Détection directe et indirecte de matière sombre supersymétrique

F. Mayet

▶ **To cite this version:**

F. Mayet. Détection directe et indirecte de matière sombre supersymétrique. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2001. Français. NNT : . tel-00000898

HAL Id: tel-00000898
https://theses.hal.science/tel-00000898

Submitted on 4 Dec 2001

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

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

Université Joseph Fourier-Grenoble 1 - U.F.R. de Physique

Thèse

présentée à l'Université Joseph Fourier
pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES,

Spécialité : Physique des particules

par

Frédéric MAYET

Détection directe et indirecte de Matière Sombre supersymétrique

Soutenue le 21 septembre 2001, devant le jury composé de :

G. COIGNET,	
Y. GIRAUD-HÉRAUD,	Rapporteur
L. MOSCA,	
G. SAJOT,	Président
D. SANTOS,	Directeur de thèse
C. TAO,	Rapporteur

Thèse préparée à l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble

Merci

Tout d'abord, merci à Joël Chauvin pour m'avoir accueilli au sein de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble et pour m'avoir permis de séjourner au CERN pendant les premiers mois de ma thèse.

Je tiens à remercier les membres de mon jury : Guy Coignet, Luigi Mosca et Gérard Sajot pour l'intérêt qu'ils ont porté à ma thèse, ainsi que Charling Tao et Yannick Giraud-Héraud, qui ont bien voulu en être les rapporteurs. Les commentaires et corrections qu'ils ont apportés ont permis d'améliorer la qualité de ce manuscrit.

Je souhaite particulièrement remercier Daniel Santos pour avoir encadré cette thèse. Cela fait maintenant un temps certain que nous collaborons, sur des sujets finalement assez variés. Un titre tel que «De la superdef' à la supersymétrie» résumerait bien ces années au cours desquelles j'ai énormément appris pendant nos discussions longues, animées et enfumées. Merci de m'avoir fait confiance sur les différents thèmes abordés et de m'avoir proposer de nombreuses opportunités de me remettre en question et donc de progresser.

Je tiens à remercier les personnes avec qui j'ai pu collaborer sur AMS, que cela soit lors de la conception et de la construction de l'ATC ou de l'analyse des antiprotons.
Un grand merci à Bill Burger, le plus francophile des américains, grand spécialiste du foot français s'il en est, pour nos échanges sur l'analyse des antiprotons.
Mes remerciements vont également à Fernando Barao pour le travail effectué ensemble sur l'analyse de l'ATC et pour nos nombreuses discussions.
Merci à l'équipe AMS du LAPP, Jean-Pierre Vialle, Jean Favier, Roman Kossakowski, pour la collaboration efficace et sympathique sur l'ATC.
Je souhaite remercier les membres, passés et présents, de l'équipe AMS de l'ISN, en particulier Michel Buénerd et Aurélien Barrau pour nos nombreuses discussions sur les antiprotons et autres sujets affiliés. J'en profite pour remercier Cécile pour sa gentillesse et sa disponibilité en de nombreuses occasions.
"Chié-Chié" à Yong et Huang pour m'avoir permis d'apprendre quelques mots de chinois et de taiwanais.
Un grand merci à Laurent Derome pour m'avoir supporté dans "son" bureau, ce qui relève de la performance vu le potentiel illimité de raleries que je peux développer. Merci pour ton aide efficace et brillante à maintes reprises et également pour nos discussions animées sur des sujets variés et plus ou moins scientifiques.

Je remercie la jeune collaboration MACHe3; F. Naraghi, G. Perrin et G. Duhamel du côté de l'ISN, et du côté du CRTBT, le groupe ultra-basses températures avec qui le travail a été

fructueux. En particulier, merci à H. Godfrin, Y. Bunkov et Eddy Collin d'avoir fait en sorte que les données expérimentales soient disponibles à temps pour achever ce manuscrit.

Il convient également de remercier toutes les personnes, non précédemment citées, qui ont permis de rendre ces quelques années à l'ISN enrichissantes et agréables, en particulier Elsa et Arnaud, Sabine, Fabienne et Corinne, Chantal, Jacqueline Benabed, Christine dont le support informatique me fût d'un grand secours, Éric pour le château de plomb de MACHe3 qu'il a dessiné et construit, les membres de l'atelier pour les pièces réalisées à la fois pour l'ATC et pour MACHe3, et enfin Georges, Dominique et Brigitte, pour l'acquisition de l'ATC, il y a déjà bien longtemps.

Je tiens particulièrement à remercier Yannick et Gérard pour les enrichissants conseils pédagogiques qui m'ont permis d'améliorer mon enseignement. Ce fût un plaisir de travailler avec vous. Je souhaite remercier à nouveau Gérard pour son cours de DEA qui m'a donné goût à la physique des particules, ainsi que pour ses conseils qui m'ont guidé depuis mon entrée en DEA.

Un grand merci également à tous les thésards ou ex-thésards de l'ISN que j'ai pu croiser sur la longue route entre mon bureau et la machine à café, et plus particulièrement à Seb 'le patron', Gugusse, Luisa 'la mama', Loutcho, Géant-Vert, Thom., Xtophe, N!co P., Nico C., la petite Gaelle, Huang et Denis.
Je m'excuse pour mon inefficacité légendaire devant le but (même vide) et pour leur avoir inculqué (de force) un semblant de culture dauphinoise, fort intéressante au demeurant, surtout du point de vue culinaire. J'espère qu'ils auront au moins retenu le temps de cuisson des ravioles !

Merci à mes compagnons d'infortune avec qui j'ai partagé quotidiennement la maigre pitance infligée par le "restaurant" H_2.

Je remercie finalement ceux qui me sont chers : mes ami(e)s, mes filleul(e)s et ma famille. Le lecteur curieux n'en saura pas plus, mais les personnes concernées se reconnaîtront sans peine.

À tous, un grand merci et bonne lecture à ceux qui iront au-delà de cette page.

Introduction

Il existe à l'heure actuelle de nombreux arguments astrophysiques en faveur de l'existence de matière sombre non-baryonique dans l'Univers, notamment dans notre Galaxie. Le neutralino constitue l'un des candidats privilégiés à cette matière sombre. Il est postulé par les extensions supersymétriques du modèle standard de la physique des particules. Il est remarquable qu'il soit prédit pour des raisons indépendantes de la problématique de la matière sombre et qu'il remplisse toutes les conditions nécessaires. Il est à ce titre recherché auprès des accélérateurs (CERN, Fermilab), mais également par des expériences dédiées à la recherche de matière sombre. La détection peut être *directe*, il s'agit alors de signer une interaction élastique dans le détecteur, ou *indirecte*, ce qui exige de rechercher les produits d'annihilation.

Cette thèse est consacrée à la recherche de neutralinos du halo galactique, par détection indirecte dans le cadre de la collaboration AMS, et par détection directe dans le cadre du projet de nouveau détecteur MACHe3.

La première partie de cette thèse présente une introduction à la physique de la matière sombre supersymétrique, afin de définir les concepts de base.

Le chapitre 1 permet d'aborder les différents arguments en faveur de la présence de matière sombre non-baryonique, au niveau des galaxies et également à plus grandes échelles.

La supersymétrie est ensuite présentée dans le chapitre 2, et en particulier les arguments qui font de la particule supersymétrique la plus légère (le neutralino), un bon candidat à la matière sombre.

La seconde partie est consacrée à la détection indirecte. La présence de neutralinos dans le halo galactique peut en effet être mise en évidence par une déviation à basse énergie dans le spectre d'antiprotons cosmiques. En particulier, le spectromètre AMS-01, embarqué à bord de la navette Discovery en juin 1998, avait pour objectif la mesure du flux d'antiprotons. À cette fin, il était équipé d'un détecteur Cherenkov à seuil, utilisé pour l'identification des antiprotons.

Après une introduction à ce type de détection indirecte dans le chapitre 3, le spectromètre AMS-01 sera décrit dans le chapitre 4.

Le chapitre 5 présente le travail effectué sur le détecteur Cherenkov à seuil, tant au niveau de sa conception que de l'analyse de ses performances. Celle-ci a été menée sur les données du vol de juin 1998 et a permis d'évaluer les capacités d'identification de ce détecteur et d'optimiser son utilisation pour la sélection d'antiprotons.

Le chapitre suivant décrit une analyse préliminaire dont le but est la mise en évidence d'antiprotons dans les données d'AMS-01. Nous verrons en particulier que l'utilisation du Cherenkov à seuil, combinée aux autres détecteurs constituant AMS, permet de mettre en évidence un signal d'antiprotons.

La troisième partie présente un projet de nouveau détecteur (MACHe3) et les différentes activités menées dans ce cadre.

Le chapitre 7 permet d'introduire la problématique de la détection directe et en particulier l'enjeu que représente la discrimination entre le signal de neutralinos et le bruit de fond constitués par les neutrons, les muons et les gammas de la radioactivité naturelle.

Le chapitre 8 décrit l'expérience réalisée en 2001 par la collaboration MACHe3, regroupant des équipes de l'ISN et du CRTBT (Centre de Recherches sur les Très Basses Températures). L'analyse des données que j'ai effectuée sera présentée, de même que les premiers résultats expérimentaux.

Dans l'optique d'utiliser ce dispositif expérimental pour la détection directe de neutralinos du halo galactique, une simulation Monte Carlo a été développée. Elle a permis d'optimiser la configuration du détecteur par rapport à la réjection du bruit de fond et d'évaluer ses performances futures. Ce travail fera l'objet du chapitre 9.

La dernière partie de cette thèse présente une étude phénoménologique de la détection de matière sombre supersymétrique, réalisée avec le code DarkSUSY. Ce travail permet tout d'abord de confronter le résultat de la simulation Monte Carlo avec les prédictions de la supersymétrie. Ensuite, une comparaison entre les différentes méthodes de détection est exposée, en insistant plus particulièrement, d'une part sur le signal attendu dans MACHe3 et sa complémentarité avec les expériences en cours ou en projet, et d'autre part sur le potentiel de découverte lié à l'étude du spectre d'antiprotons à basse énergie.

Résumé

De nombreux arguments astrophysiques sont en faveur de l'existence de matière sombre non-baryonique dans l'Univers. Le neutralino, postulé par les extensions supersymétriques du modèle standard de la physique des particules, constitue l'un des candidats privilégiés à cette masse manquante. La détection de neutralinos peut être directe, par interaction dans le détecteur, ou indirecte, via la recherche des produits d'annihilation.
Dans le cadre de la détection indirecte, le travail a été effectué au sein de la collaboration AMS dont la première phase a eu lieu en juin 1998 à bord de la navette Discovery. Le spectromètre AMS est équipé d'un détecteur Cherenkov à seuil (ATC) dont les performances ont été étudiées dans le but d'optimiser la sélection d'antiprotons. Le spectre de ces derniers peut en effet signer la présence de neutralinos. Une analyse des données antiprotons d'AMS est également présentée. Finalement, une étude phénoménologique permet d'évaluer le potentiel de découverte par cette méthode.
D'autre part, cette thèse porte sur le développement d'un projet de nouveau détecteur (MACHe3) pour la détection directe de neutralinos. Il s'agit d'un bolomètre à He3 superfluide, fonctionnant à ultra-basses températures. L'analyse des données expérimentales de la cellule prototype est présentée. Afin d'optimiser la configuration du détecteur pour la détection directe, une simulation Monte Carlo a été développée, permettant d'évaluer ses performances futures. La confrontation de la simulation et des prédictions des modèles supersymétriques démontre le potentiel de découverte de MACHe3 et souligne sa complémentarité avec les détecteurs existants.

Mots clés : matière sombre, supersymétrie, neutralino, spectromètre AMS, antiprotons cosmiques, effet Cherenkov, Hélium superfluide, bolomètre

Abstract

A substantial body of astrophysical evidence supports the existence of non-baryonic dark matter in the Universe. One of the leading dark matter candidates is the neutralino predicted by the supersymmetric extensions of the Standard Model of particle physics. Different detectors have been designed for the detection, either indirect or direct, of the neutralino.
Related to indirect detection, the present work has been performed in the context of the AMS experiment. A precursor version of the spectrometer was flown on the space shuttle Discovery in June 1998. The detector included an Aerogel Threshold Cherenkov counter (ATC) to identify antiprotons, whose spectrum may be used to infer a neutralino signal. The analysis of the ATC data is presented including an evaluation of the flight performance and a description of the optimization of the antiproton selection. An antiproton analysis is also reported. A phenomenological study allows to investigate the discovery potential of this indirect method.
This thesis also includes the development of a new detector (MACHe3) designed for direct neutralino search using a superfluid He3 bolometer operated at ultra low temperatures. The data analysis of the prototype cell is presented. A Monte Carlo simulation has been developed, in order to optimize the detector design for direct neutralino search. These results are compared with theoretical predictions of supersymmetric models, thus highlighting the discovery potential of this detector and its complementarity with existing devices.

