, Mon. Not. R. Astron. Soc. 168 (1974) 399; B.J. Carr, Astrophys. J. 205 (1975) 1.

[2] I.D. Novikov, A.G. Polnarev, A.A. Starobinsky, Ya.B. Zeldovich, Astron. Astrophys. 80 (1979) 104; B.J. Carr, in: J.L. Sanz, L.J. Goicoechea (Eds.), Observational and Theoretical Aspects of Relativistic Astrophysics and Cosmology, World Scientific, Singapore, 1985.

[3] B.J. Carr, J.E. Lidsey, Phys. Rev. D 48 (1993) 543; B.J. Carr, J.H. Gilbert, J.E. Lidsey, Phys. Rev. D 50 (1994) 4853.

[4] A.M. Green, A.R. Liddle, Phys. Rev. D 56 (1997) 6166.

[5] D. Blais, T. Bringmann, C. Kiefer, D. Polarski, astro-ph/0206262; D. Blais, C. Kiefer, D. Polarski, Phys. Lett. B 535 (2002) 11.

[6] J.H. MacGibbon, B.J. Carr, Phys. Rep. 307 (1998) 141.

[7] J.H. MacGibbon, B.J. Carr, Astrophys. J. 371 (1991) 447.

[8] K. Maki, T. Mitsui, S. Orito, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 3474.

[9] T. Bringmann, C. Kiefer, D. Polarski, Phys. Rev. D 65 (2002) 024008.

[10] J. Yokoyama, Phys. Rev. D 58 (1998) 107502.

[11] J.C. Niemeyer, K. Jedamzik, Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 5481; J.C. Niemeyer, K. Jedamzik, Phys. Rev. D 59 (1999) 124013.

[12] J.S. Bullock, J.R. Primack, Phys. Rev. D 55 (1997) 7423.

[13] D. Polarski, Phys. Lett. B 528 (2002) 193.

[14] S.W. Hawking, Commun. Math. Phys. 43 (1975) 199.

[15] G.W. Gibbons, Commun. Math. Phys. 44 (1975) 245; D.N. Page, Phys. Rev. D 16 (1977) 2402.

[16] D.N. Page, PhD thesis, Caltech, 1976.

[17] J.H. MacGibbon, B.R. Webber, Phys. Rev. D 31 (1990) 3052.

[18] T. Tjöstrand, Comput. Phys. Commun. 82 (1994) 74.

[19] D. Maurin, F. Donato, R. Taillet, P. Salati, Astrophys. J. 555 (2001) 585.

[20] F. Donato, D. Maurin, P. Salati, A. Barrau, G. Boudoul, et al., Astrophys. J. 536 (2001) 172.

[21] A. Barrau, G. Boudoul, F. Donato, D. Maurin, et al., Astron. Astrophys. 388 (2002) 676.

[22] S. Orito, et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 1078; T. Maeno, et al., Astropart. Phys. 16 (2001) 121; CAPRICE Collaboration, Astrophys. J. 561 (2001) 787; J. Alcaraz, et al., Phys. Rep. 366 (6) (2002) 331.

[23] K. Yoshimura, et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 3792.

[24] A.A. Starobinsky, JETP Lett. 55 (1992) 489.

[25] A. Barrau, Proceedings of the Rencontres de Moriond, Very High Energy Phenomena in the Universe, January 20–27, 2001, astro-ph/0106196.

[26] T. Mitsui, K. Maki, S. Orito, Phys. Lett. B 389 (1996) 169.

[27] A. Barrau, G. Boudoul, F. Donato, D. Maurin, P. Salati, astro-ph/0207395.

[28] K. Mori, C.J. Hailey, E.A. Baltz, W.W. Craig, et al., Astrophys. J. 566 (2002) 604.

Chapitre 12

Matière noire et reliques quantiques

Ce chapitre reconsidère les trous noirs primordiaux comme candidats à la matière noire froide dans le contexte des modèles cosmologiques présentant une brisure d'invariance d'échelle dans le spectre de puissance primordial. Des approches analytiques permettent de lier directement et simplement la singularité du potentiel du champ d'inflaton aux caractéristiques du spectre [135] et rendent bien compte d'un certain nombre d'observations [136] tout en généralisant les conditions canoniques des modèles inflationnaires [135]. Les résultats que nous présentons ici ne sont pas en contradiction avec les valeurs très faibles ($\Omega_{PBH} < 4 \times 10^{-9}$) données dans le chapitre *"Comment traquer les trous noirs primordiaux"*. En effet, celles-ci résultaient d'une grande sensibilité observationnelle aux trous noirs dont la masse se situe autour de $M_* \approx 10^{15}$ g. Nous nous intéressons maintenant au cas ou le spectre de masse des trous noirs permet d'échapper à cette limite. L'étude précédente garde néanmoins tout-à-fait son sens à partir du moment où on la considère comme une mesure locale autour de M_*. Les contraintes cosmologiques qui en résultaient (chapitre *"Inflation et trous noirs primordiaux"*) sont donc valides et indépendantes des considérations ici présentées.

Dans un premier temps, nous prenons en compte la limite supérieure sur la température de *"reheating"* dérivée de la désintégration des gravitinos. En effet, dans les modèles supersymétriques de type mSUGRA (où la brisure spontanée de supersymétrie a lieu dans un secteur caché qui communique avec le secteur visible par la gravité uniquement), la masse du gravitino est attendue dans la gamme 100 GeV - 1 TeV (*i.e.* autour de l'échelle électrofaible) [142]. Or, dans ce cas, les gravitinos produits par dans le bain thermique à l'issue de l'inflation vont se désintégrer en photons (et photinos) dont le nombre et l'énergie entrent en conflit avec la nucléosynthèse (voir, par exemple [143] ou [144] pour des revues). Pour échapper à ce problème (à l'origine d'un grand nombre de développements dans les théories inflationnaires), la température de *reheating* doit être inférieure à environ 10^8 GeV (cette limite peut être légèrement relâchée si l'on considère que le rapport de branchement des gravitinos en photons n'est pas unitaire, mais elle demeure dans cet ordre de grandeur).

Or, cette limite se traduit par une masse de l'horizon M_H à la fin de l'inflation relativement grande, en tous cas plus grande que M_*. Les trous noirs primordiaux éventuellement formés avant l'inflation étant aujourd'hui en quantités négligeables à cause de la dilution exponentielle, il en résulte que leur spectre de masse, quelle que soit sa forme, doit être coupé en dessous de M_H. Les limites émanant de la détection des gammas et antiprotons sont donc naturellement évitées. Nous calculons alors l'amplitude du saut dans le spectre primordial nécessaire pour obtenir une puissance aux petites échelles compatible avec l'hypothèse selon laquelle les trous noirs formeraient la masse manquante de l'Univers. Nous montrons également que la position de cette échelle caractéristique est très peu contrainte et demeure viable sur plus de 20 ordres de grandeur.

Ensuite, nous nous intéressons au cas où la limite supérieure sur la température de *reheating* n'est pas prise en compte. Cela est cohérent dans les modèle supersymétriques de type GSM (médiation de jauge) où le gravitino est la particule supersymétrique la plus légère (et donc stable si la R-parité est conservée) ou si, plus simplement, on ignore les modèles supersymétriques qui résistent toujours à toute mise en évidence expérimentale ! Dans ce cadre, où l'échelle d'énergie naturelle de l'inflation est haute (et pourrait être signée dans les années à venir par la présence de mode polarisé B dans le fond de rayonnement cosmologique [145]), il est nécessaire "d'ajuster" les paramètres plus précisément pour éviter que les rayons cosmiques énergétiques émis par les trous noirs peu massifs (et donc en évaporation intense) n'entrent en conflit, eux-mêmes, avec la production d'éléments fragiles (deutérium par exemple) observés. Ce sont ici, non plus les trous noirs mais les reliques (cf chapitre *"Reliques de Planck et gravité de corde"*) qui pourraient contribuer à la matière noire. Nous calculons, en fonction de la masse des reliques et de la position de l'échelle caractéristique (qui doit se trouver entre des masses de Hubble de 1 g (inflation à l'échelle de grande unification) et de 10^9 g (au-dessus, les éléments légers seraient détruits).

Nous montrons également que les trous noirs éventuellement ainsi formés sont "quantiques" par essence dans la mesure où la classicalité des fluctuations n'est pas encore totalement effective : juste à la fin de l'inflation, le *squeezing* du mode décroissant est faible.

Enfin, nous étudions la détectabilité de l'hypothèse ici présentée. Les trous noirs au-delà de 10^{15} g étant trop froids, ils ne produisent pratiquement aucun rayonnement et leur mise en évidence directe est impossible. En revanche, ils peuvent former des systèmes binaires et émettre des ondes gravitationnelles dont nous montrons qu'elles sont détectables par la génération LISA si la masse est au-delà de $10^{-11}M_\odot$.

Peculiar Relics from Primordial Black Holes in the Inflationary Paradigm

A.Barrau† D.Blais‡ G.Boudoul† D.Polarski‡

† Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, CNRS-IN2P3/UJF
53, av des Martyrs, 38026 Grenoble Cedex, France
‡ Laboratoire de Physique Mathématique et Théorique, UMR 5825 CNRS
Université de Montpellier II, 34095 Montpellier, France

Abstract. Depending on various assumptions on the energy scale of inflation and assuming a primordial power spectrum of a Broken Scale Invariance (BSI) type, we explore the possibility for Primordial Black Holes (PBH) and Planck relics to contribute substantially to cold dark matter in the Universe. A recently proposed possibility to produce planck relics in 4-dimensional string gravity is considered. Possible experimental detection through gravitational waves is further explored. We stress that inflation with a low energy scale, and also possibly when Planck relics are produced, leads unavoidably to relics originating from PBHs that are not effectively classical during their formation, rendering the usual formalism inadequate for them.

PACS: 97.60.Lf, 98.70.Sa

1. Introduction

The formation of Primordial Black Holes in the early stages of the universe is a generic feature and it is therefore interesting to study its cosmological consequences [1]. Whatever the formation model, the Primordial Black Hole (PBH) spectrum must be in agreement with two types of constraints. The first one is associated with evaporation: the density must be low enough so that physical effects due to the Hawking radiation do not contradict any observed phenomena. They are based on the entropy per baryon, the $n\bar{n}$ production at nucleosynthesis, the deuterium destruction, the Helium-4 spallation [2] [3] and, finally, on the nowadays observed gamma-ray [4] and antiproton [5] spectra. Those constraints apply for initial PBH mass between 10^9 g and 10^{15} g. Using the quantity β, which gives the probability that a region has the required density contrast to form a PBH at the horizon crossing time corresponding to the considered scale, the cosmic-ray constraints are the more stringent ones, leading approximately to $\beta(M_{PBH} = 5 \times 10^{14}\ \text{g}) < 10^{-26}$. The second type of constraints is associated with the normalization of the spectrum on cosmological scales probed by CMB data. Whatever the considered power spectrum to form PBHs, it must generate a correct density contrast on the COBE scale.