Keywords : dark matter, supersymmetry, neutralino, AMS spectrometer, cosmic antiprotons, Cherenkov effect, superfluid Helium, bolometer

Table des matières

I Physique de la Matière Sombre supersymétrique 1

1 Physique de la Matière Sombre 3
1.1 L'étude des courbes de rotation des galaxies spirales . . . 3
1.2 Arguments à grande échelle . . . 6
1.2.1 Introduction . . . 6
1.2.2 La Nucléosynthèse Primordiale . . . 9
1.2.3 Étude des amas galactiques . . . 10
1.2.4 Le Fond de rayonnement cosmologique . . . 14
1.2.5 L'étude des supernovæ de type Ia . . . 16
1.3 La Matière Sombre non-baryonique . . . 18
1.4 Formation des structures dans l'Univers . . . 21
1.5 Candidats à la Matière Sombre . . . 22
1.5.1 Candidats baryoniques . . . 22
1.5.2 Candidats non-baryoniques . . . 23
1.6 Conclusion . . . 26

2 La Matière Sombre Supersymétrique 27
2.1 Le Modèle Standard de la Physique des Particules . . . 27
2.2 Insuffisances du Modèle Standard . . . 28
2.3 Extensions supersymétriques du Modèle Standard . . . 30
2.3.1 Le modèle supersymétrique minimal (MSSM) . . . 31
2.3.2 Le modèle MSSM phénoménologique . . . 33
2.3.3 Le modèle mSUGRA . . . 34
2.3.4 LSP et Neutralino . . . 35
2.4 Contraintes des expériences auprès des accélérateurs . . . 36
2.5 Le code DarkSUSY . . . 38
2.6 Densité relique de neutralinos . . . 39
2.7 Conclusion . . . 42

II Détection indirecte : AMS 45

3 Introduction à la détection indirecte 47
3.1 Détection indirecte par étude du spectre de $\bar{p}$ . . . 47
3.1.1 Annihilation de $\widetilde{\chi}$ en $\bar{p}$ . . . 48

3.1.2 Composante "ordinaire" du spectre de $\bar{p}$ cosmiques 50
3.1.3 Modulation solaire et influence de l'atmosphère terrestre 52
3.1.4 Résultats expérimentaux 54
3.2 Autres types de détection indirecte 55

4 Le spectromètre AMS-01 à bord de Discovery 59
4.1 Le détecteur AMS-01 59
4.1.1 L'aimant permanent d'AMS-01 61
4.1.2 Le détecteur de traces d'AMS-01 62
4.1.3 Le compteur Temps de Vol d'AMS-01 64
4.1.4 Le système d'anticoïncidence d'AMS-01 66
4.1.5 Le Čerenkov à seuil d'AMS-01 (ATC) 66
4.1.6 Logique de déclenchement 66
4.2 Le vol STS-91 67
4.3 Influence du champ magnétique terrestre 70
4.4 Principaux résultats du vol STS-91 72

5 Le détecteur Čerenkov à seuil d'AMS-01 75
5.1 L'effet Čerenkov 75
5.2 Rôle et Principe de fonctionnement de l'ATC 77
5.3 Conception mécanique de l'ATC 80
5.4 Électronique et calibration de l'ATC 83
5.4.1 Principes de l'électronique de l'ATC 83
5.4.2 Calibration de l'ATC 83
5.5 Analyse des données de l'ATC pendant le vol STS-91 85
5.5.1 Dégradation de la réponse avec le temps 85
5.5.2 Analyse en ligne de données de l'ATC 85
5.5.3 Analyse en amas de l'ATC 86
5.5.4 Réponse de l'ATC pour les héliums et les protons 87
5.5.5 Évaluation de l'indice de réfraction 89
5.5.6 Influence de la distance au PM 90
5.6 Sélection de particules avec l'ATC 91
5.6.1 Échantillons de contrôle 91
5.6.2 Signal ($n_{p.e}$) pour des particules de $\beta \simeq 1$ 94
5.6.3 Séparation $\bar{p}/e^-$ avec l'ATC 95
5.6.4 Sélection de positons avec l'ATC 97
5.7 Conclusion 98

6 Recherche de $\bar{p}$ cosmiques avec AMS-01 99
6.1 Introduction 99
6.2 Sélection de niveau 0 100
6.3 Sélections avec le TOF 101
6.4 Sélections avec le Tracker 106
6.5 Sélections avec l'ATC 112
6.6 Résultat préliminaire 115

6.7 Conclusions 119

III Détection directe : le projet MACHe3 121

7 Détection directe de Matière Sombre 123
7.1 Interactions scalaire et axiale 123
7.2 Taux d'événements 126
7.3 Réjection du bruit de fond 128
7.4 Modulation annuelle et directivité 130
7.5 Conclusions 131

8 Test expérimental de la cellule d'$^3\mathrm{He}$ 133
8.1 Introduction au projet MACHe3 133
8.2 Dispositif expérimental 134
8.2.1 Principes de la détection 135
8.3 Analyse des données 137
8.3.1 Principes de l'analyse 137
8.3.2 Résultats préliminaires 139
8.3.3 Conclusions et Perspectives 145

9 Simulation du bruit de fond dans MACHe3 147
9.1 Introduction au détecteur granulaire 147
9.2 Bruit de fond pour la détection directe de $\widetilde{\chi}$ 148
9.2.1 Interaction des neutrons dans l'$^3\mathrm{He}$ 148
9.2.2 Interaction des γ dans l'$^3\mathrm{He}$ 150
9.2.3 Interaction des μ dans l'$^3\mathrm{He}$ 150
9.3 Simulation de la réponse de MACHe3 aux bruits de fond 152
9.3.1 Optimisation de la configuration de la matrice 154
9.3.2 Pouvoir de réjection d'une matrice d'$^3\mathrm{He}$ superfluide 157
9.3.3 Évaluation du taux de faux $\widetilde{\chi}$ induit par les neutrons 160
9.3.4 Évaluation du taux de faux $\widetilde{\chi}$ induit par les muons 163
9.3.5 Bruit de fond γ 163
9.4 Conclusion 164

IV Phénoménologie de la détection de $\widetilde{\chi}$ 165

10 Phénoménologie de la détection de $\widetilde{\chi}$ 167
10.1 Introduction 167
10.2 Détection directe de $\widetilde{\chi}$ dans l'$^3\mathrm{He}$ superfluide 169
10.2.1 Caractéristique du signal $\widetilde{\chi}$ 169
10.2.2 Comparaison des deux types d'interaction pour l'$^3\mathrm{He}$ 170
10.2.3 Section efficace de diffusion et taux d'événements 172
10.3 Complémentarité de MACHe3 175
10.3.1 MACHe3 et la détection directe scalaire 175

10.3.2 Détection indirecte par ν 179
10.3.3 MACHe3 et les télescopes à neutrinos 179
10.4 Détectabilité des $\widetilde{\chi}$ avec le spectre d'antiprotons 184

Conclusions et Perspectives **191**

Bibliographie **195**

Liste des tableaux **201**

Liste des figures **206**

Première partie

Physique de la Matière Sombre supersymétrique

Chapitre 1

Physique de la Matière Sombre

Dès 1933, F. Zwicky [1] a montré la nécessité de considérer l'existence de matière sombre afin de rendre compte de la dynamique des galaxies de l'amas de Coma. Il a observé que les vitesses propres des galaxies de cet amas étaient trop élevées pour qu'il soit stable gravitationnellement, sauf à imaginer que la masse contenue dans celui-ci soit bien plus importante que la masse estimée à partir de la puissance lumineuse émise. Il existe aujourd'hui de nombreux arguments qui impliquent que la majorité de la matière contenue dans l'Univers n'est ni sous forme lumineuse, ni sous forme baryonique.

Après avoir présenté les indices en faveur de l'existence de Matière Sombre (MS) au niveau des galaxies (sec. 1.1), les arguments qui suggèrent la présence de MS dans l'ensemble de l'Univers seront exposés (sec. 1.2). Nous verrons qu'ils résultent d'observations astrophysiques mettant en jeu des processus différents. Ensuite, les différents candidats à la matière sombre seront présentés (sec. 1.5). On s'intéressera plus particulièrement à une classe de candidats : les WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) dont fait partie le neutralino ($\widetilde{\chi}$), postulé par l'extension supersymétrique du modèle standard de la physique des particules, qui fera l'objet du chapitre suivant.

1.1 L'étude des courbes de rotation des galaxies spirales

L'un des indices les plus forts en faveur de la matière sombre provient de l'étude des courbes de rotation des galaxies spirales. Les mesures expérimentales sont en effet en très fort désaccord avec la loi de Newton, dans le cas où ces galaxies ne sont constituées que de leur partie visible (le disque galactique). Pour un objet situé au-delà de l'extension visible de la galaxie, celle-ci prédit une dépendance de la vitesse de rotation du type :

$$v = \sqrt{\frac{\mathrm{M_v} G_N}{r}} \tag{1.1}$$

où $\mathrm{M_v}$ est la masse visible de la galaxie et G_N la constante de la gravitation.
Les mesures sont faites en utilisant le décalage Doppler des nuages d'hydrogène neutre. (raie à $21\ \mathrm{cm}$)[1]. Elles ont été effectuées sur un très grand nombre de galaxies et indiquent que la vitesse de rotation demeure constante pour r grand.

[1] Transition hyperfine de l'atome d'Hydrogène, sa faible probabilité en fait un excellent traceur de l'Hydrogène neutre sur de grandes distances.

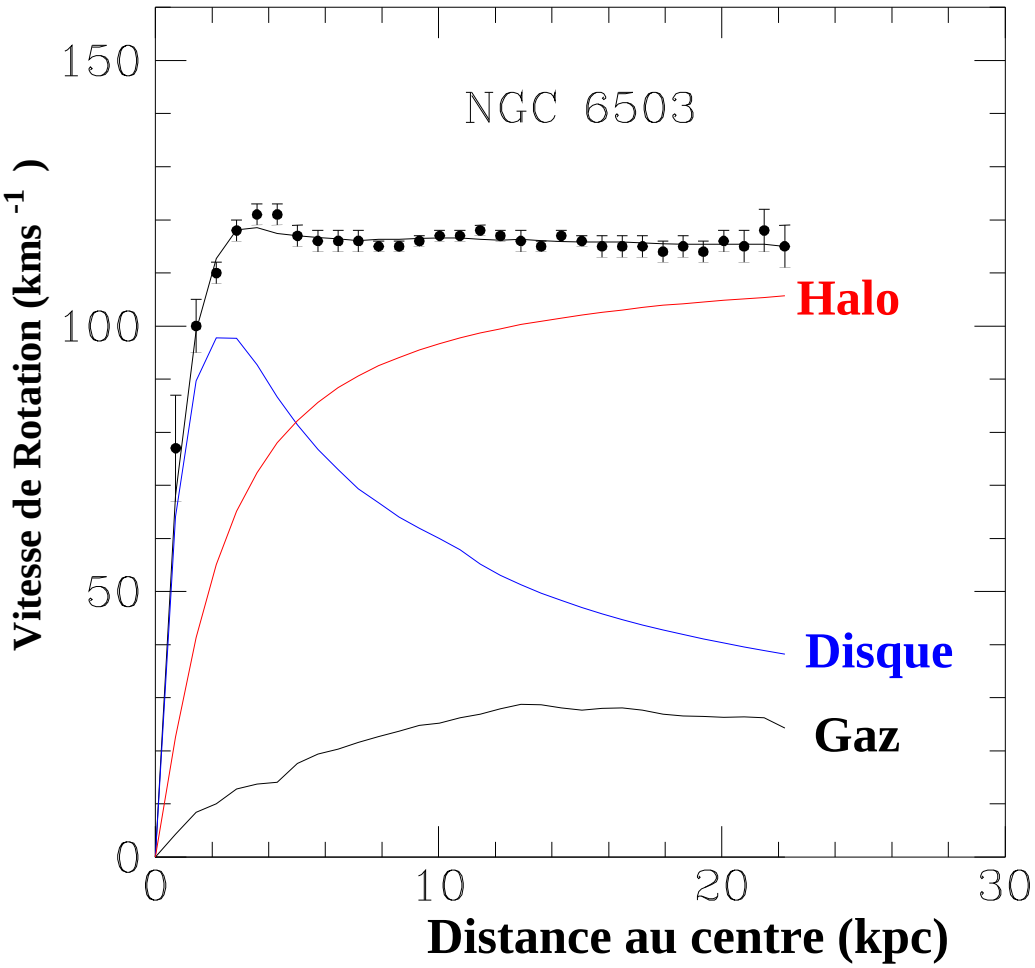


FIG. 1.1: *Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503. Les points proviennent des observations d'éléments liés gravitationnellement à la galaxie (étoiles, nuages gazeux) en fonction de la distance au centre. L'extension lumineuse du disque galactique s'étend jusqu'à* $r \sim 1.7$ kpc*, alors que les observations montrent une courbe de rotation plate jusqu'à* $r \sim 21$ kpc*, i.e. plus de 13 fois l'extension visible. La courbe* Disque *présente le comportement attendu pour le disque galactique seul, suivant la loi de Newton (1.1). La courbe* Halo *est la contribution à ajouter pour reproduire les observations. Figure extraite de [2].*

On pourra par exemple consulter la référence [3] dans laquelle plus de 1000 galaxies ont été étudiées. On peut constater sur la figure 1.1 que le désaccord est important entre les observations et la dépendance attendue (notée "Disque" sur la figure). Afin de réconcilier les observations avec la loi de Newton, on est amené à introduire un halo de matière non-lumineuse (sombre) avec un profil de densité $\rho \propto r^{-2}$. La masse du halo $\mathrm{M_{halo}}$ varie donc comme r, ce qui permet d'obtenir une courbe de rotation plate à grandes distances du centre.

Ainsi, il semble exister, à l'échelle des galaxies, une forte composante de matière sombre. Typiquement la masse de cette dernière excède celle de la matière lumineuse contenue dans la galaxie par un ordre de grandeur. On peut souligner que les expériences de détection de matière sombre seront sensibles principalement à la matière sombre de notre propre galaxie. L'étude de sa courbe de rotation est, par essence, beaucoup plus problématique. Néanmoins, celle-ci a pu être mesurée [4], avec une vitesse de rotation de $\sim 220\,\mathrm{kms}^{-1}$, et révèle également la présence d'un halo galactique. On peut noter que la vitesse de rotation du Soleil autour du centre galactique est également trop importante si la galaxie n'est constituée que du disque (cf. [5]).

Il existe de nombreux modèles pour décrire le halo galactique. De manière générique, il peut être paramétrisé de la manière suivante [6]:

$$\rho(r) = \rho_0 \, (\frac{r_0}{r})^{\gamma} \left[\frac{1 + (r_0/a)^{\alpha}}{1 + (r/a)^{\alpha}} \right]^{(\beta-\gamma)/\alpha} \tag{1.2}$$

où $\rho_0 = 0.3\,\mathrm{GeV}/c^2\,\mathrm{cm}^{-3}$ [7] est la densité locale du halo[2], a le rayon de la sphère définissant le halo, $r_0 = 8.5\,\mathrm{kpc}$ [3] la position du Soleil par rapport au centre galactique, et (α, β, γ) les paramètres libres. Dans ce modèle générique, la densité varie comme $r^{-\gamma}$ pour $r \gg a$ et comme $r^{-\beta}$ pour $r \ll a$ c'est-à-dire près du centre galactique. Le modèle le plus simple et le plus courant pour décrire le halo galactique consiste à considérer les paramètres libres $(\alpha, \beta, \gamma) = (2, 2, 0)$. Le profil de halo est alors une sphère isotherme :

$$\rho(r) = \rho_0 \, \left(\frac{a^2 + r_0^2}{a^2 + r^2} \right) \tag{1.3}$$

Ce modèle est considéré par la suite pour les études phénoménologiques présentées au chap. 10.

Les différents candidats à cette matière sombre vont des naines brunes, c'est-à-dire des objets stellaires non-lumineux, jusqu'à des particules exotiques, et font l'objet d'actives recherches, comme nous le verrons plus loin. Les mesures à plus grandes échelles (amas, super-amas, ...) procurent des informations importantes sur la nature de la matière sombre. Les sections suivantes décrivent les différentes méthodes employées.

Il est à noter que des théories alternatives à la loi de Newton (MOdified Newton Dynamics, MOND) ont été proposées afin de résoudre le problème de la matière sombre à l'échelle des galaxies. L'idée est d'avoir une loi de gravitation avec une accélération variant comme $a \propto r^{-1}$ à grande échelle, ceci afin de reproduire les courbes de rotations observées [9]. Ces modèles ont le désavantage d'être *ad hoc* et de ne pas répondre aux problèmes à plus grandes échelles [10].