A pure scale-invariant Harisson-Zeldovich power spectrum from the CMB scales up to very small scales would lead to a negligible amount of PBHs. The only way to produce PBHs as a significant dark matter candidate is to increase the power on small scales without contradicting the observational data. A first attempt in this direction would be to allow for a tilt : $P(k) \propto k^n$ with $n > 1$. Even without considering possible inconsistencies with cosmic-ray data, the required value, around $n \approx 1.3$ [6] seems extremely disfavoured by the analysis of the most recent CMB experiments : between $n \approx 0.91 \pm 0.06$ [7] (WMAP measurements : CMB + running spectral index) and $n \approx 1.04 \pm 0.12$ [8] (Archeops measurements : CMB + H_0). A natural alternative is to boost power on small scales by means of a bump in the fluctuations power spectrum, as suggested, for example in [6]. We follow here this idea and we consider various scenarios where this is possible even for a simple step-like structure in the spectrum. This paper deals also with new models for Planck relics formation, significant when the energy scale of inflation is high, based on four dimensional string gravity. Some experimental probes through the emission of gravitational waves by coalescing PBHs are suggested. We stress that in some of these scenarios the production of PBHs from quantum fluctuations which are not highly squeezed and therefore not effectively classical [9], is unavoidable and cannot be handled with the usual formalism [10].

2. Inflation with a low energy scale

2.1. A pure step

An important consequence of low scale inflation is the decrease of the reheating temperature. Though in practice, the reheating scale can be much lower than the energy scale at the end of inflation, it will be enough for our purposes to make the simplifying assumption that the reheating is instantaneous. A low reheating temperature is required by the possible overproduction of gravitinos [11] [12] [13]: $T_{RH} < 10^8$ GeV. This makes the horizon size at the end of inflation very large with an associated Hubble mass $M_H > 10^{16}$ g. This point is extremely important for PBH dark matter as it allows to avoid the main problem explained in e.g. [14], namely the gamma-ray constraint which comes from the contribution to the γ-ray background of evaporated PBHs. Then only the gravitational constraint would apply for PBH masses M_{PBH} greater than $M_{H,e}$, the Hubble mass at the end of inflation.

Previous work on the subject argued that one way to produce a significant amount of dark matter in the form of PBHs is to increase the mass variance in a well localized region so as to remain in agreement with the gamma-ray constraint. For example, using the Broken Scale Invariance (BSI) Starobinsky spectrum [15], it was shown that the oscillation in the power spectrum due to the jump in the derivative of the inflaton potentiel should produce a bump in the mass variance [14]. This slight increase in variance σ_H^2 can boost the PBH formation probability β by more than ten orders of magnitude. The resulting bump in the probability β to form PBHs can yield $\Omega_{PBH,0} \simeq 0.3$ for 5×10^{15} g $< M_{PBH} < 10^{21}$ g with values of $p \approx 8 \times 10^{-4}$ [14] where p^2 is the ratio of the power spectrum on large scales with respect to that on small scales.

Clearly, if the horizon mass $M_{H,e}$ at the end of inflation is larger than $M_* \approx 5 \times 10^{14}$ g, the initial mass of a PBH whose lifetime if equal to the age of the Universe, then the γ-ray and antiproton constraints, as well as all the other ones on smaller masses associated with evaporation, are automatically evaded without any requirement about the shape of the fluctuations spectrum. PBHs with masses above M_* are nearly totally insensitive to the Hawking emission as the temperature $T = \hbar c^3/(8\pi G k M_{PBH})$ becomes smaller than the rest mass of any known massive field. An extremely wide mass range without constraint (except, to some extent, for microlensing upper limits) is therefore opened. To give a crude estimate, we can consider, following [6], that a (possibly smoothed-out) jump occurs around some characteristic mass M_s. Using [6]

$$\Omega_{PBH,0}(M_{PBH}) \approx 1.3 \times 10^{17} \beta(M_{PBH}) \left(\frac{10^{15}\ \mathrm{g}}{M_{PBH}} \right)^{\frac{1}{2}} , \tag{1}$$

(for $h \approx 0.7$, and f_0 stands for the quantity f today) and normalizing the mass variance with the CMB large angular scales measurements, the increase in power and therefore the amplitude p of the step can be estimated as a function of the horizon mass at the end of inflation $M_{H,e}$. We have further

$$\beta(M_H) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_H(t_k)} \int_{\delta_{min}}^{\delta_{max}} e^{-\frac{\delta^2}{2\sigma_H^2(t_k)}}\, \mathrm{d}\delta \approx \frac{\sigma_H(t_k)}{\sqrt{2\pi}\,\delta_{min}} e^{-\frac{\delta_{min}^2}{2\sigma_H^2(t_k)}} , \tag{2}$$

where t_k is the horizon crossing time for the considered mode, δ is the density contrast, M_H is the Hubble mass at t_k and $\sigma_H^2(t_k) \equiv \sigma^2(R)|_{t_k}$ where $\sigma^2(R) \equiv < (\frac{\delta M}{M})_R^2 >$ is computed with a Top-Hat window function W_{TH} with $R = \frac{H^{-1}}{a}|_{t_k}$, according to [16]

$$\sigma_H^2(t_k) = \frac{8}{81\pi^2} \int_0^{\frac{k_e}{k}} x^3\ F(kx)\ W_{TH}^2(c_s x)\ W_{TH}^2(x)\ \mathrm{d}x\ , \tag{3}$$

where k_e corresponds to the Hubble crossing scale at the end of inflation, $c_s^2 = \frac{1}{3}$ and $k^3 P(k, t_k) = \left(\frac{2}{3}\right)^4 F(k)$. This leads to the result

$$p \approx \frac{\sigma_H^{COBE}}{\delta_{min}} \sqrt{LW\left\{\frac{1.7\times 10^{34}}{2\pi\Omega_{PBH,0}^2}\left[\frac{10^{15}\ \mathrm{g}}{M_{H,e}}\right]\right\}} \tag{4}$$

where LW stands for the LambertW function (with $LW(xe^x) \equiv x$). With $\Omega_{PBH,0} \approx \Omega_{m,0}$, the numerical estimates are : $p \approx 6.5 \times 10^{-4}$ for $M_{H,e} = 10^{15}$ g, $p \approx 5.5 \times 10^{-4}$ for $M_{H,e} = 10^{25}$ g, $p \approx 4.1 \times 10^{-4}$ for $M_{H,e} = 10^{35}$ g. In these estimates, δ_{min} was assumed to be around 0.7 and $\sigma_H^2 \approx (10/9)\alpha^2\delta_H^2$ with $\alpha \approx 2.5$, as computed in [16]. In principle, the reheating temperature can be as low as the MeV (the nucleosynthesis temperature), leading to huge horizon masses around 10^{38} g. This can be considered as the upper limit for the low-mass cutoff of PBH spectra. It is interesting that this corresponds to the highest viable PBH masses if CDM is made of PBHs [17]. It opens a very wide parameter space ($M_{H,e}$,M_s) for PBH dark matter. Furthermore, if the reheating temperature is smaller than 1 GeV ($M_{H,e} \gg 10^{16}$ g), PBHs could be one of the viable CDM candidates left, as supersymmetric dark matter cannot contribute substantially to dark matter [18].

2.2. "Quantum" relics

A generic feature of low scale inflationary models is that all PBHs that are produced will survive and not evaporate. In particular, those PBHs that would form right after inflation correspond to fluctuations that were not (long) outside the Hubble radius and are therefore not highly squeezed. Indeed for the first scales which reenter the Hubble radius, producing in these models PBHs with $M_{PBH} \gtrsim M_{H,e}$, the fluctuations are *not* highly squeezed. This is equivalent to saying that the decaying mode is still present and actually of the same order as the growing mode, and cannot be neglected. Hence such low scale inflation models lead to the possible production of PBHs by inflationary fluctuations which cannot be considered as stochastic classical fluctuations and that are not evaporated today, in contrast to high scale inflation where $M_{H,e} \ll M_*$. Even if there is no significant increase in power on small scales, PBHs will be produced that cannot be described as classical objects. We might therefore call them *quantum relics*. The intriguing point is not their abundance, which should be low, but rather the very nature of these surviving objects.

We want to illustrate that now with a concrete high energy physics inspired low scale inflationary model. This will be true, for example, with the model considered in the first part of this Section, however it is not clear whether it is possible to implement a characteristic scale in low scale inflation.

It would be interesting if the scale of inflation is the supersymmetry breaking scale or even the electroweak scale [19]. Initial conditions (through thermal effects) could set the inflaton field ϕ close to the origin where some symmetry is unbroken, as in "new inflation". Inflation then takes place at small field values. At low temperature the inflaton starts rolling away from the origin $\phi = 0$ (the effective mass term becomes negative), spontaneously breaking the underlying symmetry. The following quite general inflationary potential can be considered in the context of supergravity inflation:

$$V = \Lambda^4 \times \left[\left(1 - \kappa \frac{|\phi|^p}{\Lambda^q M_p^{p-q}} \right)^2 + \left(b + c \ln \left(\frac{|\phi|}{M_p} \right) \right) \left(\frac{|\phi|}{M_p} \right)^2 \right] \tag{5}$$

where Λ is the near-constant vacuum energy driving inflation, M_p the planck mass, b a "bare" mass term, c a logarithmically varying mass term brought by radiative corrections and κ, p and q determine the end of inflation by inclusion of higher-order terms. It has been shown that a value for Λ as low as 1 GeV up to $\sim 10^{11}$ GeV can be obtained for reasonable choices of p and q while still generating an acceptable spectrum of perturbations with a spectral index $n_s \lesssim 0.95$ close to 1 and a sufficient number of e-folds. So the Hubble mass $M_{H,e}$ at the end of inflation will satisfy $M_{H,e} > M_*$. We can quantify the degree of classicality of the formed PBHs with the ratio D of the growing to the decaying mode for the scales under consideration [10]. A ratio $D \gg 1$ for a given scale corresponds to effective classicality of the fluctuations on this scale. We estimate it for adiabatic fluctuations in these models, and we find towards the end of inflation

$$D(M) \simeq \left(\frac{\Lambda}{M} \right)^4 , \tag{6}$$

where M^4 stands for the energy density at the time when the PBH is formed. It is related to M_H through

$$M_H = 5.6 \left(\frac{10^8 \text{ GeV}}{M} \right)^2 \times 10^{16}\text{g} . \tag{7}$$

Though PBHs are here clearly irrelevant as CDM candidates, the appearance of these "quantum relics" might be one of the few ways in which the quantum nature of the inflationary fluctuations can be exhibited.

3. Inflation with a high energy scale

3.1. Two distinct inflationary stages

Another way to evade the "small scales" problems for PBH formation still in the framework of high scale inflation, is through the existence of a second inflationary stage at much lower energies. So, a first stage of inflation solves all the problems usually solved by inflation, generating the cosmological perturbations observed, and produces also PBHs including in the dangerous mass interval around M_*. However, thanks to the second stage of inflation, a significant PBH abundance produced during the first inflation is allowed. We give now in full generality the salient features of such a scenario.

Let us assume that the second inflation starts when the Hubble mass equals $M_{H,i}$, at a much lower energy than the first inflation scale. For simplicity we can assume the Hubble mass is constant during the second inflation. On a large range of scales, fluctuations produced during the first inflation will reenter the Hubble radius thereby possibly producing PBHs. Part of those scales which reentered the Hubble radius between the two inflationary stages will be expelled again outside the Hubble radius during the second inflation. Let us consider the scale $k_H \equiv a_i H_i$ that corresponds to the Hubble radius at the beginning of the second inflation. It will eventually, at the time t_{k_H}, reenter the Hubble radius when the Hubble mass is given by $M_H(t_{k_H})$. It is easy to derive the following relation between $M_H(t_{k_H})$ and $M_{H,i}$

$$\frac{M_H(t_{k_H})}{M_{H,i}} = e^{2N} \ , \tag{8}$$

where N is the number of e-folds during the second inflation. Due to a much lower energy scale, the amplitude of the produced fluctuations is quite negligible and will not produce PBHs. Only the fluctuations of the first, high scale, inflation will. Therefore there will be a gap in the mass range $M_{H,i} \leq M_{PBH} \leq M_H(t_{k_H})$. In addition the density of all objects created before the second inflation will be reduced by an additional factor e^{-3N}. Hence, the only significant abundance of PBHs corresponds to the range

$$M_{PBH} \geq e^{2N} M_{H,i} \ . \tag{9}$$

Clearly it is possible to have PBHs as CDM in this range and still evade the small scales constraint coming from the evaporated PBHs.

An interesting low scale inflationary model of that kind is thermal inflation ([20]), triggered by a scalar field termed flaton, which can appear in SUSY theories. The consequences of thermal inflation on PBH abundance was considered in [21]. By definition, a flaton has a large vacuum expectation value $M \gg 10^3$ GeV while having a mass of order the electroweak breaking scale $m \sim 10^2 - 10^3$ GeV. This leads to an almost flat potential for the flaton field f : $V \simeq V_0 - m^2|f|^2$ with $V_0 \simeq m^2 M^2$. During thermal inflation the flaton field is held at the origin by finite temperature effects and the potential is dominated by the false vacuum energy V_0. Thermal inflation starts at the temperature $T_i \sim \sqrt{mM}$ when the thermal energy density falls below V_0 and ends at $T_e \sim m$ when the flaton can escape the false vacuum. The number of e-folds N is then immediately given as $N = \frac{1}{2}\ln(\frac{M}{m})$ and the density of all PBHs produced before thermal inflation is suppressed accordingly by a factor $(\frac{m}{M})^{\frac{3}{2}}$. If we take $M \sim 10^{11}$ GeV, $m \sim 10^3$ GeV, thermal inflation starts at $T_i \sim 10^7$ GeV which corresponds to a Hubble mass $M_{H,i} \simeq 10^{18}$ g, and ends at $T_e \sim 10^3$ GeV. The number of e-folds is $N \approx 9$ and the density of PBHs with mass $M < M_{H,i}$ is suppressed by a factor $\sim 10^{-12}$. Clearly it is then possible to have a significant amount of PBHs and still evade the small scales constraints. Note however that with the numbers given above, PBHs as CDM can only exist in the range $M_{PBH} \gtrsim 10^{26}$ g, starting near the edge of the range probed by the EROS data which constrain galactic dark matter in the range $2 \times 10^{-7} \mathrm{M}_\odot \lesssim M_{PBH} \lesssim 1 \mathrm{M}_\odot$, $\mathrm{M}_\odot$ being the solar mass [22]. In particular, this could apply to the model with a step considered in the previous chapter, followed by a stage of thermal inflation. However a step in the primordial spectrum produced during the first period of inflation at the characteristic scale $M_s \lesssim 2 \times 10^{-7} \mathrm{M}_\odot$ leaves possibly only a tiny mass interval $(M_H(t_{k_H}) \lesssim M_{PBH} \lesssim 2 \times 10^{-7} \mathrm{M}_\odot)$ where PBHs are not constrained by observations. There will be no "quantum relics" in this scenario as no PBHs are produced during the second (low-scale) inflation.

3.2. Planck relics

If we simply ignore moduli and gravitinos, as none of them as ever been detected, still another interesting possibility could be the production of Planck relics. Indeed, the unavoidable upper limit is imposed by gravitational waves and fixes the smallest possible horizon mass after inflation around 1 g. If the horizon mass is in this range, a natural way to produce dark matter is through PBH relics. The idea was first mentioned in [23]. Nevertheless, two critical ingredients were missing at that time : the normalization of the primordial spectrum to COBE data and a realistic (or, at least, possible) model to stop Hawking evaporation in the Planck era. The latter point received a new light in the framework of string gravity. The following 4D effective action with second order curvature corrections can be built:

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\left[-R + 2\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi + \lambda e^{-2\phi}S_{GB} + \ldots\right], \tag{10}$$

where λ is the string coupling constant, R is the Ricci scalar, ϕ is the dilatonic field and $S_{GB} = R_{ijkl}R^{ijkl} - 4R_{ij}R^{ij} + R^2$ is the curvature invariant — Gauss-Bonnet term. This generalisation of the Einstein Lagrangian leads to the very important result that there is a minimal relic mass M_{rel} for such black holes [24]. Solving the equations at the first order of perturbation in the curvature gauge metric gives a minimal radius :

$$r_h^{inf} = \sqrt{\lambda}\,\sqrt{4\sqrt{6}}\phi_h(\phi_\infty), \tag{11}$$

where $\phi_h(\phi_\infty)$ is the dilatonic value at r_h. The crucial point is that this result remains true when higher order corrections or time perturbations are taken into account. The resulting value should be around $2M_p$. It is even increased to $10M_p$ if moduli fields are considered, making the conclusion very robust and conservative. The subsequent decrease of the Hawking evaporation leads to an asymptotically stable state [25] giving a quantitative argument in favour of the existence of Planck relics. For formation masses above 10^9 g, important constraints are associated with Helium and Deuterium destruction. Actually, as we will see below, the relevant upper limit for the initial PBH mass is $\sim 10^5$ g.

Once again, we consider a mass variance spectrum with a characteristic scale M_s. For small initial masses $M_{PBH} \sim 1$ g, the Planck relics relative density $\Omega_{rel,0}$ can be written as

$$\Omega_{rel,0} \approx 1.3 \times 10^{17}\beta(M_{PBH})\frac{M_{rel}}{M_{PBH}}\left(\frac{10^{15}\ \mathrm{g}}{M_{PBH}}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{12}$$

$$\approx 2.83\ \gamma \times 10^{-3}\beta(M_{PBH})\left(\frac{10^{15}\ \mathrm{g}}{M_{PBH}}\right)^{\frac{3}{2}}\ , \tag{13}$$

where we have taken $M_{rel} \equiv \gamma M_p$, while M_{PBH} refers to the *initial* PBH mass. This leads to the following value for the step amplitude:

$$p \approx \frac{\sigma_H^{COBE}}{\delta_{min}} \sqrt{LW\left\{\frac{8.0\times 10^{-6}}{2\pi\Omega_{rel,0}^2}\left[\frac{M_{rel}}{M_p}\right]^2\left[\frac{10^{15}\ \mathrm{g}}{M_{H,e}}\right]^3\right\}}. \tag{14}$$

If Planck relics are to explain $\Omega_{m,0} \approx 0.3$, p varies from 7.1×10^{-4} to 5.5×10^{-4} for initial PBH masses between 1 g and 10^5 g with $M_{rel} = M_p$ and between 7.3×10^{-4} and 5.6×10^{-4} with $M_{rel} = 10M_p$. As for non evaporating PBHs, p has a very slight dependence on $M_{H,e}$ as β is extremely sensitive to the mass variance in this range.

Equation (13) is very accurate for small masses $M_{PBH} \simeq 1$ g and its validity extends up to $M_{PBH} \simeq M' \equiv 8\ \gamma^{\frac{2}{5}} \times 10^5$ g, with the corresponding range $10^{-21}\ \gamma^{-1} \lesssim \beta(M_{PBH}) \lesssim 10^{-12}\ \gamma^{-1}$. We have checked this numerically using the simplifying assumption that all the evaporation produces either a relativistic, or else a non relativistic, component. For M_{PBH} up to M', the energy density due to evaporation is still much smaller, at the time when the relics have formed, than the preexisting radiation background. However, it should be stressed again that when $M_{PBH} \sim M_{H,e}$, the quantity β entering (13) looses its meaning as a probability, not to mention the fact that the asymptotic domination of the growing mode is not achieved in this regime. Beyond M', PBHs dominate the energy density before their evaporation is completed. This gives rise to a different expression for $\Omega_{rel,0}$ which is nearly independent of β ([3, 26]). Interestingly, in this mass range it is possible to obtain PBHs as CDM in significant amounts only for masses $M_{PBH} \simeq M'$. Thus, in the context of CDM, only equation (13) is relevant and PBHs cannot contribute significantly to CDM if their mass lies in the range $M' \lesssim M_{PBH} \lesssim 10^9$ g. Surprisingly, in such a scenario too, the notion of quantum relics resurfaces for those Planck relics originating from initial PBH masses $M_{PBH} \simeq M_{H,e} \sim 1$ g. Because of their supposed large abundance, Planck relics with initial mass $M_{PBH} \sim M_{H,e} \sim 1$ g would probably be ruled out but we conjecture that a bump producing PBHs around 10^5 g could yield a viable CDM candidate.

4. Gravitational waves

Probing PBHs experimentally is very difficult. As long as their masses are greater than 10^{15} g, black holes do not radiate and become really black. A decisive way to detect them, and to observationally confirm or exclude this model, could be to look for gravitational waves from coalescing PBHs. The maximum distance R_{max} between the Earth and the binary system compatible with the sensitivity of a given detector for a fixed PBH mass M_{PBH} is given by [27]:

$$\left(\frac{R_{max}}{20\ \mathrm{Mpc}}\right) \approx 3.6\cdot 10^{-21} h_{SBmin}^{-1}\left(\frac{M_{PBH}}{\mathrm{M}_\odot}\right)^{\frac{5}{6}}\left(\frac{\nu}{100\ \mathrm{Hz}}\right)^{-\frac{1}{6}} \tag{15}$$

where h_{SBmin} is the sensitivity of the detector, ν is the considered frequency. The number $n(M_{PBH}, R_{max})$ of PBHs inside this sphere is then estimated using an isothermal profile inside the Milky-Way halo for $R < 150$ kpc :

$$\rho(r,\psi) = \rho_{\odot} \frac{R_C^2 + R_{\odot}^2}{R_C^2 + R_{\odot}^2 - 2rR_{\odot} cos\psi + r^2} \tag{16}$$

where $\rho_{\odot}$ is the local halo mass density, $R_C \approx 3$ kpc is the core radius, $R_{\odot} \approx 8$ kpc is the galactocentric distance, r is the distance to the Earth and ψ is the angle between the considered point and the galactic center seen from the Earth. This leads to:

$$n = \frac{\pi \rho_{\odot}}{M_{PBH}} \frac{R_C^2 + R_{\odot}^2}{R_{\odot}} \int_0^{R_{max}} \ln \left\{ \frac{R_C^2 + R_{\odot}^2 + 2rR_{\odot} + r^2}{R_C^2 + R_{\odot}^2 - 2rR_{\odot} + r^2} \right\} rdr. \tag{17}$$

For $R \gg 150$ kpc, an average dark matter distribution with $\rho \approx 0.3\rho_c$ is assumed. Finally the coalescence rate f within this volume is computed under the natural assumption that the distribution function of the PBHs comoving separation is uniform [28]:

$$f \approx 3 \left(\frac{M_{PBH}}{\mathrm{M}_{\odot}} \right)^{\frac{5}{37}} \times \frac{n(M_{PBH}, R_{max})}{t_0} \tag{18}$$

where t_0 is the age of the Universe. Gathering all those formulae and performing numerical estimates show that if PBHs have masses above $2 \times 10^{-5}\mathrm{M}_{\odot}$, they should generate more that one "event" per year in the VIRGO detector. If the LISA frequencies and sensitivity are considered, the minimal mass decreases down to $10^{-11}\mathrm{M}_{\odot}$. The interesting mass range probed covers then nearly fifteen orders of magnitude, though it also overlaps with microlensing data which exclude a significant contribution between $2 \times 10^{-7}\mathrm{M}_{\odot}$ and $1\mathrm{M}_{\odot}$ [22].