[2] Il s'agit de la valeur habituellement utilisée. Celle citée dans [8] est : $\rho_0 \in [0.1 - 0.7\,\mathrm{GeV}/c^2\,\mathrm{cm}^{-3}]$.

[3] La valeur d'un parsec est : $1\,\mathrm{pc} = 3.26$ années lumière.

Néanmoins, tant que la nature de la matière sombre ne sera pas connue, une théorie modifiée de la gravitation demeure une alternative possible.

1.2 Arguments à grande échelle

1.2.1 Introduction

À des échelles plus grandes que la taille typique d'un amas de galaxies ($\sim 20\,\mathrm{Mpc}$), les arguments en faveur de l'existence de matière sombre proviennent essentiellement de la comparaison entre les contributions des différentes composantes de l'Univers à sa densité totale.
La densité totale (ρ_{tot}) de l'Univers est a priori la somme des densités :

- **de la matière :** ρ_{M}
- **du rayonnement :** ρ_r, c'est-à-dire la contribution du fond de rayonnement cosmologique et des neutrinos (supposés ici de masse nulle),
- **de la constante cosmologique :** Λ , donné par $\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G_N}$. Elle a été introduite par A. Einstein pour permettre une solution statique aux équations de la Relativité Générale. Son utilité a été ensuite remise en cause par la découverte de l'expansion de l'Univers (loi de Hubble, 1929) et la confirmation du modèle du Big Bang. Elle connaît néanmoins un regain d'actualité avec les résultats expérimentaux que nous verrons en 1.2.5.

L'équation de Friedmann[4], obtenue à partir du principe cosmologique et des équations de la relativité générale, décrit l'évolution de l'Univers :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G_N}{3}\rho_{tot} \tag{1.4}$$

où $a(t)$ est le facteur d'échelle et k la courbure de l'Univers, pouvant prendre trois valeurs discrètes correspondant à trois types d'Univers :

$$\begin{cases} k=-1 & \mathrm{Univers\ \ ouvert} \\ k=0 & \mathrm{Univers\ \ plat} \\ k=+1 & \mathrm{Univers\ \ fermé} \end{cases}$$

On introduit ensuite le paramètre de Hubble $\mathrm{H}(t)$, défini par :

$$\mathrm{H}(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \tag{1.5}$$

La paramètre de Hubble est en fait le taux d'expansion de l'Univers. Il est constant au sens spatial mais dépend de l'expansion de l'Univers. Sa valeur actuelle est $\mathrm{H}_0 = 100\,h_0\ \mathrm{km\,s^{-1}Mpc^{-1}}$, avec $h_0 = 0.71 \pm 0.07$ [8].
Les équations 1.4 et 1.5 impliquent qu'un Univers plat ($k=0$) possède une densité totale, notée densité critique ci-après (ρ_c), ayant pour valeur

$$\rho_c \equiv \frac{3\,\mathrm{H}_0^2}{8\pi G_N} = 1.0539\times10^{-5} h_0^2\,\mathrm{GeV}/c^2\,\mathrm{cm}^{-3} \tag{1.6}$$

[4]On pourra consulter une dérivation de cette équation dans [11], par exemple.

Les densités citées plus haut sont usuellement exprimées par rapport à la densité critique. On définit le paramètre de densité pour chaque constituant i : $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$, et on a donc :

$$\Omega_{tot} = \Omega_{\rm M} + \Omega_r + \Omega_\Lambda \tag{1.7}$$

On peut souligner qu'il existe une relation directe entre la valeur de k et celle de Ω_{tot} :

$$\begin{cases} k=-1 & (\text{Univers ouvert}) \iff \Omega_{tot} < 1 \\ k=0 & (\text{Univers plat}) \iff \Omega_{tot} = 1 \\ k=+1 & (\text{Univers fermé}) \iff \Omega_{tot} > 1 \end{cases}$$

La valeur $\Omega_{tot} = 1$ est à l'heure actuelle privilégiée par des arguments théoriques, en particulier les théories d'inflation, basées sur l'idée proposée en 1981 par A. H. Guth [12] pour résoudre différents problèmes cosmologiques, tels que la platitude de l'Univers[5], et l'isotropie à 10^{-5} près du rayonnement de fond cosmologique. Ce modèle prédit une phase d'expansion extrêmement rapide de l'Univers dans les premiers instants après le Big Bang.

En ce qui concerne la problématique de la matière sombre, l'évaluation des valeurs des différents paramètres de densité est du plus grand intérêt. On peut, dans un premier temps, noter que la densité du rayonnement est très faible. La température du fond de rayonnement cosmologique (CMB) est mesurée par COBE avec une très bonne précision [13] : $\mathrm{T} = 2.728 \pm 0.004\,\mathrm{K}\ (2\,\sigma)$. Il s'agit d'un rayonnement de corps noir et sa contribution à la densité de l'Univers est donc bien estimée [14] :

$$\Omega_\gamma h^2 = 2.480 \times 10^{-5} \tag{1.8}$$

De la même manière, les neutrinos de masse nulle[6] contribuent à la densité de rayonnement. Leur paramètre de densité est lié à celui des photons par [14] : $\Omega_\nu = \frac{7}{8}(4/11)^{4/3}\Omega_\gamma$, la différence avec Ω_γ étant due au réchauffement lié au découplage e^+e^-.
Ces deux contributions à la densité totale de l'Univers sont donc très faibles et seront négligées par la suite. On a donc :

$$\Omega_{tot} \simeq \Omega_{\rm M} + \Omega_\Lambda \tag{1.9}$$

Jusqu'à récemment, le modèle d'Univers le plus largement accepté par la communauté scientifique [15] était un Univers de type Einstein-de Sitter, c'est-à-dire :

$$\Omega_{\rm M} = 1 \text{ et } \Omega_\Lambda = 0$$

Un Univers de ce type est compatible avec les prévisions de l'inflation, tout en évitant les difficultés liées à la constante cosmologique (Λ).

Les premières estimations de la densité de matière, à l'échelle des amas de galaxies (sec. 1.2.3), fournissaient cependant une valeur de $\Omega_{\rm M}$ trop faible pour justifier la densité totale $\Omega_0 = 1$ prédite par l'inflation. Ce "modèle standard" semble exclu par les mesures récentes sur les supernovæ de type Ia (cf. sec. 1.2.5).

[5] c'est-à-dire le fait que Ω_{tot} soit de l'ordre de 1. La valeur acceptée au sens large est $0.1 \lesssim \Omega_{tot} \lesssim 10$, c'est-à-dire remarquablement proche de 1 si l'on considère que la valeur $\Omega_{tot} = 1$ est instable.

[6] Dans le cas où les neutrinos sont massifs, ils entrent dans la catégorie de la matière sombre chaude, cf. sec. 1.5.

La densité de matière peut quant à elle être exprimée :

$$\Omega_M = \Omega_{\rm Lum} + \Omega_{\rm Som} = \Omega_{\rm B} + \Omega_{\rm NB} \tag{1.10}$$

c'est-à-dire la somme des densités de matière lumineuse et sombre, ou la somme des densités de matière baryonique et non-baryonique. Nous verrons que la densité de matière lumineuse est bien inférieure à la densité de baryons, elle-même dominée par la composante non-baryonique.

La problématique de la matière sombre non-baryonique se situe dans la détermination de la valeur de $\Omega_{\rm M}$ et sa comparaison avec la densité de baryons $\Omega_{\rm B}$.
Les sections suivantes décrivent les différentes mesures de ces deux quantités, en particulier celles de la densité de matière qui proviennent des mesures des anisotropies du CMB et des supernovæ. Il est remarquable que ce méthodes mettent en jeu des processus se déroulant à des instants très différents de l'expansion de l'Univers, comme on peut le constater sur la figure 1.2.

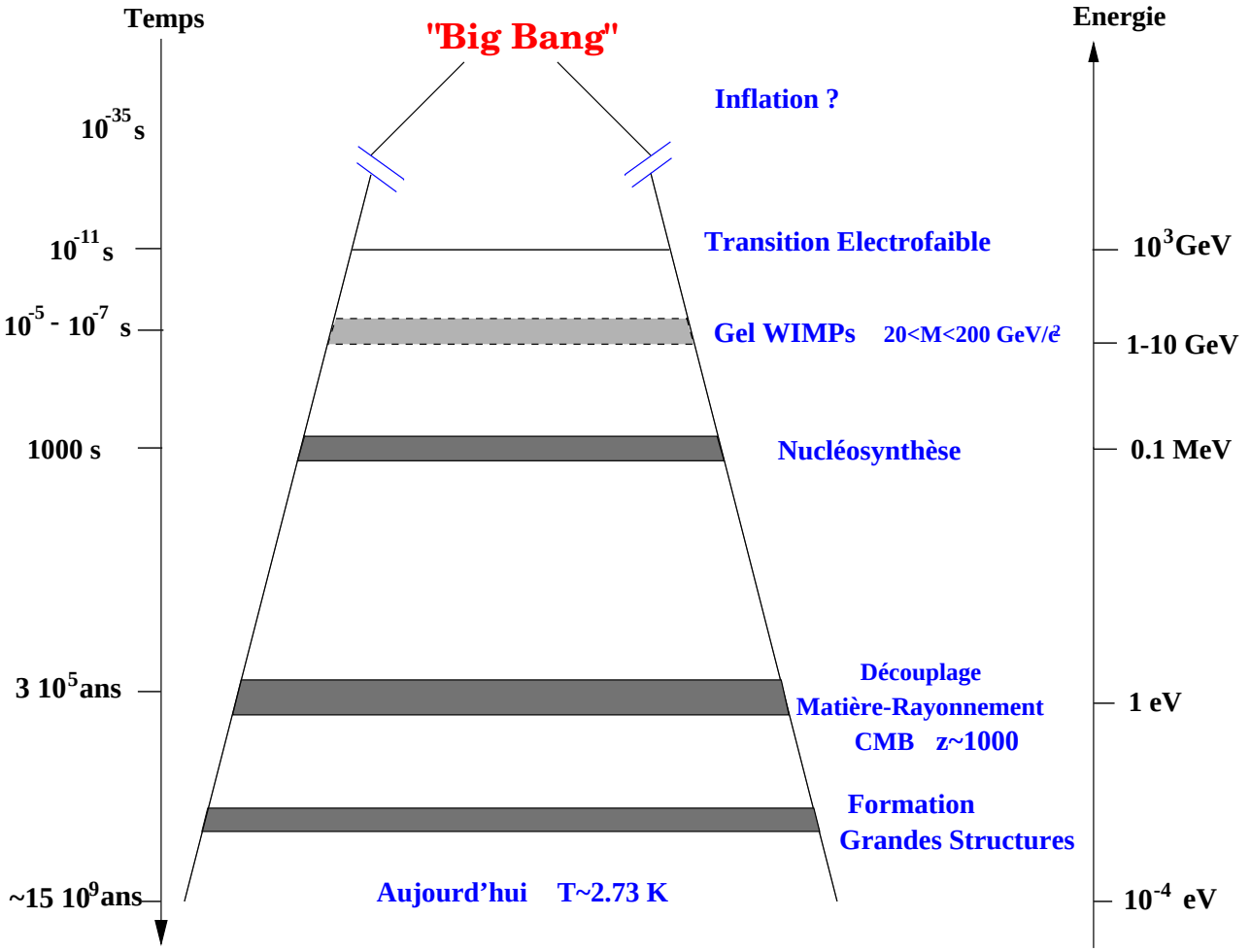


FIG. 1.2: *Schéma de l'expansion de l'Univers depuis le Big Bang. Les "événements" principaux on été indiqués, en particulier ceux fournissant des arguments en faveur de la matière sombre.*

1.2.2 La Nucléosynthèse Primordiale

La nucléosynthèse primordiale (Big Bang Nucleosynthesis, BBN) constitue l'une des confirmations les plus solides de la théorie du Big Bang. Elle permet de reproduire les abondances primordiales des éléments légers (D, ^{3}H, ^{3}He, ^{4}He, ^{7}Be et ^{7}Li) avec une très bonne précision. La synthèse d'éléments légers a lieu très tôt dans l'histoire de l'Univers, quelques minutes après le Big Bang (cf. fig. 1.2). Elle commence dès que le deuton est formé :

$$\mathrm{D} + \mathrm{p} \rightarrow {}^3\mathrm{He} + \gamma \quad \text{puis} \quad \mathrm{D} + {}^3\mathrm{He} \rightarrow {}^4\mathrm{He} + \mathrm{n}\ , \ldots$$

Tous les éléments légers sont formés : D, ^{3}He, ^{3}H, ^{4}He (^{7}Be et ^{7}Li à l'état de traces). Du fait de l'absence de noyaux stables de masse atomique 5 et 8, tous les autres noyaux ont été produits par d'autres phénomènes[7].

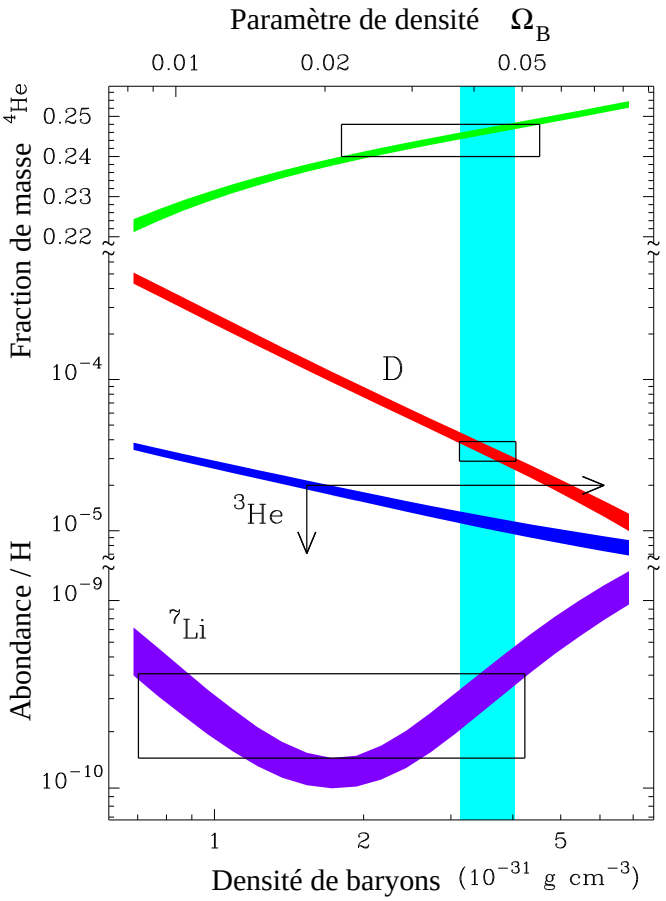


FIG. 1.3: *Abondances primordiales des éléments légers en fonction de la valeur de Ω_B. Les valeurs théoriques des abondances, calculées dans le modèle BBN, sont présentées en lignes pleines, l'épaisseur indiquant l'incertitude à 95% C.L. Les abondances mesurées sont indiquées, avec les intervalles à 95% C.L. L'axe horizontal indique la valeur de Ω_B, avec $h = 0.65$. Figure extraite de [16].*

[7] Il s'agit de la production par fusion dans les étoiles, puis dispersion dans le milieu interstellaire lors des supernovæ

La prédiction de la théorie BBN dépend principalement du rapport photon-baryon au moment de la nucléosynthèse. La mesure des abondances des éléments légers permet donc d'avoir accès à la densité de baryons.