References

[1] Ya.B. Zel'dovich and I.D. Novikov 1967 *Sov. Astron.* **10**, 602
B.J. Carr and S.W. Hawking 1974 *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **168**, 399
B.J. Carr 1975 *Astrophys. J.* **205**, 1
I.D. Novikov, A.G. Polnarev, A.A. Starobinsky, and Ya. B. Zel'dovich 1979 *Astron. Astrophys.* **80**, 104
[2] Liddle A R and Green A M 1998 *Phys. Rep.* **307** 125
[3] Carr B J, Gilbert J H and Lidsey J E 1994 *Phys. Rev.* D **50** 8
[4] Carr B J and Mac Gibbon J H 1998 *Phys. Rep.* **307** 141
[5] Barrau A, Blais D, Boudoul G and Polarski D 2003 *Phys. Lett.* **551B** 218
[6] Bringmann T, Kiefer C and Polarski D 2002 *Phys. Rev.* D **65** 024008
P. Ivanov, P. Naselsky, and I. Novikov 1994 *Phys. Rev.* D **50**, 7173
L. Randall, M. Soljacic, and A.H. Guth 1996 *Nucl. Phys.* B **472**, 377
J. Garcia-Bellido, A. Linde, and D. Wands 1996 *Phys. Rev.* D **54**, 6040
[7] Spergel D N *et al. submitted to Astrophys. J. [astro-ph/0302209]*
[8] Benoit A *et al.* 2003 *Astron. Astrophys.* 399, L25-L30
[9] Polarski D, Starobinsky A 1996 *Class. Quant. Grav.* **13** 377
Kiefer C, Polarski D Starobinsky A 1998 *Int. J. Mod. Phys.* D **7** 455
[10] Polarski D 2001 *Int. J. Mod. Phys.* D **10** 927
[11] Khlopov M Yu and Linde A D 1984 *Phys. Lett.* **138B** 265
[12] Weinberg S 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 1303
[13] Kawasaki M and Moroi T 1995 *Prog. Theor. Phys.* **93** 879

[14] Blais D, Kiefer C and Polarski D 2002 *Phys.Lett.* **535B** 11
[15] Starobinsky A A 1992 *JETP Lett.* **55** 6166
[16] Blais D, Bringmann T, Kiefer C and Polarski D 2003 *Phys.Rev.* D **67** 024024
[17] Afshordi N, McDonald P, Spergel D *[astro-ph/0302035]*
[18] Fornengo N, Riotto A and Scopel S *[astro-ph/0208072]*
[19] Germán G, Ross G G and Sarkar S 1999 *Phys. Lett.* **469B** 46; 2001 *Nucl. Phys.* B **608** 423
[20] Lyth D H and Stewart E D 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 201; 1996 *Phys. Rev.* D **53** 1784
[21] Green A M and Liddle A R 1997 *Phys. Rev.* D **56** 6166
[22] EROS collaboration *[astro-ph/0212176]*
[23] MacGibbon J H 1987 *Nature* **329** 308
[24] Alexeyev S O and Pomazanov M V 1997 *Phys. Rev.* D **55** 2110
Alexeyev S O and Sazhin M V 1998 *Gen. Relativ. and Grav.* **8** 1187
[25] Alexeyev S O, Barrau A, Boudoul G, Khovanskaya O and Sazhin M 2002 *Class. Quantum Grav.* **19** 4431
Alexeyev S O, Barrau A, Boudoul G, Sazhin M V and Khovanskaya O S 2002 *Astronomy Letters* vol **28** 428
[26] Barrow J D, Copeland E J and Liddle A R 1992 *Phys. Rev.* D **46** 645
[27] Thorne K S 1997 *300 years of gravitation* (Cambridge University press)
[28] Nakamura T, Sasaki M S, Tanaka T and Thorne K S 1997 *Astrophys. J.* **487** L139

Chapitre 13

Perspectives

L'étude des trous noirs primordiaux, initiée dans les années 1970 par Y. Zeldovich et S. Hawking, a connu ces derniers temps un net regain d'intérêt. Au niveau de leur recherche observationnelle, il est probable que l'essentiel des possibilités aient maintenant été envisagées : les antiprotons et les gammas ont été exploités et ne devraient plus apporter de contraintes significativement meilleures puisque les mesures sont au niveau du signal attendu sans terme source spécifique aux trous noirs, les antideutérons, en revanche, pourraient s'avérer prometteurs et bénéficier de développements instrumentaux postérieurs à AMS. Les positons ne constituent pas un canal intéressant dans la mesure où leur abondance dans le rayonnement cosmique est naturellement importante, le seuil de formation des pions chargés étant beaucoup plus faible que celui des antiprotons. Les neutrinos ont été étudiés [146] mais ne présentent qu'une médiocre sensibilité compte tenu de leur abondance naturelle et de l'absence de caractéristiques spectrales signant une éventuelle composante émanent des trous noirs primordiaux. Enfin, les ondes gravitationnelles provenant de systèmes binaires ont été considérées [147] mais elles restent cantonnées aux objets de masses élevées. Néanmoins, le sujet est loin d'être clos ([148] et références citées).

Aux niveaux astrophysiques et cosmologiques, différents points pourraient être utilement étudiés. D'abord, en ce qui concerne le détail des processus de formation possibles dans le cadre des modèles inflationnaires. Le caractère quantique de l'effondrement n'a pas, jusqu'alors, été pris en compte et le mode décroissant des fluctuations primordiales devrait être utilement considéré dans les descriptions à venir.

Ensuite, il est intéressant de poursuivre certaines investigations sur les manifestations macroscopiques de théories microscopiques que ces trous noirs pourraient présenter, même très loin de l'échelle de Planck (grâce à des phénomènes de transitions singulières : la solution ne tend pas vers la solution classique quand la perturbation tend vers 0). En particulier, il semble apparaître que parmi les réalisations possibles à basse énergie de la M-théorie, seuls les modèles de type "Supercordes-II" présentent une stabilité suffisante par rapport aux conditions aux limites asymptotiques [149] (en particulier, l'existence probable d'une constante cosmologique non nulle - bien que très faible en unités naturelles - impose de s'assurer qu'une densité lagrangienne non nulle à l'infini ne change pas la nature des solutions). Autrement dit, si ces approches préliminaires se vérifient, cela signifierait que certaines réalisations (Bosoniques et Hétérotiques par exemple) des théories les plus globales ne sont pas compatibles avec l'existence de ces objets et pourraient, de ce fait, être nettement défavorisées. Le point important est que si ces résultats préliminaires se confirment, il ne concernent pas que les trous noirs légers mais aussi les trous noirs astrophysiques dont l'existence est avérée. Il pourrait s'agir d'une voie possible pour sonder des manifestations de nouvelle physique dans les phénomènes astronomiques.

Enfin, il serait intéressant de pousser plus avant l'hypothèse consistant à considérer les trous noirs primordiaux comme des candidats viables pour résoudre l'énigme des rayons cosmiques au-delà de la coupure GZK [150]. En effet, ces particules d'énergies extrêmes résistent à toute interprétation astrophysique simple [151]. Dans l'approche la plus naturelle, les trous noirs primordiaux présentent un spectre trop mou ($\propto E^{-3}$) pour expliquer ce phénomène (le flux de rayons cosmiques se durcit à partir de la cheville). Néanmoins, les processus d'accélération du taux de perte de masse, mis en évidence (théoriquement, du moins!) pour les trous noirs légers [152], pourraient induire une modification spectrale validant ces candidats.

Une autre voie, sans doute plus spéculative encore, mais particulièrement motivante, consiste à s'intéresser à la formation potentielle de petits trous noirs sur les grand collisionneurs. L'idée générale est de prendre en compte le fait que si notre Univers présente un nombre suffisant de dimensions supplémentaires, l'échelle de Planck réduite M_p pourrait se trouver beaucoup plus basse que sa valeur quadridimensionnelle et atteindre des énergies de l'ordre du TeV :

$$M_p^{D-2} = \frac{(2\pi)^{D-4}}{4\pi G_N V_{D-4}}$$

où V_{D-4} est le volume associé aux dimensions supplémentaires.

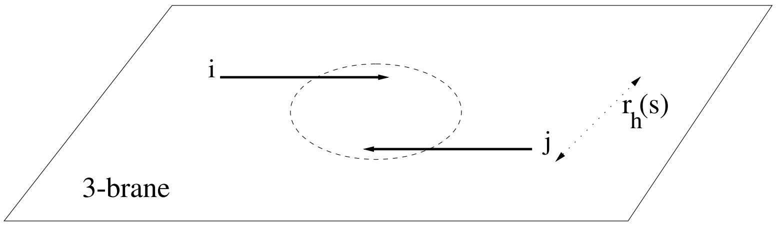


FIG. 13.1 – *Deux partons, i et j, forment un trou noir en se croisant à une distance inférieure au rayon de Schwarzschild associé à leur énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ [153].*

La figure (13.1) présente le processus de formation d'un trou noir par collision de quarks ou de gluons pour lesquels l'énergie dans le centre de masse est supérieure à l'échelle de Planck. Dans un tel cas, les processus de microphysique étant écrantés par l'horizon, la physique des particules élémentaires toucherait à sa fin.

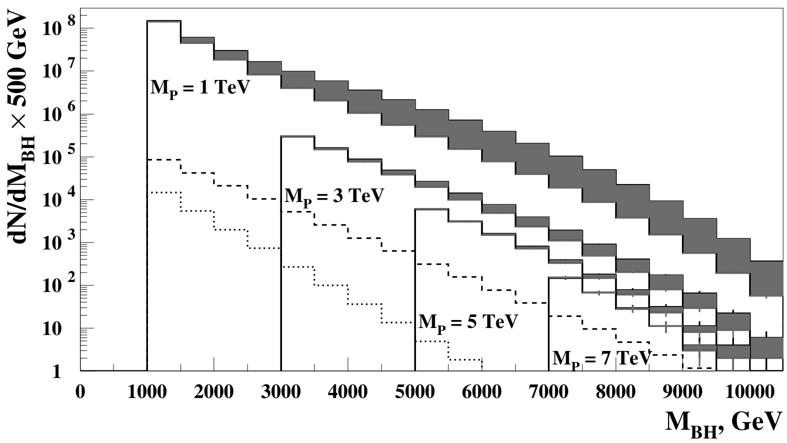


FIG. 13.2 – *Nombre de trous noirs attendus au LHC avec 100 fb^{-1} de luminosité intégrée. La région grisée correspond à la variation suivant le nombre de dimensions supplémentaires de 2 à 7. Les traits discontinus représentent le bruit de fond [155].*

Le taux de production de tels trous noirs, attendu au LHC, a été évalué en tenant compte des fonctions de distribution des partons dans les protons se rencontrant et sous l'hypothèse que la probabilité de former un trou noir est simplement donnée par : $\sigma(M_{BH}) \sim \pi R_S^2$ [155]. La figure (13.2) présente le nombre de trous noirs ainsi produits et montre que les collisionneurs de la génération LHC pourraient devenir de véritables usines à trous noirs.