Parmi les noyaux légers, le deuton constitue un excellent "baryomètre". En effet, son abondance primordiale dépend assez fortement de la quantité de baryons dans l'Univers, comme on peut le constater sur la figure 1.3. De plus, son évolution depuis le Big Bang est simple dans la mesure où les processus astrophysiques détruisent seulement le deuton.

Jusqu'à récemment, les valeurs de l'abondance primordiale de D obtenues par différents groupes étaient incompatibles ; elles variaient entre $(\mathrm{D/H}) = 10^{-5}$ jusqu'à une valeur de 3×10^{-4}, impliquant une incertitude importante sur la valeur de $\Omega_{\mathrm{B}} h^2$.
Des mesures récentes [16] semblent indiquer une valeur basse : $(\mathrm{D/H}) = (3.4 \pm 0.3) \times 10^{-5}$, qui permet d'estimer la densité de baryons à 10 % près :

$$\Omega_{\mathrm{B}} h^2 = 0.020 \pm 0.002 \ (95\% \ \mathrm{C.L.}) \tag{1.11}$$

Outre le rapport photon-baryon (η), la théorie BBN dépend également du temps de vie du neutron et d'une dizaine de sections efficaces nucléaires. Cela permet d'estimer $\eta(BBN)$, i.e. le rapport photon-baryon au moment de la nucléosynthèse primordiale. Le passage à η_0, la valeur du rapport au temps présent, se fait en utilisant l'hypothèse d'adiabaticité[8], et en considérant une masse moyenne par baryon. Les incertitudes sur les différentes valeurs impliquées dans cette évaluation viennent donc s'ajouter à l'incertitude sur la mesure de (D/H).

Que cela soit par le biais de la nucléosynthèse primordiale ou de la mesure des anisotropies du CMB (cf. section 1.2.4), il semble que l'on s'achemine vers une détermination précise de la densité de baryons dans l'Univers qui peut être comparée à la densité totale de matière. Les sections suivantes présentent les différentes méthodes mises en œuvre pour estimer la densité de matière. Comme nous le verrons, elles sont indépendantes les unes des autres et imposent des contraintes très complémentaires.

1.2.3 Étude des amas galactiques

La densité de matière (Ω_{M}) dans l'Univers peut être estimée de manière directe, c'est-à-dire indépendamment de Ω_Λ. Ces méthodes dépendent néanmoins de la valeur de la constante de Hubble H_0. Cependant, cela confère à ce type de mesure une bonne complémentarité avec les autres types de mesures (sec. 1.2.4 et 1.2.5). Ces estimations sont en général faites à l'échelle des amas galactiques, principalement par deux types de techniques : la mesure du rapport Masse-Luminosité (a) et l'estimation de la fraction baryonique (b). On présentera finalement une étude sur l'abondance des amas massifs (c) qui permet d'obtenir une valeur de Ω_{M} en bon accord avec les deux estimations précédentes.

a) Rapport Masse-Luminosité :

La méthode la plus simple pour estimer la densité de matière dans l'Univers consiste à évaluer la masse d'un amas (M) de manière dynamique. Afin d'obtenir sa densité, on utilise la

[8] l'entropie par covolume est alors constante.

luminosité (L) de cet objet. On a accès au volume de l'objet par comparaison avec la densité moyenne de luminosité ($\mathcal{L}$) mesurée dans la bande B [17] par ailleurs[9] : $\mathcal{L} = (2.0 \pm 0.2) \times 10^8\ h_0\ \mathrm{L}_\odot\ \mathrm{Mpc}^{-3}$, où $\mathrm{L}_\odot$ est la luminosité du Soleil.

En pratique, la densité de matière étant donnée par rapport à la densité critique, on évalue un rapport Masse-Luminosité critique, à partir de la valeur de $\mathcal{L}$ et de celle de la densité critique ρ_c (eq. 1.6) [17] :

$$\mathrm{M/L}\big|_c = (1390 \pm 140)\ h_0\ \mathrm{M}_\odot/\mathrm{L}_\odot \tag{1.12}$$

En supposant l'amas considéré comme représentatif de l'Univers dans son ensemble, on a donc :

$$\Omega_\mathrm{M} = \frac{\mathrm{M/L}\big|_{amas}}{\mathrm{M/L}\big|_c} \tag{1.13}$$

La méthode principale pour estimer la masse d'un amas est l'utilisation du théorème du viriel. Celui-ci nous indique que, dans un système mécanique isolé, en régime stationnaire et en interaction gravitationnelle, l'énergie cinétique d'une particule, moyennée dans le temps, est corrélée à son énergie potentielle par : $< V > +2 < T >= 0$.

L'application de ce théorème aux amas galactiques nécessite de remplacer la moyenne temporelle par une moyenne statistique, ce qui suppose que *le système est à l'équilibre*. Finalement, la masse de l'amas est donnée par :

$$\mathrm{M}_{amas} \simeq \frac{2 < v^2 >< r >}{G_N} \tag{1.14}$$

où $< r >$ est la distance moyenne entre deux galaxies et $< v^2 >$ la dispersion de vitesse.

Les résultats récents, obtenus avec 16 amas à $z \sim 0.1 - 0.5$, indiquent un rapport Masse-Luminosité moyen [18] : $\mathrm{M/L}\big|_{amas} = (295 \pm 53)\ h_0\ \mathrm{M}_\odot/\mathrm{L}_\odot$, ce qui correspond à une densité de matière :

$$\Omega_\mathrm{M} = 0.24 \pm 0.05\ (1\sigma\ \mathrm{stat.}) \pm 0.09\ (\mathrm{syst.}) \tag{1.15}$$

Il existe d'autres manières d'estimer la masse d'un amas : par lentille gravitationnelle ou en utilisant l'émission de rayons X du gaz de l'amas. Celles-ci permettent d'obtenir le même ordre de grandeur sur la valeur de Ω_M (voir [19]).

b) Fraction baryonique des amas de galaxies :

Les amas galactiques sont des sources extrêmement intenses de rayons X. L'émission révèle la présence d'un plasma chaud ($\mathrm{T} \sim 10^8\ \mathrm{K}$) qui produit des rayons X par bremsstrahlung des électrons. Comme noté par W. Foreman [20], la masse de gaz dans un amas typique excède

[9] En fait, deux amas qui contiendraient la même quantité de matière lumineuse, dans une quantité très différente de matière sombre, seraient caractérisés par le même volume par cette méthode. Le fait qu'il s'agisse d'une densité *moyenne*, obtenue sur un très grand nombre de galaxies, permet de penser que le biais sera faible.

celle des étoiles par un ordre de grandeur ; on peut donc considérer que *tous* les baryons sont contenus dans le gaz chaud.

La masse totale de gaz (M_{gaz}) est estimée à partir de la brillance de surface du gaz dans le domaine X ou à partir de l'effet Sunyaev-Zel'dovich (S-Z). Il s'agit de l'interaction des photons du CMB sur les électrons du gaz, par effet Compton inverse. Ce phénomène dépend du nombre d'électrons, et donc de la densité de baryons, le long de la ligne de visée. La masse totale de l'amas (M_{amas}) est estimée avec les méthodes décrites en a). En supposant que les amas sont représentatifs de la fraction baryonique $\Omega_{\mathrm{B}}/\Omega_{\mathrm{M}}$ de l'Univers dans son ensemble, on a donc :

$$\frac{\Omega_{\mathrm{B}}}{\Omega_{\mathrm{M}}} = \frac{\mathrm{M}_{gaz}}{\mathrm{M}_{amas}} \equiv f_{gaz} \tag{1.16}$$

La compilation des fractions baryoniques de 45 amas, mesurées par la température des rayons X, permet d'obtenir [21] : $f_{gaz} = (0.075 \pm 0.002)\ h^{-3/2}$. En utilisant l'effet S-Z, sur un échantillon de 27 amas, la valeur obtenue est en bon accord [22] : $f_{gaz} = (0.06 \pm 0.006)\ h^{-1}$.

On peut souligner que ces deux résultats constituent, en eux-mêmes, un argument en faveur de la matière sombre non-baryonique : la masse de baryons dans les amas est bien inférieure à celle de l'amas, estimée de manière gravitationnelle. Ce résultat peut être utilisé avec la mesure de Ω_{B} provenant de la nucléosynthèse primordiale (sec. 1.2.2) pour estimer Ω_{M}. Une combinaison de ces deux résultats donne [19] :

$$\Omega_{\mathrm{M}} = 0.4 \pm 0.1 \tag{1.17}$$

c) Abondance d'amas très massifs :

N. A. Bahcall *et al.* ont montré [23] que l'abondance d'amas galactiques massifs ($\mathrm{M} \gtrsim 8 \times 10^{14}\ h^{-1}\mathrm{M}_{\odot}$) dépendait fortement de la valeur de Ω_{M}, comme on peut le constater sur la figure 1.4. En effet, dans un Univers avec un faible Ω_{M}, les fluctuations de densité, responsables de la formation des grandes structures, commencent à croître très tôt. On ne s'attend donc pas à avoir une évolution de l'abondance d'objets très massifs pour de faible décalage vers le rouge[10] (z). Au contraire, l'évolution devrait être encore importante dans un Univers avec $\Omega_{\mathrm{M}} = 1$.

L'existence même de ces trois amas massifs (fig. 1.4) a été utilisée [23] pour contraindre la valeur de la densité de matière. Dans un Univers $\Omega_{\mathrm{M}} = 1$, l'abondance attendue est $\sim 10^{-5}$, pour un amas observé à $z \sim 0.8$. Un Univers de ce type est donc exclu : $\mathrm{P}(\Omega_{\mathrm{M}} = 1) < 10^{-6}$.
En utilisant l'évolution de l'abondance (entre $z \sim 0.8$ et $z = 0$), on obtient [23] :

$$\Omega_{\mathrm{M}} = 0.2^{+0.15}_{-0.1}\ (1\sigma) \tag{1.18}$$

Ce résultat demeure néanmoins lié au caractère gaussien du spectre de fluctuations de densité, ce qui est attendu dans les modèles d'inflation les plus simples, mais qui n'a pas encore été confirmé expérimentalement.

[10] La longueur d'onde des photons émis est décalée vers le rouge, à cause de l'expansion de l'Univers. On défi nit le décalage vers le rouge ("redschift") : $z = \frac{\lambda_0}{\lambda_{emis}} - 1 = \frac{a_0}{a_{emis}} - 1$, où a_0 et a_{emis} sont les facteurs d'échelle respectivement aujourd'hui et au moment de l'émission (cf. eq. 1.4).

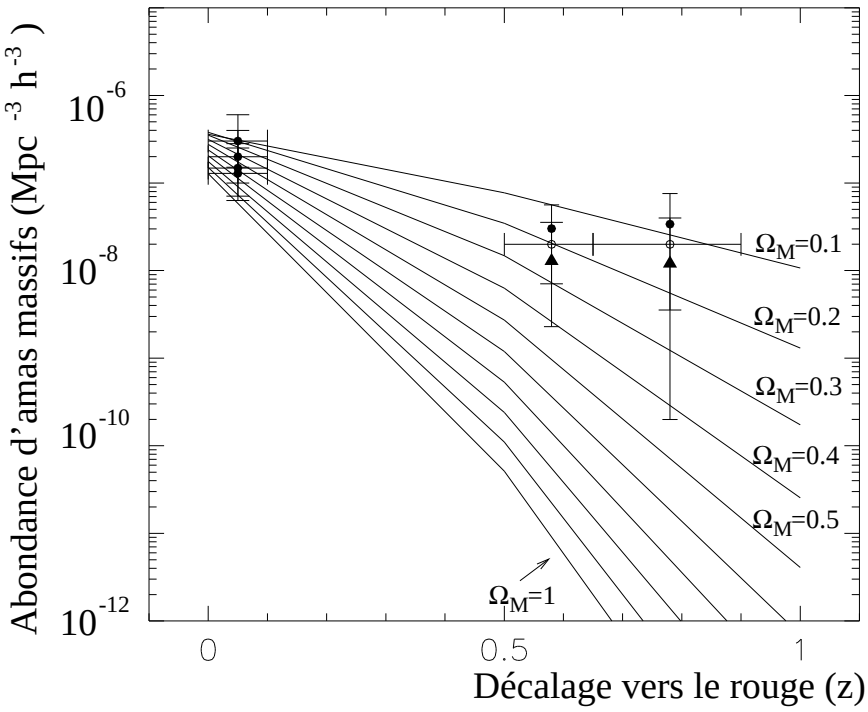


FIG. 1.4: *Évolution de l'abondance d'amas massifs en fonction du décalage vers le rouge (z), pour des amas de masse* $\mathrm{M} \gtrsim 8\times10^{14}\ h^{-1}\mathrm{M}_\odot$. *Les points expérimentaux sont les mesures citées dans le texte (2 amas à* $z \sim 0.6$ *et un amas à* $z \sim 0.8$*). Les courbes sont les valeurs attendues pour différentes valeurs de* Ω_M*, dans un modèle hiérarchique de formation des grandes structures à partir d'un spectre gaussien de fluctuations de densité (formalisme Press-Schechter). Figure extraite de [23].*

Il existe d'autres méthodes pour estimer la densité de matière dans l'Univers. On peut citer l'étude du mouvement propre des galaxies[11]. L'idée est d'inférer la distribution de masse à partir du mouvement des galaxies qui en résulte. Les résultats obtenus par cette méthode, bien que peu précis, semblent indiquer une valeur de Ω_M en bon accord avec les estimations précédentes [24].

En conclusion de cette section, on peut dire qu'il existe différentes estimations directes de Ω_M, qui semblent toutes converger vers une valeur $\Omega_\mathrm{M} \sim 0.2 - 0.4$. On adoptera dans la suite la valeur suivante de Ω_M qui tient compte des différents types de mesures directes, en donnant un poids plus important à la fraction baryonique considérée comme plus robuste [25] :

$$\Omega_\mathrm{M} = 0.4 \pm 0.1\ (95\%\ \mathrm{C.L.}) \tag{1.19}$$

Il est remarquable que les valeurs obtenues par ces méthodes, essentiellement dynamiques, soient en bon accord avec celles provenant des deux autres mesures présentées ci-après.

[11] L'amas local, dont fait partie notre galaxie, est par exemple en mouvement à une vitesse de $627 \pm 22\ \mathrm{km\,s^{-1}}$ par rapport au CMB, en direction du "Grand Attracteur".

1.2.4 Le Fond de rayonnement cosmologique

Le fond de rayonnement cosmologique (Cosmic Microwave Background, CMB) constitue l'une des prédictions essentielles de la théorie du Big Bang. Son observation en 1964 par Penzias & Wilson, puis sa mesure précise en 1991 par le satellite COBE, ont permis de confirmer le modèle du Big Bang. La température mesurée par COBE [13] est de $\mathrm{T} = 2.728 \pm 0.004\,\mathrm{K}\ (2\,\sigma)$. En 1992, la mise en évidence des anisotropies du CMB [13] a ouvert la voie à son utilisation pour contraindre les paramètres cosmologiques : Ω_{tot}, Ω_{M}, entre autres.

Ce rayonnement fossile que constitue le CMB a été émis au moment de la recombinaison[12] environ $3 \times 10^5\ \mathrm{ans}$ après le Big Bang. Il s'agit de l'époque où les électrons se lient aux protons et forment les premiers atomes d'hydrogène. À ce moment, le libre parcours moyen des photons devient plus grand que la taille de l'horizon : ils se découplent de la matière et l'Univers devient alors transparent aux photons.

Avant le découplage, l'Univers est constitué d'un fluide baryons-photons qui est le siège d'inhomogénéités de densité. Elles sont la cause principale d'oscillations dues aux actions conjuguées de la gravité, qui attire les baryons, et de la pression de rayonnement des photons qui les empêche de s'effondrer. Ces oscillations se traduisent par des écarts de température par rapport au rayonnement d'un corps noir parfaitement isotrope.

On décrit les anisotropies de températures du CMB en les décomposant en harmoniques sphériques[13] dont le spectre de puissance angulaire $C_\ell = f(\ell)$ contient l'information sur les paramètres cosmologiques. Un exemple de spectre de puissance angulaire est présenté sur la figure 1.5. Le premier pic correspond à un mode ayant subi une demi-oscillation avant la dernière diffusion, le deuxième une oscillation complète.

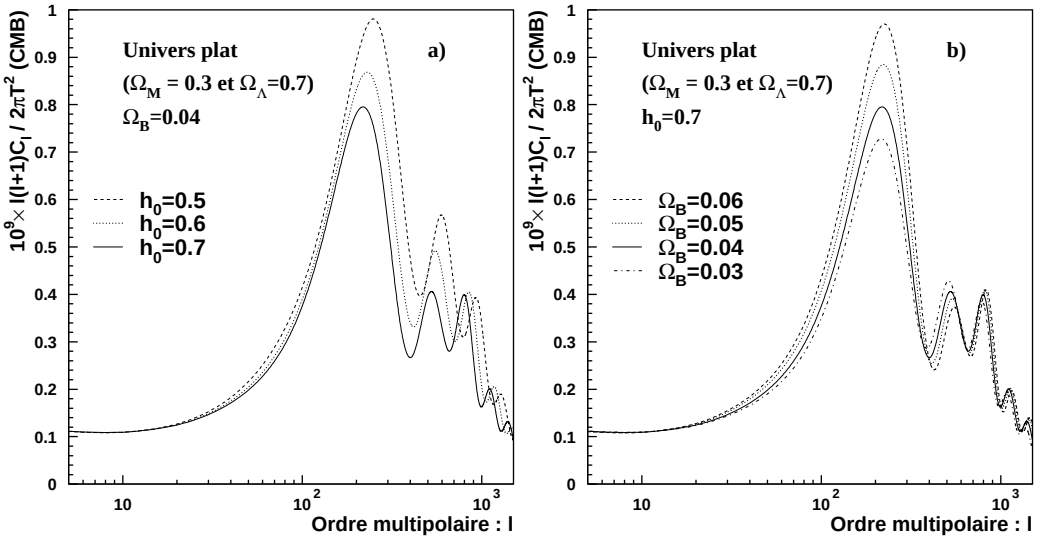


FIG. 1.5: *Spectre de puissance angulaire pour différents jeux de paramètres cosmologiques, dans un Univers plat. Les figures correspondent à une variation de : a)* h_0*, b)* Ω_{B}*. Étude réalisée avec CMBFAST 4.0 [26].*

[12] Le terme est impropre dans la mesure où il s'agit de la *première* combinaison entre les électrons et les protons.

[13] Les grandes valeurs de multipôles correspondent à de petites séparations angulaires : $\theta \simeq 180°/\ell$.

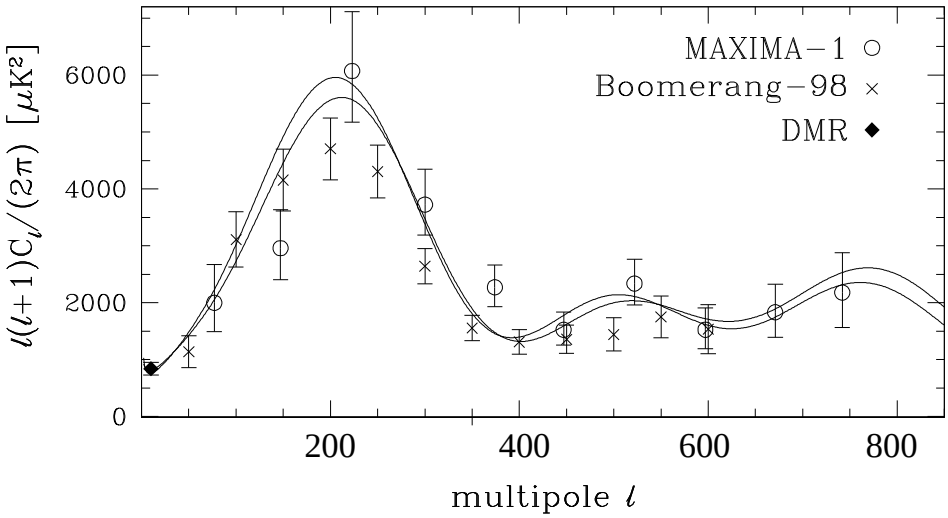


FIG. 1.6: *Spectre angulaire avec les résultats expérimentaux de BOOMERang-98, Maxima-1 et COBE-DMR, pour la normalisation. Les courbes en trait plein présentent les meilleurs ajustements, en considérant ou non une valeur* $\Omega_{\rm tot}=1$ *[27].*

Le premier pic correspond à l'échelle angulaire sous-tendue par le rayon de Hubble $\mathrm{H}_{\rm CMB}^{-1}$ au moment du découplage. Sa position dans le spectre angulaire est liée à la géométrie de l'Univers et donc à la valeur de $\Omega_{\rm tot}$. En effet, dans un Univers fermé ($\Omega_{\rm tot} > 1$) les géodésiques étant plus courbées, l'échelle angulaire, correspondant à une taille physique, est donc plus grande, ce qui correspond à une valeur de multipôle plus petite : le pic est déplacé vers la gauche. L'effet est inverse pour un Univers ouvert ($\Omega_{\rm tot} < 1$). Plus précisement, sa position est donnée par [28] :

$$\ell_{\rm pic} \sim 220/\sqrt{\Omega_{\rm tot}} \tag{1.20}$$

Les autres paramètres cosmologiques (Ω_Λ, $\Omega_{\rm B}$, H_0, ...) influencent la hauteur du premier pic acoustique et les positions et hauteurs relatives des pics secondaires. La figure 1.5 présente le spectre de puissance pour différents modèles cosmologiques. Comme attendu, la hauteur du premier pic est d'autant plus importante que $\Omega_{\rm B}$ est grand[14], les oscillations étant amplifiées par le fait qu'il y a plus de baryons dans le fluide avant le découplage. La hauteur du premier pic est également croissante pour h_0 décroissant[15]. Il y a donc, au niveau du premier pic, une dégénérescence entre les effets des différents paramètres, ce qui impose d'étudier les anisotropies jusqu'à de grandes valeurs de multipôles, et donc de petites séparations angulaires.

De nombreuses expériences (au sol ou embarquées en ballon) ont étudié les anisotropies du CMB. Les résultats récents de la collaboration BOOMERang ont permis de mesurer la position du premier pic acoustique et d'entrevoir les pics secondaires suivants. La valeur mesurée est compatible avec un Univers plat ($\Omega_{\rm tot} = 1$) [29] :

$$\Omega_{\rm tot} = 1.02 \pm 0.06\ (1\sigma) \tag{1.21}$$

[14]Un examen attentif de la fi gure 1.5.b montre que le deuxième pic est d'autant plus bas que $\Omega_{\rm B}$ est grand : c'est ce qui a permis aux expériences BOOMERang et Maxima d'évaluer $\Omega_{\rm B}$.

[15]L'effet est dû au passage de l'ère radiative à l'ère matière qui a lieu plus tard pour de faibles valeurs de h_0.

On peut noter que cette mesure est, en un sens, déjà sensible à la densité de matière dans l'Univers. La mesure de $\Omega_{\rm tot} = \Omega_{\rm M} + \Omega_\Lambda$ sera utilisée en 1.3, en association avec d'autres mesures pour estimer la valeur de $\Omega_{\rm M}$.

Par ailleurs, la valeur de la densité de baryons ($\Omega_{\rm B} h^2$) a également été estimée [29], en évaluant la hauteur du second pic :

$$\Omega_{\rm B} h^2 = 0.022^{+0.004}_{-0.003}\ (1\sigma) \tag{1.22}$$

Il est remarquable que cette estimation[16] soit en bon accord avec celle issue de la mesure de l'abondance des éléments légers (BBN). Les phénomènes physiques mis en jeu sont en effet très différents. La nucléosynthèse primordiale est liée à la formation des premiers noyaux légers quelques minutes après le Big Bang, alors que les anisotropies du CMB proviennent des oscillations acoustiques de ce même Univers quelques $300\,000\ \mathrm{ans}$ plus tard (cf. fig. 1.2).

L'étude des anisotropies du fond de rayonnement cosmologique est un domaine de la physique qui permettra probablement d'obtenir des résultats très précis sur les différents paramètres cosmologiques. En effet, les expériences satellites MAP [30] (07/2001) et surtout Planck [31] (2007) devraient permettre d'obtenir le spectre angulaire jusqu'à de très grandes valeurs de multipôles ($\ell \sim 4000$), permettant ainsi de lever les dégénérescences entre les différents modèles.

1.2.5 L'étude des supernovæ de type Ia

En 1998, les résultats de deux collaborations [32, 33] ont permis pour la première fois d'estimer la valeur de Ω_Λ, à partir de l'étude des supernovæ de type Ia (SNIa).

Ces événements relativement rares (de l'ordre d'un par siècle dans une galaxie de la taille de la Voie Lactée) sont utilisés comme chandelles standard car leur luminosité[17] semble être une propriété intrinsèque de ces phénomènes. Ceux-ci surviennent dans les systèmes binaires comportant une naine blanche qui accrète la masse de son compagnon; l'explosion se produit lorsque sa masse dépasse la masse limite de Chandrasekhar[18].

Les différences observées de luminosité ($\sim 40\%$), bien que mal comprises, sont en fait corrélées à la forme de la courbe de lumière [19], ce qui permet de corriger cet effet (différence de l'ordre de $15\,\%$). Les SNIa ont donc a priori une luminosité bien évaluée et peuvent être utilisées comme chandelles standards pour sonder l'Univers.

La luminosité apparente de ces phénomènes permet d'estimer la distance lumineuse (d_L) dont la dépendance avec le décalage vers le rouge (z) est liée aux paramètres cosmologiques $\Omega_{\rm M}$ et Ω_Λ, ainsi qu'à leur évolution avec l'expansion de l'Univers (voir [19]).

[16] Les tout premiers résultats publiés (fig. 1.6) de la collaboration BOOMERang étaient en désaccord avec la valeur de $\Omega_{\rm B}$ provenant de la nucléosynthèse, cf. [27]. Une meilleure estimation de la précision du pointage et de la taille des lobes a conduit à la valeur (1.22).

[17] Leur luminosité est comparable à celle de la galaxie-hôte (magnitude absolue $\mathrm{M} \sim -19.5$).

[18] Il s'agit de la masse d'équilibre entre l'effondrement gravitationnel et la pression de dégénérescence des électrons. Dans le cas d'une naine blanche, sa valeur est de $1.4\ \mathrm{M}_\odot$.

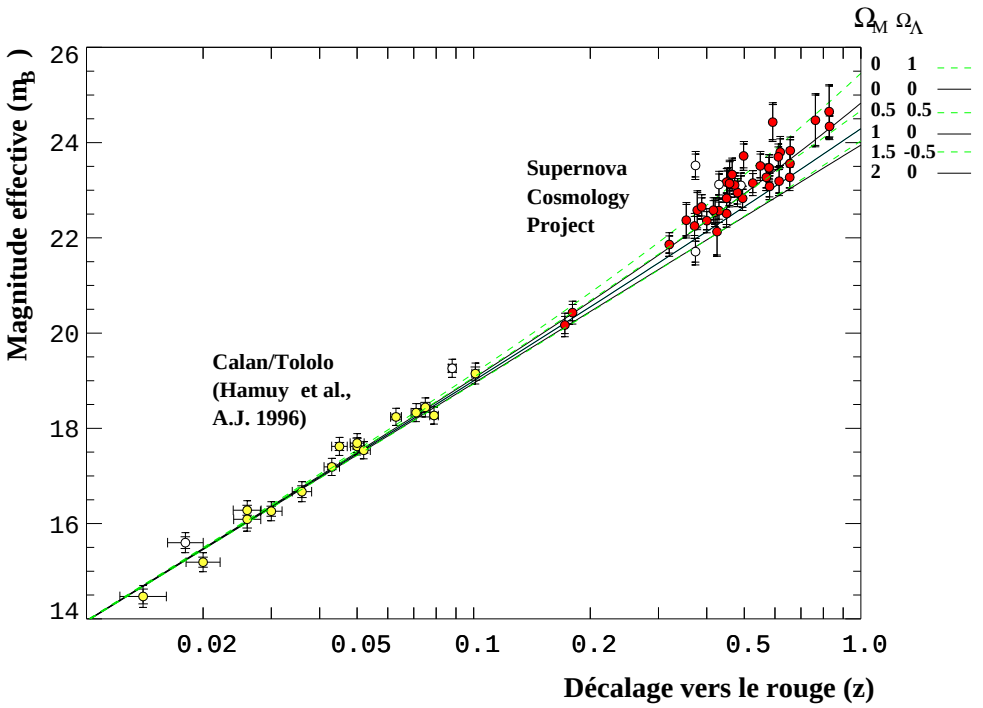


FIG. 1.7: *Diagramme de Hubble obtenu par la collaboration Supernova Cosmology Project [32]. On peut observer qu'à grand z les SNIa apparaissent avec une magnitude plus grande (et donc une luminosité plus faible) qu'elles ne devraient l'être dans un Univers avec $\Omega_\Lambda = 0$.*

Les résultats des deux collaborations indiquent un Univers en accélération, c'est-à-dire une valeur[19] de $q_0 < 0$, qui n'est donc pas compatible avec un Univers composé uniquement de matière. En fait, les SNIa à grand décalage vers le rouge apparaissent moins lumineuses (cf. fig. 1.7) qu'elles ne devraient l'être dans un Univers dominé par la matière ($\Omega_M \simeq 1$).