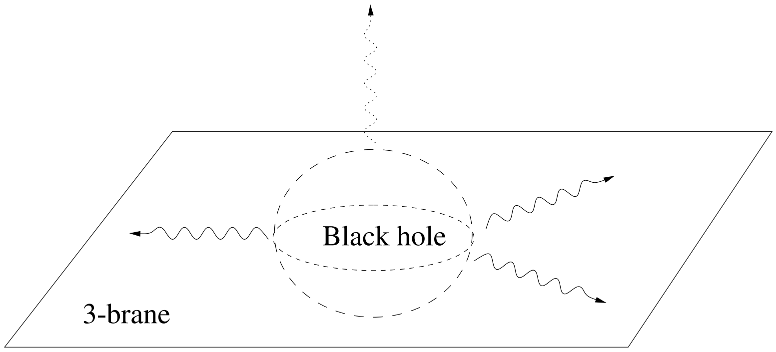


FIG. 13.3 – *Trou noir D-dimensionnel résidant sur un 3-brane. Il émet une radiation de Hawking essentiellement selon les modes du brane (traits noirs) et quelques gravitons selon le bulk (traits grisés) [153].*

De plus, ces trous noirs devraient s'évaporer (Fig. 13.3) selon une loi de Hawking généralisée pour laquelle le rayon gravitationnel, la température et l'entropie sont définies (pour D dimensions) par [154] :

$$R_H = \left(\frac{4(2\pi)^{D-4} M}{(D-2)\Omega_{D-2} M_{Pl}^{D-2}} \right)^{1/(D-3)} , \; T_H = \frac{D-4}{4\pi R_H} , \; S = \frac{R_H^{D-2}\Omega_{D-2}}{4G_D}$$

où

$$\Omega_{D-2} = \frac{2\pi^{(D-2)/2}}{\Gamma(\frac{D-1}{2})}$$

est la surface d'une $D-2$ sphère. Les caractéristiques de cette émission sont particulièrement intéressantes puisqu'elles devraient, comme le montre la figure (13.4), permettre de sonder la dimensionalité de l'espace-temps. Cet éventuel "fin" de la physique subatomique n'est donc pas pour autant une fin de la physique fondamentale!

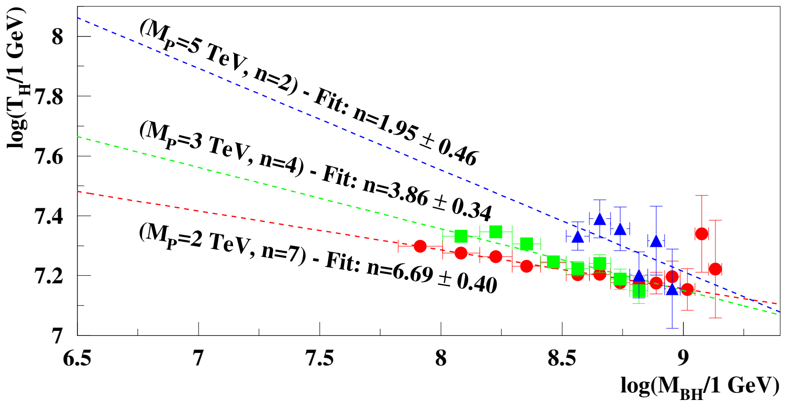


FIG. 13.4 – *Relation masse/température telle qu'elle pourrait être mise en évidence au LHC pour déterminer la dimensionalité de l'espace-temps [155].*

Il est important de noter qu'outre le spectre d'évaporation, qui présente des caractéristiques identifiables, la section efficace de production - correspondant à un processus non perturbatif - croît de façon très spécifique (en l'occurrence beaucoup plus vite que pour les processus hadroniques) et permettrait donc de signer ce phénomène [153].

Ces idées, qui demeurent naissantes et sont appelées à sans doute connaître d'importants développements - aussi bien pour ce qui concerne les sections efficaces de production éventuellement exponentiellement réduites [156] que pour ce qui concerne les processus d'évaporation jusqu'à maintenant traités dans l'approximation des cordes noires (Alexeyev, communication privée) - ont également conduit à s'intéresser à la formation des tels trous noirs par les rayons cosmiques [157]. Dans ce cas, seuls les neutrinos d'énergies extrêmes sont de bons candidats puisque les interactions des particules hadroniques seraient dominées par les processus diffractifs. L'éventuelle détectabilité par les expériences de la génération Auger-EUSO semble prometteuse [158]. Dans les cas favorables, Auger pourrait observer plusieurs centaines d'évènements "trous noirs" et si aucun n'est détecté, une limite inférieure sur l'échelle de Planck pourra être mise à 2 TeV quel que soit le nombre de dimensions supplémentaires.

CONCLUSION

Les rayons cosmiques sont des messagers porteurs d'informations extrêmement riches sur la structure de notre Galaxie. Les recherches concernant les processus d'injection, d'accélération et de propagation connaissent actuellement un engouement certain suite aux récentes mesures fournies par les expériences ballon. De plus, de nouvelles prises de données, au voisinage des pôles et avec des temps d'exposition très importants, devraient apporter de précieuses informations dans l'attente des résultats par satellite. Il s'agit non seulement de comprendre les différents phénomènes liés à la diffusion (interactions, désintégration, temps de confinement, pertes d'énergie, etc), mais également de connaître plus en détail les structures internes de notre Galaxie (vent galactique, vitesse de Alfven, structure locale de sous densité par exemple). L'intérêt de ces rayons cosmiques ne se limite pas à ces aspects. La composition de la matière noire reste une question lancinante pour l'ensemble de la communauté des astrophysiciens et physiciens, puisque celle-ci est environ 70 fois plus abondante que la matière visible et de nature inconnue, au moins pour sa composante non-baryonique dominante! Les particules cosmiques pourraient alors être une signature de la présence de nouvelle physique, telle que l'existence de neutralinos (par leur annihilation), ou celle des trous noirs primordiaux (par leur évaporation), qui pourrait contribuer à élucider la composition de cette matière noire. L'antimatière est également une énigme particulièrement tenace. Son apparente absence[1] de notre Univers (tout du moins sur des échelles au moins égales à celle du super-amas local) fait l'objet de nombreuses réflexions et spéculations. La détection d'un seul antinoyau composé d'au moins 3 nucléons signerait de façon non ambigüe la présence d'antiétoiles et donc celle d'une quantité macroscopique d'antimatière d'origine primordiale.

L'identification des rayons cosmiques repose tout d'abord sur l'élaboration d'un détecteur adapté. La mise en œuvre 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 son intégration aura lieu en 2005. L'évènement dramatique qu'a connu la NASA le 1^{er} février 2003 a conduit à un remaniement du calendrier des missions en direction de la Station Spatiale. AMS s'envolera désormais en 2006. La réalisation d'un détecteur Čerenkov fiable à long terme et possédant des potentialités importantes en terme de résolution est un véritable défi, qui est maintenant en cours d'achèvement.
Conformément aux engagements pris par le LPSC, une importante participation du laboratoire a été tenue dans l'élaboration de la matrice de photodétection, du choix des composants jusqu'aux tests finaux en faisceau d'ions. Cette étape a nécessité près de 3 ans de travail, puisque chaque élément a été minutieusement caractérisé, amélioré et mis en place dans des conditions quasi réelles. Les tests en cosmiques et en faisceau ont également démontré que l'électronique développée au laboratoire était pleinement maîtrisée et que les cellules de photodétection répondaient aux exigences attendues. Les photomultiplicateurs ont été soigneusement étalonnés. Leur comportement a été étudié sous diverses contraintes (champ magnétique, vibrations...), telles qu'ils les subiront en orbite. Le pont diviseur a été adapté et les filtres optiques ont été testés. La contribution du courant noir aux évènements d'AMS a été également évaluée. L'ensemble de ces conclusions a été obtenu au moyen de mesures individuelles, mais aussi à l'aide de deux prototypes de compteur Čerenkov construits et exploités au LPSC. Grâce à des mesures avec les rayons cosmiques secondaires au niveau du sol et en faisceau, des données proches de celles que mesurera le RICH d'AMS

[1] excepté pour les antiparticules et antinoyaux légers produits par réactions entre les rayons cosmiques et le milieu interstellaire

en vol ont été collectées. Elles permettront également, après analyse, de déterminer le meilleur choix en matière de radiateur.

La mise en orbite d'AMS devrait correspondre au passage par un minimum solaire suivi d'une augmentation de l'activité. Au cours de ces trois ans de prise de données, le détecteur devrait donc mettre en évidence les effets encore mal quantifiés de la modulation solaire. Les flux de particules de basse énergie, où, peut-être, se dissimulent des corpuscules issus de phénomènes exotiques sont moins affectés par une activité minimale du Soleil. En attendant AMS, une expérience de longue durée en ballon (Bess-Polar) devrait apporter en 2004 une contribution essentielle à la traque des antiprotons et des antideutérons grâce à un seuil de détection particulièrement bas (de l'ordre de ~ 100 MeV).

Dans la seconde partie de cette thèse, la détection des rayons cosmiques a été utilisée comme sonde possible pour la recherche des trous noirs primordiaux. Nous avons ainsi étudié la possibilité de leur détection au moyen des antiprotons, des rayons gammas et des antideutérons. Si la fenêtre des deux premiers canaux semble être maintenant fermée grâce à une meilleure analyse du fond (également exploré dans ce manuscrit) qui se trouve compatible avec les données existantes sans ajout de sources exotiques, l'espoir subsiste grâce aux antideutérons, puisque ceux qui sont formés "naturellement" (c'est à dire par collisions nucléaires et par coalescence) sont absents à basse énergie pour des raisons cinématiques. L'ensemble de ces entités nous a apporté, en tout état de cause, des limites supérieures contraignantes sur la quantité de trous noirs présents dans notre Univers. N'oublions pas enfin que leur non-existence peut être également riche d'informations sur les conditions de l'Univers très primordial.

Ces petits trous noirs étant des objets extrêmement fascinants, c'est tout naturellement qu'au cours de cette thèse leur étude s'est étendue à l'exploitation d'un modèle cohérent conduisant à l'arrêt de l'évaporation lorsque la masse trou noir s'approche de la région de Planck. Ils subsisteraient alors sous forme de reliques stables. Ces petits trous noirs semblent être, s'ils existent, les seuls objets de l'Univers contemporain où la gravité quantique est à l'œuvre. Nous montrons que, dans une approche spéculative mais fondée sur des principes raisonnables, le mécanisme de Hawking doit être substantiellement revu.

Après avoir étudié en détail l'évolution des trous noirs lors de leur évaporation jusque sous la forme de reliques, notre intérêt s'est alors logiquement porté sur les mécanismes de leur formation et les conséquences cosmologiques associées. Hormis les ondes gravitationnelles primordiales, ces petits trous noirs pourraît être les seuls objets à pouvoir révéler les conditions de l'Univers à des échelles totalement inaccessibles (de plusieurs dizaines d'ordres de grandeur) à n'importe quelle autre méthode d'investigation (CMB, grandes structures, etc.). Les limites supérieures obtenues grâce aux rayons cosmiques permettent de contraindre l'amplitude de la brisure d'invariance d'échelle prédite par la classe de modèles inflationnaires BSI. Enfin, bien que le candidat le plus naturel pour la matière noire demeure le neutralino, celui-ci n'a pas encore été détecté et présente un certain nombre de difficultés, laissant la voie ouverte à d'éventuelles autres possibilitès. C'est ainsi que, toujours dans le cadre des modèles inflationnaires générant un spectre de fluctuations avec une échelle caractéristique, nous avons montré qu'un très large espace de paramètres permet aux trous noirs primordiaux de contribuer de façon dominante à la matière noire sans violer les limites venant des modèles supersymétriques.

Annexe A

Théorie de l'effet Čerenkov

A.1 La théorie classique de Frank et Tamm

Dans leur traitement originale du problème de la radiation d'un électron se déplaçant uniformément dans un milieu diélectrique Frank et Tamm firent les hypothèses simplificatrices suivantes :

(i) Le milieu est supposé continu, la structure microscopique est ignorée ; la constante diélectrique est le seul paramètre utilisé pour décrire le comportement du milieu.