La figure 1.7 présente les résultats de la collaboration Supernova Cosmology Project, obtenus à partir d'un échantillon de 42 SNIa. Un Univers plat avec une valeur nulle de Ω_Λ est exclu ($P(\Lambda > 0) = 0.99$), comme on peut le constater sur la figure 1.8. En combinant les résultats des deux collaborations, et en considérant un Univers plat ($\Omega_\Lambda + \Omega_M = 1$), la combinaison de paramètres suivante semble favorisée [32] :

$$\Omega_\Lambda = 0.72^{+0.09}_{-0.08}\ (1\sigma \text{ stat.})\ ^{+0.05}_{-0.04}\ \text{(syst.)}$$
$$\Omega_M = 0.28^{+0.09}_{-0.08}\ (1\sigma \text{ stat.})\ ^{+0.04}_{-0.05}\ \text{(syst.)}$$

Il semble donc exister une composante (Λ) à la densité de l'Univers qui ne s'agrège pas sur de petites échelles, sinon elle aurait contribué à Ω_M, et dont la densité ne varie que très lentement avec le décalage vers le rouge, afin d'expliquer l'accélération de l'expansion. Cette composante est souvent appelée "énergie noire", nous n'évoquerons pas ici sa nature.

Ces résultats expérimentaux demeurent néanmoins liés au caractère de chandelle standard des SNIa. De nombreuses possibilités ont éte considérées[20], mais aucune n'a, pour l'instant,

[19] Le paramètre q_0 caractérise l'accélération de l'Univers, sa valeur est : $q_0 \simeq \frac{1}{2}\Omega_M - \Omega_\Lambda$.

[20] différences intrinsèques entre les SNIa à grand et petit z, extinction par la poussière intergalactique, effet de

permis de mettre en évidence un biais important. Une expérience à bord d'un satellite (SNAP : SuperNova Acceleration Probe, voir [34]), encore à l'état de proposition, devrait permettre de confirmer (ou d'infirmer) ces résultats en élargissant la statistique (2000 SNIa).

En conclusion, l'étude des SNIa offre la possibilité, en ce qui concerne la matière sombre, de disposer d'une contrainte supplémentaire et indépendante de celle imposée par les anisotropies du CMB, permettant ainsi de contraindre la valeur de $\Omega_{\rm M}$.

On peut noter que d'autres types de mesures sont mis en œuvre pour contraindre la valeur de Ω_Λ. Il s'agit de l'effet de lentille gravitationnelle (déflexion de la lumière par la matière). En utilisant des quasars comme source, et des galaxies comme centre diffuseur (lentille), il est possible d'avoir accès à Ω_Λ. En effet, la probabilité d'avoir un effet de lentille gravitationnelle est directement proportionnelle au nombre de galaxies le long de la ligne de visée et donc à la distance à la source. Cette distance dépend fortement de la valeur de Ω_Λ, elle sera d'autant plus grande que Ω_Λ est grand, l'Univers ayant été en expansion plus longtemps. En utilisant cette méthode une limite supérieure a été obtenue (cf. [14]):

$$\Omega_\Lambda < 0.75 \ (95\%\text{C.L.})$$

1.3 La Matière Sombre non-baryonique

Comme nous l'avons vu dans les sections précédentes, de nombreuses expériences permettent de mesurer la contribution des différentes composantes à la densité de l'Univers. On s'intéressera ici plus particulièrement à la comparaison entre la densité de matière et celle de baryons.

• Densité de Matière :
La densité de Matière est contrainte par trois types de mesures indépendantes :

- l'étude des amas galactiques (sec. 1.2.3) qui fournit $\Omega_{\rm M}$, indépendamment de Ω_Λ,
- Les mesures des anisotropies du CMB (sec. 1.2.4) qui contraignent, pour l'instant, essentiellement $\Omega_{\rm tot} = \Omega_{\rm M} + \Omega_\Lambda$,
- L'étude des supernovæ de type Ia (sec. 1.2.5) qui est sensible à $q_0 = \frac{1}{2}\Omega_{\rm M} - \Omega_\Lambda$.

On peut souligner que l'étude des amas galactiques est bien antérieure aux deux autres études. Elle fournit depuis plusieurs années une estimation dynamique de $\Omega_{\rm M}$, peu précise, mais dont les résultats provenant de différentes techniques sont en relativement bon accord, donnant:

$$\Omega_{\rm M} \sim 0.2 - 0.4$$

Les résultats des SNIa et le CMB, datant de 1998-2000, viennent corroborer cette estimation. En effet, les SNIa et le CMB fournissent des contraintes quasiment orthogonales dans le plan $(\Omega_\Lambda - \Omega_{\rm M})$, comme on peut le constater sur la figure 1.8 et sont donc complémentaires l'une de l'autre. Même si aucun des deux types de mesure ne permet d'obtenir une valeur précise de $\Omega_{\rm M}$, la combinaison des deux fournit une indication assez forte en faveur d'une valeur de $\Omega_{\rm M} \simeq 0.3$, qui est en bon accord avec les estimations précédentes. Les trois estimations n'étant

lentille gravitationnelle qui peut modifi er la relation distance-luminosité

à l'heure actuelle pas assez précises, on parle de concordance, plus que de compatibilité des mesures. Le modèle qui semble favorisé par ces résultats expérimentaux, est donc :

$$\Omega_\Lambda \sim 0.7 \text{ et } \Omega_\mathrm{M} \sim 0.3 \tag{1.23}$$

c'est-à-dire, un modèle d'Univers incompatible avec un Univers Einstein-de Sitter ($\Omega_\mathrm{M} = 1$ et $\Omega_\Lambda = 0$) qui a longtemps tenu lieu de "Modèle Standard" (cf. sec. 1.2.1).

Une analyse combinée des résultats obtenus à l'aide du CMB, des SNIa et des mouvements propres des galaxies a été menée par S. L. Bridle *et al.* [36], et a permis d'obtenir l'intervalle suivant pour Ω_M :

$$0.18 < \Omega_\mathrm{M} < 0.42 \ (95\% \text{ C.L.}) \tag{1.24}$$

Bien entendu, ces résultats expérimentaux devront être confirmés par les prochaines expériences : MAP et Planck pour le CMB, Megacam [37] et SNAP pour les SNIa. Néanmoins, et pour ce qui concerne la matière sombre, on retiendra que la densité de matière dans l'Univers semble être de *l'ordre de* 0.3, cette valeur provenant de trois estimations indépendantes.

• **Densité baryonique :**

Comme nous l'avons vu précédemment, la densité de baryons dans l'Univers a tout d'abord été estimée en utilisant la mesure de l'abondance des éléments légers (nucléosynthèse primordiale). Récemment (avril 2001), l'étude des anisotropies du CMB a convergé vers une valeur compatible de $\Omega_\mathrm{B} h^2$. On retiendra cependant pour la suite la valeur de la nucléosynthèse primordiale. En utilisant la valeur de la constante de Hubble réduite : $h_0 = 0.71 \pm 0.07$ [8], on peut ainsi évaluer Ω_B :

$$\Omega_\mathrm{B} = 0.04 \pm 0.01 \tag{1.25}$$

La comparaison avec la valeur de Ω_M suggère que $\sim 90\%$ de la matière contenue dans l'Univers est de nature non-baryonique.

En conclusion, on dispose d'arguments très solides en faveur de la présence de Matière Sombre non-baryonique dans l'Univers, provenant à la fois de la mesure de la fraction baryonique dans les amas $\Omega_\mathrm{B}/\Omega_\mathrm{M} \sim 0.15$ et surtout de la comparaison entre la valeur de $\Omega_\mathrm{M} \sim 0.3$, estimée de plusieurs manières différentes et indépendantes, et celle de $\Omega_\mathrm{B} = 0.04 \pm 0.01$, provenant de la nucléosynthèse primordiale. On peut d'ailleurs noter que ces deux estimations de la fraction de baryons dans l'Univers sont en bon accord.

Il apparaît au vu de cette introduction à la matière sombre non-baryonique que différents arguments cosmologiques et astrophysiques, mettant en jeu des processus physiques différents, permettent d'inférer la présence de matière sombre exotique dans l'Univers, et donc dans le halo de notre Galaxie. On utilise ici le terme "exotique" par opposition à la matière ordinaire, i.e. composée de baryons et d'électrons.

Il convient ensuite de déterminer de quel type de particules est constituée cette composante qui domine la densité de matière. À cet effet, différents candidats ont été avancés, qui, dans un premier temps, peuvent être contraints par l'étude de la formation des grandes structures dans l'Univers.

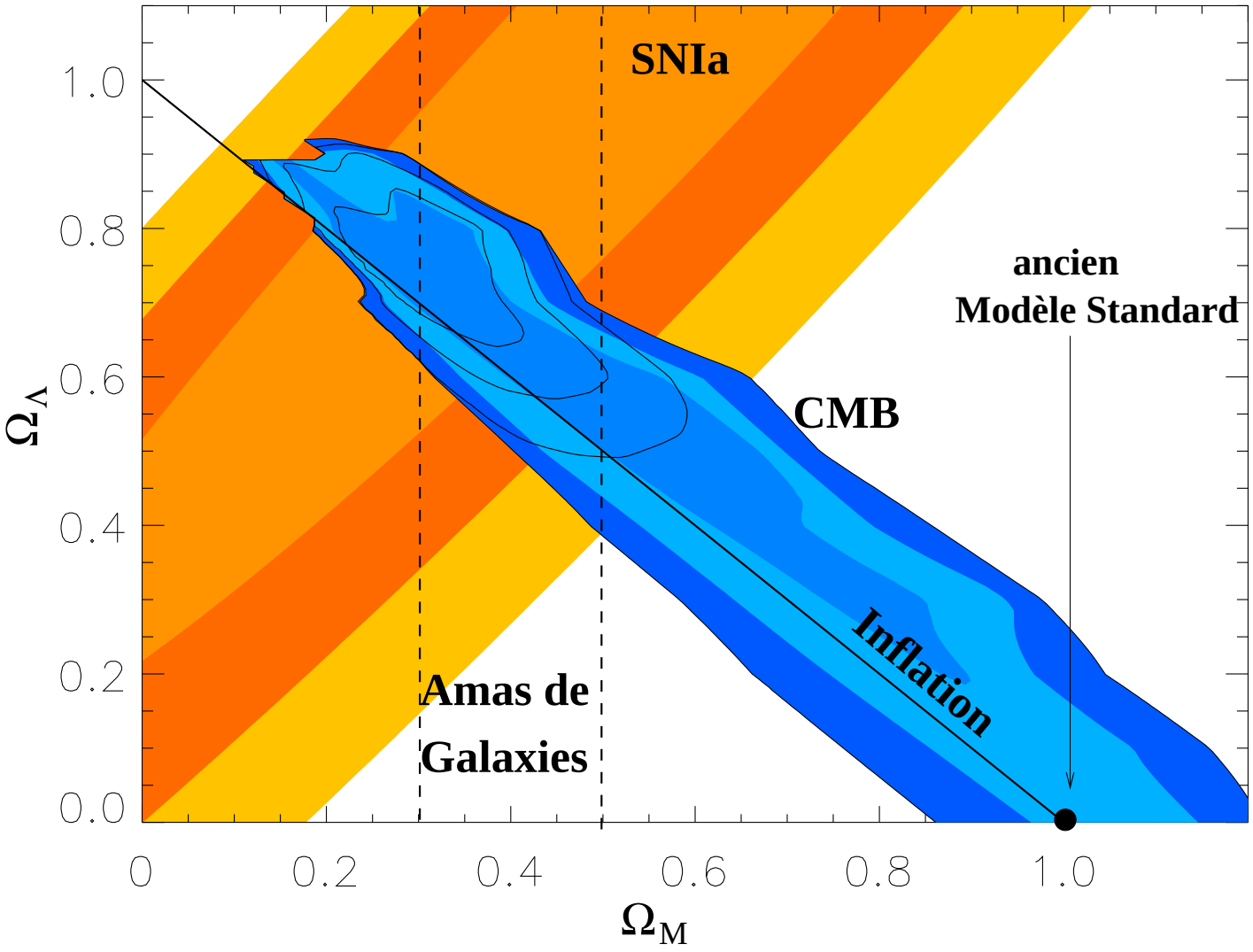


FIG. 1.8: *Résultats expérimentaux présentés dans le plan* $(\Omega_\Lambda - \Omega_M)$*. Les contours notés SNIa sont les résultats des supernovæ de type Ia [32, 35], ceux notés CMB sont les résultats combinés des collaborations Maxima-1 et Boomerang-98 sur la mesure des anisotropies du CMB [27]. Le code de grisés (ou couleurs) indiquent, dans les deux cas, les différents niveaux de confiance* $(1\sigma, 2\sigma$ *et* 3σ *respectivement). La contrainte imposée [25] par les amas de galaxies (cf. eq. 1.17) est également indiquée (lignes hachurées), ainsi que la prédiction de l'inflation sur la valeur de* $\Omega_M + \Omega_\Lambda$*. On peut constater le très fort désaccord de ces résultats avec l'ancien modèle "standard" (cf. 1.2.1). D'après [27].*

Composante $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$	**Valeur**	**Référence**
Totale (mesurée) : Ω_{tot}	$1.02 \pm 0.06\ (1\sigma)$	CMB [29]
Totale (inflation) : Ω_{tot}	1	théorique [38]
Énergie Noire : Ω_Λ	$\Omega_\Lambda = 0.72^{+0.14}_{-0.12}\ (1\sigma)$	SNIa ($\Omega_{tot} = 1$) [32]
Matière : $\Omega_{\rm M}$	$0.18 < \Omega_{\rm M} < 0.42$	CMB+SNIa+Amas [36]
Baryons : $\Omega_{\rm B} h^2$	0.02 ± 0.002	BBN [27]
Rayonnement (CMB + ν) : Ω_r	$\simeq 2 \times 10^{-5}$	[14]
Matière Lumineuse : Ω_{LUM}	$(0.0027 \pm 0.0014) h_0^{-1}$	[17]

TAB. 1.1: *Résumé des différentes contributions à la densité de l'Univers. Toutes les barres d'erreur, et les intervalles, sont donnés à* 95% C.L., *sauf indication contraire.*

1.4 Formation des structures dans l'Univers

La nature de la Matière Sombre non-baryonique (notée MSnb ci-après) est liée au mécanisme de formation des structures dans l'Univers (galaxies, amas, super-amas). En effet, dans le cas où la MSnb est constituée de particules légères ($\mathrm{M} \sim \mathcal{O}(\mathrm{eV})$), celles-ci sont encore relativistes au moment de la formation des structures. On parle alors de Matière Sombre Chaude (Hot Dark Matter : HDM) qui ne s'agrège que sur de grandes distances. On se trouve dans un mécanisme où les grandes structures se forment en premier (mécanisme "top-down"), puis se fragmentent pour donner des structures plus petites (amas de galaxies, puis galaxies). Ce type de formation semble aujourd'hui défavorisée par l'observation des distributions des galaxies à grand z. Néanmoins, il n'est pas exclu que $\sim$ 10% de la matière sombre puisse être constituée de HDM [11].