(ii) La dispersion est ignorée, au moins au premier ordre.

(iii) La réaction radiative est ignorée.

(iv) Le milieu est supposé être un diélectrique parfait et isotrope, ayant donc une conductivité nulle, une perméabilité magnétique $\mu = 1$, et ne présentant pas de phénomène d'absorption.

(v) L'électron est suppposé avoir une vitesse constante, par conséquent la décélération due à l'ionisation et aux diffusions coulombiennes multiples est ignorée.

(vi) Le milieu est supposé sans bord, et la longueur de trajectoire infinie.

Sous ces hypothèses, et en appliquant la relation entre la polarisation $\mathbf{P}$ et le champ électrique $\mathbf{E}$, il vient :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} + \sum_s \omega_s^2 \mathbf{P}_s = \alpha \mathbf{E} \tag{A.1}$$

où ω_s sont les fréquences des oscillateurs moléculaires du milieu et $\alpha = Ne^2/m$ (N est le nombre d'électrons, de charge e et de masse m, par unité de volume).
$\mathbf{E}$ et $\mathbf{P}$ peuvent alors être développés en série du Fourier :

$$\mathbf{E} = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_\omega e^{i\omega t} d\omega, \ \mathbf{P} = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{P}_\omega e^{i\omega t} d\omega. \tag{A.2}$$

Il est alors nécessaire d'introduire la connection suivante entre $\mathbf{P}_\omega$ et $\mathbf{E}_\omega$:

$$\mathbf{P}_\omega = (n^2 - 1)\mathbf{E}_\omega \tag{A.3}$$

où n est l'indice de réfraction du milieu à une fréquence ω. De même, il existe une connection entre $\mathbf{E}_\omega$ et l'induction diélectrique $\mathbf{D}_\omega$:

$$\mathbf{D}_\omega = n^2 \mathbf{E}_\omega \tag{A.4}$$

Les équations de Maxwell dans le milieu s'écrivent par ailleurs :

$$\mathbf{div}\ \mathbf{H}_\omega = 0$$

$$\begin{aligned}
\textbf{rot } \mathbf{H}_\omega &= \frac{1}{c}\left(4\pi \mathbf{j}_\omega + \frac{\partial \mathbf{D}_\omega}{\partial t}\right) \\
\textbf{div } \mathbf{D}_\omega &= 4\pi\rho \\
\textbf{rot } \mathbf{E}_\omega &= -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}_\omega}{\partial t}
\end{aligned} \tag{A.5}$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, $\mathbf{j}$ est la densité de courant, et ρ la densité de charges libres. En les exprimant en fonctions des potentiels scalaires et vecteurs, $\mathbf{A}$ et ϕ, il vient :

$$\begin{aligned}
\mathbf{H}_\omega &= \textbf{rot } \mathbf{A}_\omega \\
\nabla^2 \mathbf{A}_\omega + \frac{\omega^2 n^2}{c^2}\mathbf{A}_\omega &= -\frac{4\pi \mathbf{j}_\omega}{c} \\
\nabla^2 \phi_\omega + \frac{\omega^2 n^2}{c^2}\phi_\omega &= -\frac{4\pi}{n^2}\rho \\
\mathbf{E}_\omega &= -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{A}_\omega}{\partial t} - \textbf{grad}\phi_\omega
\end{aligned} \tag{A.6}$$

où la relation entre les potentiels scalaire et vecteur a été utilisée :

$$div\ \mathbf{A}_\omega = \frac{i\omega}{c} n^2 \phi_\omega. \tag{A.7}$$

Si un électron se déplace le long de l'axe z avec une vitesse constante v, la densité correspondante de courant $\mathbf{j}$ est :

$$j_z = ev\delta(x)\delta(y)\delta(z - vt) \tag{A.8}$$

où δ est la fonction de Dirac. Les composantes j_x et j_y sont nulles. Par développement de j_z, on obtient :

$$j_z(\omega) = \frac{e}{2\pi} e^{-i\omega z/v}\delta(x)\delta(y). \tag{A.9}$$

Or, par introduction des coordonnées cylindriques ρ, ϕ, z, il vient :

$$j_z(\omega) = \frac{e}{4\pi\rho} e^{-i\omega z/v}\delta(\rho). \tag{A.10}$$

En insérant cette expression dans (A.6), et avec $A_\rho = A_\phi = 0$ et $A_z(\omega) = u(\rho)e^{-i\omega z/v}$, on obtient :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial u}{\partial \rho} + s^2 u = \frac{e}{\pi c \rho}\delta(\rho) \tag{A.11}$$

où :

$$s^2 = \frac{\omega^2}{v^2}(\beta^2 n^2 - 1) = -\sigma^2. \tag{A.12}$$

Ainsi u est une fonction cylindrique satisfaisant à l'équation de Bessel :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial u}{\partial \rho} + s^2 u = 0 \tag{A.13}$$

partout sauf au pôle $\rho = 0$. Pour trouver la condition à laquelle doit satisfaire u en $\rho = 0$, remplaçons tout d'abord le second membre de (A.11) par f, tel que :

$$f = -\frac{2e}{\pi c \rho_0}\ si\ \rho < \rho_0\ et\ f = 0\ si\ \rho > \rho_0. \tag{A.14}$$

Puis, par intégration de l'équation (A.11) sur un disque de rayon ρ_0 et en faisant tendre ρ_0 vers 0, il vient :

$$\lim_{\rho \to 0} \rho \frac{\partial u}{\partial \rho} = -\frac{e}{\pi c}. \tag{A.15}$$

Considérons maintenant 2 cas :

- L'électron se déplace à faible vitesse, c'est à dire, tel que $\beta n < 1$. Dans ce cas $s^2 < 0$ et $\sigma^2 > 0$. La solution de (A.13) satisfaisant (A.15) et s'annulant à l'infini est :

$$u = \frac{ie}{2c} H_0^{(1)}(i\sigma\rho). \tag{A.16}$$

où $H_0^{(1)}$ est la fonction de Hankel du premier ordre. Si $\sigma\rho \gg 1$, on peut utiliser la valeur asymptotique de $H_0^{(1)}$ et obtenir selon (A.16) :

$$A_z = \frac{e}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[\sigma\rho + i\omega(t - z/v)]}{\sqrt{2\pi\sigma\rho}} d\omega. \tag{A.17}$$

Ainsi, dans le cas des faibles vitesses, le champ associé à l'électron décroît exponentiellement avec ρ, et ainsi pour un point éloigné de la trajectoire de l'électron, aucune radiation ne sera observée.

- Pour des vitesses élevées, c'est-à-dire pour $\beta n > 1$, le paramètre s est réel et la solution générale des équations (A.11)et (A.13) représente, à l'infini, une onde cylindrique. Explicitant u dans ce cas pour représenter une onde sortante et non entrante, la solution de (A.13) satisfaisant (A.15) est :

$$u = -\frac{ie}{2c} H_0^{(2)}(s\rho) \ si \ \omega > 0 \tag{A.18}$$

et le complexe conjugué si $\omega < 0$. En utilisant la valeur asymptotique de $H_0^{(2)}$ pour $\sigma\rho \gg 1$, on obtient à partir de A.18 :

$$A_z(\omega) = -\frac{e}{c\sqrt{2\pi s\rho}} \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z}{v}\right) - i\left(s\rho - \frac{3\pi}{4}\right)\right] \tag{A.19}$$

qui peut se réécrire :

$$A_z(\omega) = -\frac{e}{c\sqrt{2\pi s\rho}} \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z\cos\theta + \rho\sin\theta}{c/n}\right) + \frac{3}{4}\pi i\right], \ \omega > 0 \tag{A.20}$$

où θ est défini par la relation de cohérence $\cos\theta = 1/\beta n$.
Ainsi, si $\beta n > 1$, une onde se propage à l'infini suivant la direction θ.
Les équations de Maxwell permettent de calculer l'intensité du champ; il y a trois et seulement trois composantes du champ qui se s'annulent pas, à savoir :

$$\begin{aligned} H_\phi &= -\frac{a}{\sqrt{\rho}} \int \sqrt{s} \cdot \cos\chi \cdot d\omega \\ E_\rho &= -\frac{a}{c\sqrt{\rho}} \int \frac{\sqrt{\beta^2 n^2 - 1}}{\beta^2 n^2 \sqrt{s}} \cdot \cos\chi \cdot \omega d\omega \\ E_z &= +\frac{a}{c\sqrt{\rho}} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{s}} \cdot \cos\chi \cdot \omega d\omega \end{aligned} \tag{A.21}$$

où $a = \frac{e}{c}\sqrt{\frac{2}{\pi}}$ et $\chi = \omega\left[t - \frac{z\cos\theta + \rho\sin\theta}{c/n}\right] + \frac{\pi}{4}$.
L'intégration des équations (A.21) doit être réalisée pour des valeurs de ω telles que $\beta n(\omega) \geq 1$. L'énergie totale émise par le passage de l'électron à travers la surface d'un cylindre de longueur l coïncidant avec la trajectoire de l'électron est égale à :

$$W = 2\pi\rho l \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{c}{4\pi} [\mathbf{EH}] dt. \tag{A.22}$$

Avec l'aide de la formule suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \cos(\omega t + \alpha)\cos(\omega' t + \beta) dt = \pi\delta(\omega - \omega') \tag{A.23}$$

on obtient l'équation fondamentale de l'émission de la radiation, c'est à dire :

$$\frac{dW}{dl} = \frac{e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \omega d\omega. \tag{A.24}$$

Puisqu'aucune coupure en fréquence n'a été imposée pour obtenir ce résultat, la radiation résultante écrite dans (A.24) est infiniement étendue. En pratique, cependant, il existe deux facteurs qui imposent une limite supérieure sur le spectre en fréquence.
En premier lieu, un milieu réel est toujours dispersif, ainsi la radiation est restreinte aux bandes de fréquence pour lesquelles $n(\omega) > 1$. D'autre part, le second facteur limitant est lié à la taille finie de l'électron. Pour satisfaire la condition de cohérence, il est clair que la radiation de l'électron doit être limitée aux longueurs d'onde plus grandes que le diamètre classique de l'électron d. En intégrant (A.24) de $\omega = 0$ à $\omega = \frac{c}{nd}$ (*i.e.* de $\lambda = \infty$ à $\lambda/2\pi = d$), on obtient :

$$\frac{dW}{dl} = \frac{e^2}{2n^2 d^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right). \tag{A.25}$$

Il est intéressant de remarquer que Sommerfeld obtint une expression très similaire pour les pertes par radiation d'un électron se déplaçant dans le vide avec une vitesse constante $v > c$, ce qui était bien entendu antérieur à l'établissement de la théorie de la relativité pour laquelle la condition $v > c$ n'est pas réalisable.