Le principal candidat à la matière sombre chaude est le neutrino. Il est souvent considéré comme ayant l'avantage indéniable d'avoir une existence confirmée expérimentalement, contrairement aux autres candidats. Cependant, pour que la matière sombre puisse être constituée de neutrinos, il faut que ces derniers soient massifs, ce qui n'est pas le cas dans le modèle standard de la physique des particules. Il existe en fait des indications en faveur d'oscillations de neutrinos, ce qui impliquerait qu'ils possèdent une masse non nulle. Les résultats récents (juin 2001) de la collaboration SNO [39] semblent indiquer une oscillation $\nu_e \to \nu_{\mu,\tau}$. Combiné aux résultats de la collaboration SuperKamiokande [40], concernant une oscillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$, cela limite la masse totale des trois générations de neutrinos entre 0.05 et $8.4\,\mathrm{eV}$. La densité relique de neutrinos est donc contrainte [39] :

$$0.001 \leq \Omega_\nu \leq 0.18 \tag{1.26}$$

À l'opposé, si la MSnb est constituée de particules lourdes, de masse $\mathrm{M} \sim \mathcal{O}(\mathrm{GeV} - \mathrm{TeV})$, elle permet d'expliquer la formation des structures par ordre d'échelles croissantes. En effet, de telles particules sont non-relativistes au moment de la formation de ces dernières, elle peuvent

donc s'agréger sur des distances courtes. On se retrouve donc dans un mécanisme de formation dans lequel les petites structures se forment en premier, puis s'agrègent pour former les grandes structures. Un tel type de formation est plus en accord avec les observations, en particulier des objets à l'échelle d'une galaxie. On parle alors de Matière Sombre Froide (Cold Dark Matter : CDM).

La suite de cette thèse se place dans ce cadre, c'est-à-dire la recherche de matière sombre froide, et plus particulièrement du neutralino, dont l'existence est prédite par les extensions supersymétriques du modèle standard de la physique des particules, comme nous le verrons au chapitre 2.

1.5 Candidats à la Matière Sombre

Comme indiqué précédemment, il existe en fait deux problèmes distincts de la matière sombre. En effet, la différence entre la valeur de la densité de matière lumineuse (cf. tab. 1.1) et celle de baryons (sec. 1.2.2) implique l'existence de **matière sombre baryonique (MSb)**, alors que la comparaison entre cette même densité de baryons et la densité de matière, suppose la présence de **matière sombre non baryonique (MSnb)**. La situation est donc la suivante :

$$\Omega_{\rm lum} < \Omega_{\rm B} < \Omega_{\rm M} \tag{1.27}$$

Les deux problèmes semblent indépendants. Cependant, les candidats proposés pour résoudre ces deux problèmes, les naines brunes pour la MSb et les WIMPs pour la MSnb, sont a priori tous deux susceptibles de peupler le halo galactique.
Après une brève introduction aux candidats baryoniques, on trouvera ci-après les arguments qui permettent de penser que les WIMPs constituent de bons candidats à la matière sombre non-baryonique.

1.5.1 Candidats baryoniques

Il existe différents candidats à la MSb : les résidus stellaires, le gaz chaud détecté par son émission dans le domaine X, ou encore les MACHO (MAssive Compact Halo Object) dont font partie les naines brunes. Ces dernières font l'objet de recherches de nombreuses expériences (EROS, MACHO, ...) qui utilisent l'effet de microlentille gravitationnelle, une conséquence intéressante de la relativité générale.

On désigne par naines brunes des objets compacts, non-lumineux, de masse comprise entre 10^{-7} et $0.08\,{\rm M}_\odot$. La limite inférieure est fixée par la gravitation qui n'est pas assez intense pour former des objets compacts (limite d'évaporation). La limite supérieure est la masse minimale pour le déclenchement des réactions nucléaires[21]. Une naine brune est donc par essence non-lumineuse, même si elle possède une très faible émission dans l'infrarouge.

[21]Lors de la formation des étoiles, le nuage gazeux (H,He) se contracte, donnant naissance à une proto-étoile. La contraction se poursuit, réchauffant le gaz de l'étoile jusqu'à ce que la température devienne suffi sante pour que les réactions nucléaires transformant l'H en He deviennent possibles. Dans le cas d'une naine brune, la masse n'est pas suffi sante pour atteindre cette limite en température.

La recherche de naines brunes se fait grâce à l'effet de microlentille gravitationnelle, c'est-à-dire la courbure des rayons lumineux issus d'une source éloignée lors du passage entre la source et l'observateur d'une masse déflectrice (la lentille). Les effets observables vont d'une simple amplification du flux lumineux (on parle alors de microlentille) à des effets géometriques (arcs, anneaux d'Einstein).

Les derniers résultats de la collaboration EROS [41] indiquent l'observation de trois événements en direction du grand nuage de Magellan et un seul en direction du petit nuage de Magellan, alors que 27 événements sont attendus pour un halo sphérique constitué d'objets de masse $\sim 0.5\,\mathrm{M}_\odot$. Cela permet d'imposer des contraintes importantes sur la fraction de naines brunes constituant le halo : pour un intervalle de masse compris entre $\sim 10^{-7}\,\mathrm{M}_\odot$ et $\sim 10^{-1}\,\mathrm{M}_\odot$, une fraction supérieure à $\sim 10\%$ est exclue à $95\%\ \mathrm{C.L.}$ (cf. fig. 2 de [41]).

Les résultats de la collaboration MACHO sont compatibles avec une fraction de $\sim 30\%$, le nombre d'événements observés étant bien supérieur. Ces deux résultats sont en fait en bon accord si ces événements sont dus à des déflecteurs situés dans les nuages de Magellan.

1.5.2 Candidats non-baryoniques

On s'intéressera ici uniquement à la matière sombre froide, c'est-à-dire constituée de particules suffisamment massives pour être non-relativistes au moment de la formation des structures; et plus particulièrement aux WIMPs[22] (Weakly Interacting Massive Particle) dont la recherche fait l'objet de cette thèse. L'axion[23] comme candidat à la MSnb ne sera pas évoqué ici, la problématique étant très différente, en particulier en ce qui concerne les techniques de détection.

Les WIMPs forment une classe de particules relativement lourdes $\mathrm{M} \sim \mathcal{O}(\mathrm{GeV} - \mathrm{TeV})$, interagissant faiblement avec la matière. On notera génériquement χ une telle particule, en prévision des chapitres suivants consacrés à la recherche de neutralinos ($\widetilde{\chi}$) du halo galactique.

La condition principale pour que ce type de particules soit un bon candidat à la matière sombre est que leur densité actuelle soit compatible avec les estimations de la cosmologie et qu'elle permette ainsi d'expliquer la densité observée de matière ($\Omega_\mathrm{M} \simeq 0.3$). Il est remarquable que cette classe de particules ait génériquement les propriétés lui permettant de posséder une densité relique du bon ordre de grandeur, comme détaillé ci-après :

Évaluation de la densité relique de χ :

La densité relique (Ω_χ) de WIMPs peut être estimée de manière relativement simple, dans une première approche. Au cours de l'expansion de l'Univers, sa température diminue, modifiant l'équilibre thermique entre particules et rayonnement. Tant que la température de l'Univers est supérieure à l'énergie au repos des χ ($\mathrm{kT} \geq \mathrm{M}_\chi c^2$), ces derniers sont en équilibre thermique avec le rayonnement. Ils s'annihilent en particules plus légères (notées ℓ) et vice-versa :

$$\chi\bar{\chi} \leftrightarrows \ell\bar{\ell} \tag{1.28}$$

[22] en français : mauviettes, par opposition à MACHO.

[23] L'axion est proposé comme solution à la non-violation de CP par l'interaction forte. Il s'agit du boson de Goldstone apparaissant lors de la brisure de la symétrie (Peccei Quinn). On trouvera une bonne introduction aux techniques de détection dans [42].

A l'équilibre thermique, la densité de χ est donnée par :

$$n_\chi^{eq} = g_\chi \left(\frac{\mathrm{M}_\chi \mathrm{T}}{2\pi}\right)^{3/2} e^{-\mathrm{M}_\chi/\mathrm{T}} \tag{1.29}$$

où g_χ est le nombre de degrés de liberté internes du χ

Si l'Univers demeure en équilibre thermique, la densité de χ diminue au cours de son expansion. En fait, au cours de celle-ci, la production de χ devient impossible (eq. 1.28 de la droite vers la gauche), dès que la température de l'Univers devient inférieure à $\mathrm{M}_\chi c^2/k$. Ce type de particules se découple alors du rayonnement. Il ne demeure donc que la réaction d'annihilation, et la densité de χ diminue exponentiellement jusqu'à ce que le taux d'annihilation $\Gamma = < \sigma v > n_\chi$ devienne inférieur au taux d'expansion H de l'Univers. En effet, dans ce cas, le temps entre deux annihilations Γ^{-1} est alors supérieur à l'âge de l'Univers H^{-1}. La densité de χ est donc "gelée" ("freezed-out"). On note T_{gel} la température de l'Univers à cet instant.

L'évaluation de cette quantité se fait en résolvant l'équation de gel : $\mathrm{H} = \Gamma$. On utilise pour cela l'équation 1.29 et la valeur de H à cette époque, au cours de laquelle l'Univers est dominé par le rayonnement. On a donc (cf. [11] par exemple) :

$$\mathrm{H} = 1.66 \times g(\mathrm{T})^{1/2} \frac{\mathrm{T}^2}{\mathrm{M}_{Planck}} \tag{1.30}$$

où M_{Planck} est la masse de Planck[24] et $g(\mathrm{T})$ est le nombre de degrés de liberté relativistes, grandeur qui diminue lorsqu'un type de particules devient non-relativiste. La résolution de l'équation de gel fournit, à des corrections logarithmiques près :

$$\mathrm{T}_{gel} = \frac{\mathrm{M}_\chi}{Cste} \quad \text{avec} \quad Cste = \ln\left(\frac{g_\chi \mathrm{M}_{Planck} < \sigma v >}{1.66\sqrt{g}(2\pi)^3}\right) \tag{1.31}$$

En considérant une particule interagissant faiblement ($< \sigma v > \simeq 10^{-9}\,\mathrm{GeV}^{-2}$), on obtient une température de gel $\mathrm{T}_{gel} \simeq \mathrm{M}_\chi/20$. Celle-ci dépend de la section efficace d'annihilation, de manière logarithmique : plus elle sera faible, plus le gel des χ aura lieu tôt et donc plus la densité relique sera importante (fig. 1.9). Muni de la valeur de la température de gel, on peut alors calculer la densité relique de χ.

Comme on le constate sur la figure 1.9, la densité comobile est constante après le gel, ce qui implique que n_χ/s est constant[25], avec $s = 0.4\, g\, \mathrm{T}^3$ la densité d'entropie de l'Univers. On a donc :

$$n_\chi^0 = \frac{n_\chi^{gel}}{s^{gel}} \times s^0 \tag{1.32}$$

où l'exposant 0 fait référence au temps présent.
Par ailleurs, avec l'équation de gel et l'équation 1.30, on peut montrer que :

$$n_\chi^{gel} = 1.66 \times g^{1/2} \frac{\mathrm{T}_{gel}^2}{\mathrm{M}_{Planck} < \sigma v >} \tag{1.33}$$

[24] $\mathrm{M}_{Planck} = \sqrt{\frac{\hbar c}{\mathrm{G}_N}} = 1.2 \times 10^{19}\,\mathrm{GeV}/c^2$

[25] L'Univers étant en expansion adiabatique, l'entropie par covolume est constante.

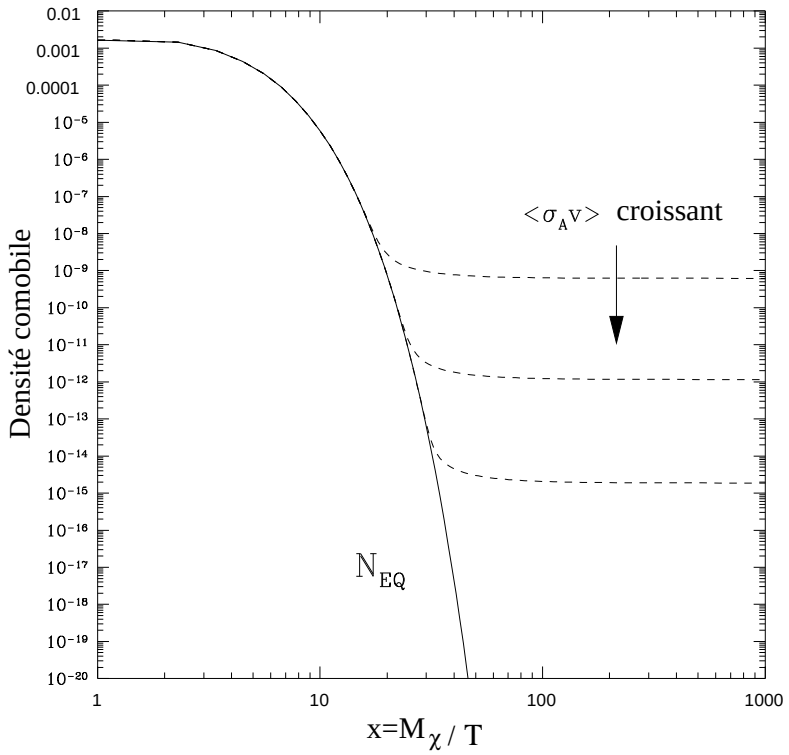


FIG. 1.9: *Densité comobile de WIMPs en fonction de* $x = \frac{M_\chi}{T}$*, grandeur croissante avec le temps. La courbe en trait plein présente la densité à l'équilibre thermique, et les courbes en tirets, la densité après le gel. On peut observer que la valeur de la section efficace d'annihilation détermine la densité relique actuelle. Figure extraite de [43].*

La densité relique actuelle de WIMPs est donnée par :

$$\Omega_\chi^0 = \frac{M_\chi n_\chi^0}{\rho_c} \tag{1.34}$$

En utilisant les équations 1.32, 1.33, ainsi que la valeur de ρ_c (eq 1.6) et en considérant une particule de masse $M_\chi = 100\ \mathrm{GeV}/c^2$, on obtient :

$$\Omega_\chi^0 h_0^2 \simeq \frac{\mathcal{O}(10^{-9}\ \mathrm{GeV}^{-2})}{<\sigma v>} \tag{1.35}$$

Ainsi, une particule massive ($M_\chi \simeq 100\,\mathrm{GeV}/c^2$), interagissant faiblement ($<\sigma v> \simeq 10^{-9}\ \mathrm{GeV}^{-2}$) a donc naturellement une densité relique $\Omega_\chi^0 h_0^2 = \mathcal{O}(1)$.