A.2 Modifications introduites par la théorie quantique

En 1940, Ginsburg a présenté un traitement de la radiation Čerenkov basé sur la théorie quantique et a introduit les modifications nécessaires permettant la prise en compte du recul de la particule lors de l'émission de la radiation. On s'attend naturellement à ce que ces corrections soient petites, puisque l'énergie du quanum émis est petite comparée à l'énergie cinétique de la particule.
Il est possible d'obtenir la condition d'émission par de simples arguments de conservation de l'énergie et de l'impulsion. Soit une particule de masse m se propageant à travers un milieu à une vitesse constante u. Supposons qu'elle émette à un instant donné un photon d'énergie $h\nu$ à un angle θ par rapport à sa trajectoire initiale. Il s'ensuit une perte instantanée d'énergie. Supposons que sa vitesse soit désormais v, faisant un angle ϕ avec la direction originale. La conservation de l'impulsion donne :

$$mv(1 - v^2/c^2)^{1/2} \cos\phi + \frac{h}{\lambda} \cos\theta = mu(1 - v^2/c^2)^{1/2} \tag{A.26}$$

et

$$mv(1 - v^2/c^2)^{1/2} \sin\phi - \frac{h}{\lambda} \sin\theta = 0 \tag{A.27}$$

alors que la conservation de l'énergie donne :

$$mc^2(1 - u^2/c^2)^{1/2} = mc^2(1 - v^2/c^2)^{1/2} + h\nu. \tag{A.28}$$

En éliminant θ et ϕ, et en écrivant $v = c/n\lambda$, où n est l'indice de réfraction du milieu, on obtient :

$$\cos\theta = \frac{c}{nu} + h(1 - u^2/c^2)^{1/2}(n^2 - 1)/2mun^2\lambda \tag{A.29}$$

qui peut se réécrire :

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} + \left(\frac{\Lambda}{\lambda}\right) \cdot \left(\frac{n^2 - 1}{2n^2}\right) \tag{A.30}$$

où Λ est la longueur d'onde de Broglie de la particule :

$$\Lambda = \frac{h\sqrt{1 - \beta^2}}{mu} = \frac{h\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \lambda_0 \tag{A.31}$$

avec λ_0 la longueur d'onde Compton, $\lambda_0 = 0.024\mathring{A}$.
Le second terme de A.30, différant de l'approche classique où $\cos\theta = \frac{1}{\beta n}$, est extrêmement petit dans les cas pratiques. Par exemple, pour des électrons au seuil de l'émission dans l'eau ($260keV \rightsquigarrow \beta = 0.75$), $\Lambda \approx 0.0021\mathring{A}$ et $(\Lambda/\lambda) \approx 5 \cdot 10^{-6}$, λ étant la longueur d'onde émise dans le milieu.
Il est maintenant approprié d'étudier la cohérence dans l'image quantique de la radiation Čerenkov. La question est de savoir comment les phases des quanta individuels sont définies pour que la cohérence soit préservée. Dans une onde lumineuse, l'incertitude sur la phase ϕ est liée à l'incertitude sur le nombre de quanta N de l'onde par la relation $\Delta N \cdot \Delta\phi \sim 1$.
Avec la condition quantique d'émission (A.30), Ginsburg utilisa l'équation de Schrödinger pour obtenir l'expression de la radiation émise par une charge e, sous hypothèse d'absence de moment magnétique :

$$\frac{dW}{dl} = \frac{e^2}{c^2}\int\left\{1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\left[1 + \frac{n^4}{4}\left(\frac{\hbar\omega}{mc^2}\right)^2 + n^2\left(\frac{\hbar\omega}{mc^2}\right)\right]\right\}\omega d\omega. \tag{A.32}$$

Rigoureusement, cette expression n'est valide que dans le cas non-relativiste. Puisque $\beta n > 1$, l'indice n doit alors est supposé grand. Néanmoins l'expression (A.32) diffère peu lorsque la vitesse devient élevée. Il est intéreesant de noter que cette équation se distingue du cas classique par l'ajout de 2 termes d'ordres plus élevés et également que l'expression classique diverge pour un milieu non dispersif. D'autre part, au moyen de l'équation de Dirac, Ginsburg considéra également le rayonnement d'un électron non relativiste en tenant compte du moment magnétique μ_0 associé. L'expression de l'émission de lumière contient alors deux termes. Le premier résulte de la charge et est donc déjà présent dans l'équation (A.32) ; le second provient de la prise en compte du moment magnétique μ_0 :

$$\left(\frac{dW}{dl}\right)_{\mu_0} = \frac{\mu_0^2}{\beta^2 c^4}\int n^2(\omega)\omega^3\left\{1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\left[1 + \frac{n^4}{4}\left(\frac{\hbar\omega}{mc^2}\right)^2 + n^2\left(\frac{\hbar\omega}{mc^2}\right)\right]\right\}d\omega. \tag{A.33}$$

De même que précédemment, cette expression diffère du cas classique par l'ajout de terme de correction d'ordres plus élevés.
Finalement, Ginsburg parvient à obtenir l'émission de lumière par unité de temps et d'énergie pour un électron ultra-relativiste au moyen de la théorie de l'électron de Dirac :

$$\begin{cases} \mu_0 \parallel v & W_{mag} = \frac{\mu_0^2(1-\beta^2}{vc^2}\int n^2 \cdot \omega^3\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right)d\omega \\ \mu_0 \perp v & W_{mag} = \frac{\mu_0^2 v}{2c^4}\int n^4 \cdot \omega^3\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right)^2 d\omega \end{cases} \tag{A.34}$$

On remarque le facteur $1 - \beta^2$ provenant de la contraction de Lorentz. La composante dûe au moment magnétique disparaît lorsque $\beta \rightarrow 1$, en accord avec la théorie classique. De plus lorsque $v \rightarrow 1$, les effets du recul des photons deviennent négligeables et l'émission tend vers celle obtenue dans le cas d'un électron non magnétique de la théorie classique.

Table des figures

Liste des tableaux

Bibliographie

[1] A.G. Cohen, A. De Rujula & S.L. Glashow, ApJ 495, 539 (1998)

[2] A. D. Sakharov, JETP Lett. 5, 24 (1967)

[3] D. Pomarede, thèse de l'Ecole Polytechnique (1999) et références citées

[4] M. Yu. Khlopov, Astropart. Phys. 12, 367 (2000)

[5] S. G. Rubin, M. Yu. Khlopov & A. S. Sakharov, Grav. & Cosm., 5, 4, 246 (1999)

[6] K. M. Belotsky *et al.* Phys. Atomic Nulc., 63, 2, 233 (2000)

[7] K. A. Olive, Les Houches 1999, 221, ed. P. Binétruy, R. Schaeffer, J. Silk, F. David, Springer (1999)

[8] F. Mayet, Thèse de l'Université J. Fourier - Grenoble (2001)

[9] E. A. Baltz & J. Edsjo, Phys. Rev. D 59, 023511 (1999)

[10] S. Ghigna *et al.*, MNRAS 300, 146 (1998)

[11] Klypin A. *et al.*, ApJ., 522, 82 (1999)

[12] L. Bergstrom, P. Ullio, J. Buckley, Astropart. Phys. 9, 137 (1998)

[13] N. Hayashida *et al.*, ApJ, 522, 225 (1999)

[14] M. Buénerd, “Physics case for the AMS-RICH ?”, Rapport interne ISN-99/123 (1999)

[15] D. Maurin, R. Taillet & F. Donato, A&A 394, 1039 (2002)

[16] R. Battiston *et al.*, Astropart. Phys. 13 51 (2000)

[17] R. C. Hartman *et al.*, ApJS, 123, 79 (1999)

[18] T. C. Weekes, "GeV-TeV Astrophysics : Toward a Major Atmospheric Cherenkov Telescope VI," Snowbird, Utah (1999), astro-ph/9910394

[19] G. Barbiellini *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 354 547 (1995)

[20] W.Atwood *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 342 302 (1994)

[21] S. Ahlen *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 350, 351 (1994)

[22] S. C. C. Ting *et al.*, The first Arctic Workshop on Future Physics ans Accelerators, World Scientific, Singapore, pp 1-26 (1995)

[23] S. Ahlen *et al.*, Phys. Lett. B 472, 215 (2000)

[24] C. Störmer, The Polar Aurora, Clarendon Press (Cambridge), (1955)

[25] S.F. Singer and A.M. Lenchek, Prog. in Elem. Part. and Cosm. Ray Phys. Vol 6, p 245, NHPC, (1962).

[26] L. Derome *et al.*, Phys. Lett. B 489, 1 (2000)

[27] L. Derome *et al.*, Phys. Rev. D 67, 07322 (2003)

[28] L. Derome *et al.*, Phys. Lett. B 515, 1 (2001)

[29] S. Ahlen *et al.*, Phys. Lett. B 461, 387 (1999)

[30] T. Saeki *et al.*, Phys. Lett. B 422 319 (1998)4

[31] S. Colgate & H. Li "The Magnetic Field of the Universe and Their Origin", dans "Highly Energetic Physical Processes and Mechanisms for Emission from Astrophysical Plasma", ASP , San Fransico (2000)

[32] S. Ahlen *et al.*, Phys. Rep. 366/6, 331 (2002)

[33] S. Orito *et al*, Phys. Rev. Lett. 84, 1078 (2000)

[34] B. Dolgoshein, Nucl. Instrum. Meth., 161 (1979).

[35] A. Bouchet *et al*, Nucl. Phys. A 688, 417c (2001)

[36] T. Hams *et al.*, proc. du 26eme ICRC (Hambourg) (2001) ;
G. A. De Nolfo *et al.*, proc. du 26eme ICRC (Hambourg) (2001)

[37] M. Buénerd, Symposium on Nuclear Physics, Taxco (Mexico) (2001) à paraître dans ReV. Mex. Fis.

[38] J. D. Berst, R. Marbot & J. Seguinot, notes internes Delphi 83-104 (1983)

[39] W. Adam *et al.*, NIM A 338, 284 (1994)

[40] P. Carlson *et al*, Proc. 23th International Cosmic Ray Conference, (Calgary), 2, 504 (1993)

[41] G. Laurenti, *communication privée*

[42] M. Buénerd & Z. Ren, NIM A 454, 476 (2000)

[43] J. C. Vanel, Thèse de l'Université Joseph Fourier (1997)

[44] http ://www.hamamatsu.fr/OFFPRO%20cadre.htm

[45] A. Barrau, Thèse de l'Université Joseph Fourier (1998)

[46] D. Barancourt *et al.*, NIM A 465, 306 (2001)

[47] T. Thuillier *et al.*, AMS internal note (2000)

[48] F. Barao, Communication privée (2003)

[49] V. Puill, Hamamatsu Co., Communication privée (2001)

[50] T. Thuillier, Thèse de l'Université Joseph Fourier (2000)

[51] P. Carlson *et al.*, NIM A 349, 577 (1994)

[52] A. Barrau, L. Gallin-Martel, J. Pouxe & O. Rossetto, IEEE symp. on Nucl. and Med. Imaging, Toronto (1998) ; Rapport ISN 98-102

[53] L. Gallin-Martel, J. Pouxe, O. Rossetto et P. Stassi, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. A 433, 444 (1999) ;
L. Gallin-Martel, J. Pouxe et O. Rossetto, Proc of the IEEE conf, Toronto, (1998) rapport ISN/97-26, Grenoble,(1997).

[54] O. C. Allkoffer, P. K. F. Grieder, Cosmic Rays on Earth, Physics Data ISSN 0344-8401

[55] D. E. Fields NIM A 349, 431 (1994)

[56] M. Buénerd & T. Thuillier AMS Note 1999-11-04 ; Rapport ISN 99-122 ;
J. Favier, R. Kossakowski & J. P. Vialle AMS Note 2001-03-05

[57] L. Gallin-Martel, J. Pouxe & O. Rossetto, proc IEEE NSS/MIS (1996) ;
A.Barrau, L. Gallin-Martel, J. Pouxe & O. Rossetto, proc IEEE NSS/MIS (1999)

[58] A. K. Gougas *et al.*, Proposal for the development of a ring imaging counter for the alpha magnetic spectrometer on ISSA, Proposal to US Dept. of Energy

[59] L. Gallin-Martel, J. Pouxe, O. Rossetto & M. Yamouni, IEEE 49, 4 (2002)

[60] C. H. Nowlin & J. L. Blankenship, Rev. Sci. Instr. 36, 1830 (1965)

[61] A. Kounine, note AMS DAQ-GSI-2 (2001)

[62] AMS internal note, TOF meeting, 05/12/2002

[63] L. Gallin-Martel, J. Pouxe, O. Rossetto & M. Yamouni, IEEE 49, 4 (2002)

[64] S. Cecchini *et al.*, hep-ex/0201039 (2002)

[65] K. Sümmerer & B. Blank, nucl-ex/9911006 (1999)

[66] Y. Yoshizawa, Hamamatsu Co., Communication privée

[67] B. Baret, Thèse de l'Université Joseph Fourier (en préparation) (2004)

[68] M. Vargas Trevino, Thèse de l'Université Joseph Fourier (en préparation) (2004)

[69] M. Buénerd & I. Efthymiopoulos Rapport CERN-AB-2003-052 ATB (2003)

[70] M. Buénerd *et al.*, proc. du 28eme ICRC, astro-ph/0306224

[71] P. Aguayo *et al.*, Note AMS en préparation

[72] D. Casadei *et al.* (Collaboration AMS-TOF), proc. du 28eme ICRC

[73] Black Holes and Time Warps : Einstein's outrageous Legacy, W. W. Norton Compagny, New York (1994)

[74] R. Schodel *et al.* ,Nature, 17 octobre 2002

[75] Zel'dovitch & Novikov, Astr. Zh. 10, 602 (1967)

[76] S. Hawking, Mon. Not. R. Astron. Soc. 512, 75 (1971)

[77] T. Bringmann, C. Kiefer & D. Polarski, Phys. Rev. D, 65 024008 (2002)

[78] E. M. Lifshitz, Zh Eksp. Teor. Fiz. 16, 587 (1946)

[79] G. S. Bisnovatyi *et al.*, Proc. of the Fifth European Regional Meeting in Astronomy, Liège, Belgique, G. 1.1 (1980)

[80] S. Hawking, Nature 248 30 (1974)

[81] J. H. MacGibbon, Nature 329, 308 (1987)

[82] J. D. Barrow *et al.*, Phys. Rev. D 46 645 (1992)

[83] D. N. Page, Phys Rev D 16, 2402 (1976)

[84] I. D. Novikov & A. A. Starobinski, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **78**, 3 (1980)

[85] D. N. Page, Phys Rev D 14, 3260 (1976)

[86] P. C. W. Davies, J. Phys. A. : Gen. Phys. 8 365 (1975)

[87] J. A. Peacock, Cosmological Physics, Cambridge University Press(1999)

[88] W. G. Unruh, Phys Rev D 14, 870 (1976)

[89] S. Hawking *et al.*, Phys Rev D 26, 2681 (1982) ;
D. La & P.J. Steinhardt, Phys. Lett. B 220, 375 (1989) ;
M. Crawford & D.N. Schramm, Nature (London) 298, 538 (1992)

[90] V. Canuto, Mon. Not. R. Astron. Soc. 184, 721 (1978)

[91] S. Hawking, Phys. Lett. B 231, 237 (1989)

[92] J. S. Schwinger, Phys Rev. 82, 664 (1951)

[93] D. Maurin, R. Taillet & F. Donato, A&A 394, 1039 (2002)

[94] R. Taillet *et al.*, A&A 402, 971 (2003)

[95] I. V. Moskalenko*et al.*, ApJ 565, 280 (2002)

[96] D. Maurin *et al.*, ApJ 555, 585 (2002) ;
D. Maurin, thèse de l'Université de Savoie (2001)

[97] K. Hagiwara *et al.*, Phys Rev D 66, 010001 (2002)

[98] F. Donato *et al.*, astro/ph/0306207

[99] S. Lees-Rosier, communication privée

[100] S. Ghigna*et al.*, ApJ 544, 616 (2000)

[101] L. Bergstrom, J. Edsjo & P. Ullio, Phys. Rev. D 58, 083507 (1998)

[102] B. Anderson *et al.*, Phys. Rep. 97, 31 (1993) ;
B. Anderson *et al.*, Z. Phys. C 20, 317 (1983)

[103] D. N. Page, Phyr. Rev. D, 16, 2402 (1977)

[104] B. J. Carr, ApJ, 201, 1 (1975)

[105] J. H. MacGibbon & B. J. Carr, ApJ, 371, 441 (1991)

[106] A. Barrau, G. Boudoul & L. Derome, proc. du 28eme ICRC, astro-ph/0304528

[107] B. J. Carr & J. H. MacGibbon, Phys. Reports 307, 141 (1998)

[108] H. I. Kim, C. H. Lee & J. H. MacGibbon, Phys. Rev. D, 59, 063004 (1999)

[109] V. Pavlidou & B. D. Fields, ApJ 575, L5-L8 (2002)

[110] P. Sreekumar *et al.*, ApJ 494, 523 (1998)

[111] D. Blais, C. Kiefer, D. Polarski, Phys. Lett. B 535, 11 (2002)

[112] F. Donato, N. Fornengo & P. Salati, Phys. Rev. D, 62, 043003 (2000)

[113] P. Chardonnet, J. Orloff & P. Salati, Phys. Lett. B, 409, 313 (1997)

[114] K. Mori *et al.*, ApJ 566, 604 (2002)

[115] J. Banaigs *et al.*, Phys. Lett. B, 45, 535 (1973)

[116] B. Baret, R. Duperray, G. Boudoul *et al.*, proc of the 28th ICRC conference, astro-ph/0306221

[117] R. Duperray, thèse de l'Université Joseph Fourier, (en préparation) (2004)

[118] C. G. Callan *et al.*, Nucl. Phys. B, 294, 593 (1985)

[119] S. O. Alexeyev & M. Pomazonov, Phys. Rev. D, 55, 2110 (1997)

[120] B. Zwiebach, Phys. Lett. B, 156, 315 (1985)

[121] D. G. Boulware & S. Deser, Phys. Rev. lett., 55, 2656 (1985)

[122] N. Deruelle & L. Farina-Busto, Phys. Rev. D, 41, 3696 (1990)

[123] Y.M. Cho, I. Neupane & P. S. Wesson, Nucl. Phys. B, 621, 388 (2002)

[124] J. E. Lidsey & N. J. Nunes, astro-ph/0303168

[125] S. W. Hawking, T. Hertog & H. Reall, Phys. Rev. D, 62, 043501 (2000)

[126] L. Randall & R. Sundrun, Phys. Rev. Lett, 83, 4690 (1999)

[127] A. Barrau & S. Alexeyev, SF2A proc, 401, EDP Science (2001)

[128] S.O. Alexeyev, M.V. Sazhin & M.V. Pomazanov, Int. J. Mod. Phys. D10, 225-230 (2001)

[129] A. Bonanno & M. Reuter, Phys. Rev. D, 62, 043008 (2000)

[130] C. B. Netterfield *et al.*, In press for ApJ astro-ph/014460
P. De Bernadis *et al.*, Nature 404, 995 (2000)

[131] S. Hannany *et al.*, ApJ 545, L5 (2000)
A. T. Lee *et al.*, ApJ 561, L1 (2001)

[132] A. Benoit *et al.*, A&A, 399 (2003) L25-L30

[133] C. L. Bennett *et al.*, sous presse pour ApJ, astro-ph/0302207

[134] J.L. Sievers *et al*, sous presse ApJ astro-ph/0205387

[135] A.A. Starobinsky, JETP Lett. 55, 489 (1992)

[136] J. Lesgourgues, D. Polarski & A.A. Starobinsky, Mont. Not. Roy. Astron. Soc. 297, 769 (1998)

[137] M.W. Choptuik, Phys. Rev. Lett. 70, 9 (1993)

[138] J.C. Niemeyer & K. Jedamzik, Phys. Rev. Lett. 80, 5481 (1998)

[139] T. Padmanabhan, Structure formation in the Universe, Cambridge University Press (1993)

[140] D. Blais *et al.*, Phys. Rev. D, 67, 024024 (2003)

[141] C.G. Callan, D. Friedan, E.J. Martinec, N.J. Pery, Nucl. Phys. B294, 593 (1985)

[142] A. Djouadi, J-L Kneur, G. Moultaka, PM-02-39 and CERN TH/2002-32, hep-ph/0211331

[143] M. Kawasaki & T. Moroi, Prog. Theor. Phys., 93, 5 (1995)

[144] J. Ellis, D. V. Nanopoulos, K. A. Olive & K. Tamvakis, Astropart. Phys., 4, 391 (1996)

[145] N. Ponthieu, thèse de l'Université Joseph Fourier (2003)

[146] E. V. Bugaev & K. V. Konishchev, Phys. Rev. D 66, 084004 (2002)

[147] T. Nakamura *et al.*, ApJ 487, L139 (1997)

[148] G. Boudoul & A. Barrau, sous presse pour Annales Henri Poincaré (2003), astro-ph/0212225

[149] M. Pomazonov, V. Kolbasova & S. Alexeyev, soumis à Class. & Quantum Grav. (2003), gr-qc/0301029

[150] A. Barrau, Astropart. Phys. 12, 269 (2000)

[151] M. Lemoine, SF2A proc., 377, EDP Science (2001)

[152] S. O. Alexeyev, A. Barrau, G. Boudoul *et al.*, Astronom. Lett., 28, 7, 428 (2002)

[153] S. B. Giddings & S. Thomas, Phys. Rev. D 65, 056010 (2002)

[154] D. M. Eardley & S. B. Giddings, Phys. Rev. D 66, 044011 (2002)

[155] S. Dimopoulos & G. Landsberg, Phys. Rev. Lett. 87, 161602 (2001)

[156] R. Emparan, 12th Workshop on General Relativity and Gravitation, Tokyo, November 25-28 (2002)

[157] J. L. Feng, A. D. Shapere, Phys. Rev. Lett. 88, 021303 (2002)

[158] S. I. Dutta, M. H. Reno & I. Sarcevic, Phys. Rev. D66, 033002 (2002)

RESUME

L'expérience AMS sera mise en orbite à partir de 2006 pour une durée de 3 ans afin d'étudier le rayonnement cosmique et d'ouvrir de nouvelles perspectives pour la recherche d'antimatière et de matière noire. Cette thèse présente d'abord le travail mené pour les développements du détecteur Tcherenkov (RICH) d'AMS qui conduira à une mesure précise de la vitesse et de la charge des particules le traversant. Nous exposons le choix des photodétecteurs, les tests de l'électronique, les caractéristiques générales du compteur ainsi que la mise en œuvre et l'analyse des données obtenues avec deux protoypes (incluant des mesures au CERN). La seconde partie du travail est consacrée à l'étude théorique du rayonnement cosmique et d'un signal exotique potentiel pour AMS : les trous noirs en évaporation. Les conséquences astrophysiques, cosmologiques et gravitationnelles de l'existence de ces objets sont considérées en détails.

Mots clés : Détecteur RICH - Photomultiplicateurs - Rayons cosmiques - Trous noirs primordiaux - Rayonnement de Hawking

ABSTRACT

The AMS experiment will be implemented on the International Space Station in 2006 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 chosen photodectors, the electronic tests, the general schematics, the prototypes operating (including beam tests at CERN) are described into the details. The second part is made of theoretical investigations of some cosmic-ray physics problems and to a possible exotic source : evaporating primordial black holes. The astrophysical, cosmological and gravitational (including speculative string-gravity approaches) consequences of their possible existence are reviewed in details.

Keywords : RICH Detector - Photomultipliers - Cosmic rays - Primordial black holes - Hawking radiation