Cette estimation simple de la densité relique permet de montrer qu'une particule massive interagissant faiblement, un WIMP, possède les bonnes propriétés pour contribuer de manière significative à la densité de l'Univers[26].

[26] Avant la mesure de Ω_Λ, il était courant de dire que les WIMPs permettaient de "fermer l'Univers", i.e. d'obtenir la valeur $\Omega^0_{univers} = 1$. Ceci n'est plus d'actualité dans la mesure où la valeur de la densité de matière n'est "plus" que $\Omega_M \simeq 0.3$

Néanmoins, il est clair que cette évaluation est beaucoup trop simple[27], et ne peut servir que d'estimation de l'ordre de grandeur de $\Omega^0_\chi h^2_0$. En effet, la section efficace d'annihilation n'est pas constante, elle possède des seuils et des résonances, en fonction des différents canaux d'annihilation ouverts.

On retiendra de ce calcul, qu'un bon candidat à la Matière Sombre doit être :

- massif : de l'ordre de $100\ \mathrm{GeV}/c^2$,
- stable, ou tout au moins avec un temps de vie de l'ordre de grandeur de l'âge de l'Univers,
- sensible à l'interaction faible (et gravitationnelle) uniquement, donc neutre de charge et de couleur.

Parmi les différents candidats WIMP, la particule supersymétrique la plus légère (le neutralino : $\widetilde{\chi}$) constitue l'un des candidats privilégiés, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, consacré à la physique de la matière sombre supersymétrique, et en particulier à la recherche de neutralinos.

1.6 Conclusion

En conclusion, on a montré dans ce chapitre qu'il existe de nombreux arguments en faveur de l'existence de matière sombre dans l'Univers. À l'échelle des galaxies, la matière sombre semble constituer la majeure partie de la masse de la galaxie. La présence d'un halo entourant le disque galactique est inféré des mesures dynamiques.

À plus grande échelle, les arguments proviennent essentiellement de la comparaison entre la densité de baryons et la densité de matière dans l'Univers, cette dernière étant estimée par trois méthodes indépendantes. Ils indiquent que $\sim 90\%$ de la matière contenue dans l'Univers n'est pas sous forme baryonique.

On a montré qu'un bon candidat à la matière sombre non-baryonique est constitué par une classe générique de particules : les WIMPs. Tout en respectant les contraintes sur la formation des structures dans l'Univers, ils possèdent de manière naturelle une densité relique de l'ordre de l'unité. On retiendra donc qu'un bon candidat doit être massif, stable, neutre de charge et de couleur, et donc interagir faiblement avec la matière ordinaire.

Le chapitre suivant présente le modèle standard de la physique des particules et son extension supersymétrique, introduite pour résoudre ses insuffisances. Ce cadre théorique prédit l'existence d'une particule présentant les caractéristiques de la classe des WIMPs.

[27] Nous reviendrons dans le chapitre suivant sur une évaluation plus détaillée de la densité relique de neutralinos.

Chapitre 2

La Matière Sombre Supersymétrique

Dans un premier temps, le modèle standard de la physique des particules sera très brièvement rappelé, de même que ses différentes insuffisances qui motivent une extension supersymétrique. Après avoir introduit la supersymétrie (SUSY), on présentera les différents arguments qui font de la particule supersymétrique la plus légère un bon candidat à la matière sombre.

2.1 Le Modèle Standard de la Physique des Particules

Le modèle standard de la physique des particules décrit de manière remarquablement précise les propriétés des particules élémentaires et de leurs interactions, connues à ce jour. Il s'agit d'une théorie de jauge renormalisable qui traite trois des quatre interactions connues (électromagnétique, faible et forte), agissant sur les constituants de la matière, les leptons et les quarks, regroupées en trois familles.

Les trois interactions citées précédemment sont interprétées en terme d'échanges de bosons de spin 1: le photon (γ), dans le cas de l'interaction électromagnétique, les 8 gluons (g) de l'interaction forte et les bosons massifs $W^{\pm}$ et Z^0 de l'interaction faible. Le groupe de jauge du modèle standard est :

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$$

où $SU(3)_C$ est celui de la Chromodynamique Quantique et $SU(2)_L \times U(1)_Y$ celui des interactions électrofaibles, proposé par Glashow, Salam et Weinberg.

Afin de donner une masse aux fermions et aux bosons de jauge de la théorie électrofaible, il est nécessaire de faire appel à une brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$, via le mécanisme de Higgs. Celui-ci nécessite l'existence d'un champ de spin 0 et donc d'un boson de spin nul appelé boson de Higgs H^0.

Ainsi, les particules du modèle standard sont séparées en 3 secteurs : le secteur de jauge contenant les bosons de jauge, qui sont les médiateurs des trois interactions, le secteur des fermions contenant les 3 familles de quarks et de leptons, et enfin le secteur de Higgs constitué du doublet de Higgs.

Le modèle standard a connu de nombreuses confirmations expérimentales. Citons la découverte des bosons $W^{\pm}$ [44], du Z^0 [45], ainsi que du quark top [46] dont la masse est en bon accord avec les prédictions dérivées de l'analyse des corrections radiatives.

Seul le boson de Higgs n'a pas encore été découvert. Sa non-observation au LEP impose [47] une masse supérieure à 114.1 GeV/c^2 (95 % CL).

2.2 Insuffisances du Modèle Standard

Malgré ces confirmations expérimentales, le modèle standard comporte certaines insuffisances qui permettent de penser qu'il ne s'agit que d'une théorie effective à basse énergie ($\mathrm{E} \lesssim 1\ \mathrm{TeV}$). On présente ici les différentes difficultés rencontrées dans ce cadre théorique, et leur possible explication dans le cadre de la supersymétrie (SUSY).

• **Gravitation non-incluse dans le modèle standard :**

Comme on l'a vu précédemment, le modèle standard décrit de manière remarquablement précise 3 des 4 interactions connues, seule la gravitation n'est pas incluse dans ce modèle. On verra par la suite comment la supersymétrie permet d'inclure la gravité.

• **Grand nombre de paramètres libres :**

Le modèle standard comporte 18 paramètres libres dont il ne prédit pas la valeur[1]. Il s'agit de :

- 6 masses des quarks et 3 masses de leptons,
- 3 angles réels et une phase dans la matrice Cabbibo-Kobayashi-Maskawa,
- 3 constantes de couplage : $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$,
- l'angle de mélange θ_W,
- La masse du Higgs.

On peut noter que ces paramètres interviennent à l'ordre zéro des corrections radiatives, sauf les masses. Néanmoins, le problème de la prolifération des paramètres libres, ainsi que la symétrie apparente des quarks et des leptons (arrangement en 3 familles), semblent indiquer que le modèle standard n'est qu'une théorie effective à basse énergie ($\mathrm{E} \lesssim 1\ \mathrm{TeV}$).

• **Unification des constantes de couplage :**

Suite à l'unification des interactions électromagnétique et faible (théorie électrofaible), il est souhaitable de pouvoir construire une théorie décrivant dans le même cadre les interactions électrofaible et forte. Les équations du groupe de renormalisation permettent de calculer l'évolution des constantes de couplage (α_i) de l'échelle électrofaible vers des énergies plus élevées.

La figure 2.1b présente cette évolution dans le cadre du Modèle Standard. Bien que les trois constantes de couplage atteignent le même ordre de grandeur vers $\mathrm{E} \sim 10^{15-16}\ \mathrm{GeV}$, il semble que leur unification soit difficile à réaliser dans ce cadre.

Les tentatives de construction d'un groupe de jauge plus grand contenant celui du modèle standard visent donc à la Grande Unification (Grand Unified Theory, GUT). Après l'échec de la théorie SU(5), en désaccord avec les mesures expérimentales[2], ces théories reposent aujourd'hui sur les groupes SO(10) et E_6.

[1] Il est possible de considérer un jeu de paramètres équivalent. On pourra consulter [48] pour référence.

[2] Le modèle SU(5) est à l'heure actuelle exclu : il prédit un temps de vie du proton ($\tau_p \sim 10^{30}$ ans) bien inférieur aux limites expérimentales ($\tau_p \geq 10^{32}$ ans).

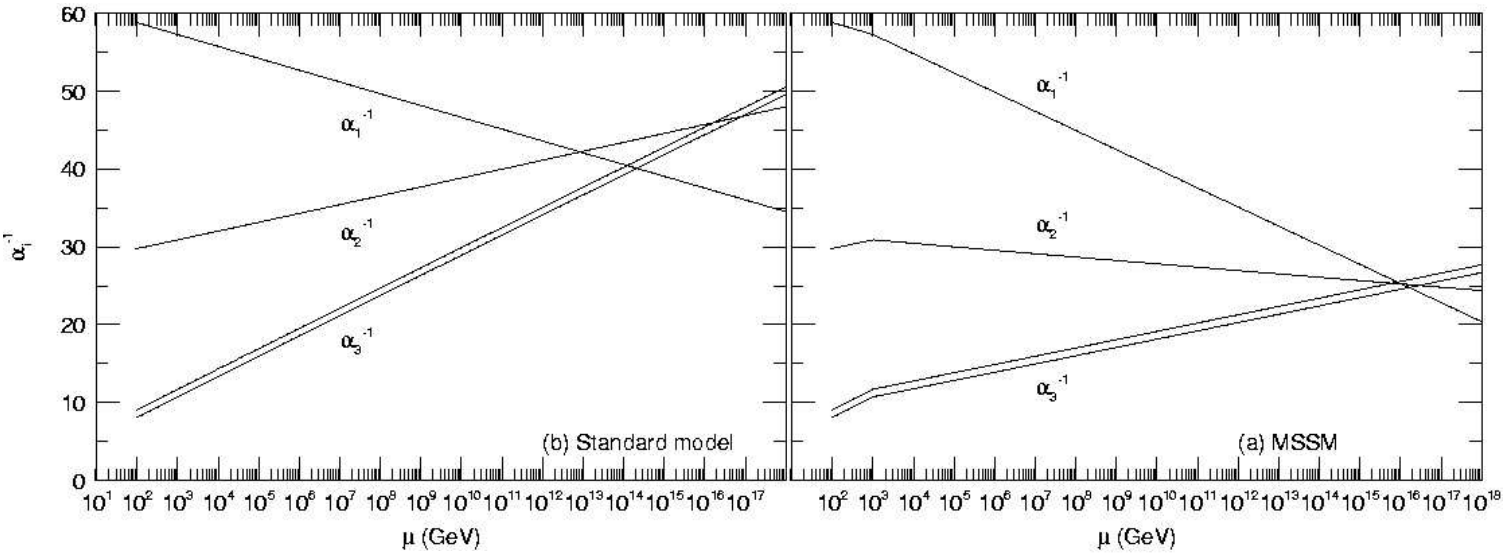


FIG. 2.1: *Évolution des constantes de couplages $\alpha_i = g_i/4\pi$ en fonction de l'énergie, dans le cadre b) du modèle standard, a) du modèle supersymétrique minimal (MSSM). Figure extraite de [49].*

Par ailleurs, la SUSY, de par l'ajout de nouvelles particules, permet de réaliser cette convergence des constantes de couplage à une énergie $E_{\mathrm{GUT}} \sim 10^{16}\,\mathrm{GeV}$ (fig. 2.1).

• **Problème de naturalité :**

Il s'agit de la divergence quadratique dans les corrections radiatives à la masse du Higgs. En effet, la masse d'un champ scalaire tel que le Higgs est sujette à des contributions à l'ordre d'une boucle telles que celles présentées sur les diagrammes de la figure 2.2. Ces corrections à la masse du Higgs sont de l'ordre de[3] :

$$\delta m_H^2 \propto -\lambda^2 \Lambda_{\mathrm{cut}}^2 \tag{2.1}$$

où Λ_{cut} est l'échelle de validité du modèle standard et λ la constante de couplage considérée.

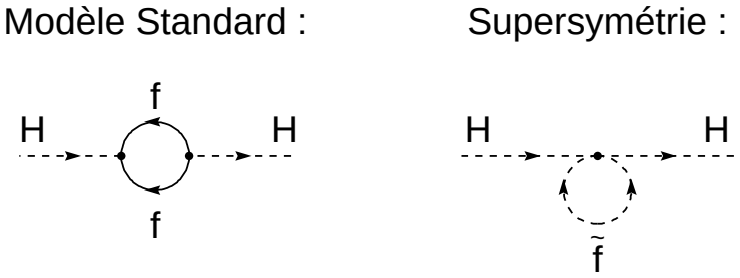


FIG. 2.2: *Corrections radiatives à la masse du Higgs. Exemple de corrections dans le cadre du Modèle Standard (à gauche), et dans le cadre de la SUSY (à droite).*

En prenant pour valeur de Λ_{cut} l'échelle de Planck ($\mathrm{E_{Planck}} \sim 10^{19}\,\mathrm{GeV}$), ou l'échelle de Grande Unification ($\mathrm{E_{GUT}} \sim 10^{16}\,\mathrm{GeV}$), on obtient une correction bien plus importante que la

[3] On trouvera une bonne introduction aux corrections radiatives dans la référence [50].

valeur physique $m_H \sim \mathcal{O}(100\ \mathrm{GeV}/c^2)$. En effet, en notant m_0 la masse nue du Higgs et m_H la masse renormalisée, on obtient :

$$m_{\mathrm{H}}^2 = m_0^2 + \delta m_{\mathrm{H}}^2 = m_0^2 - \lambda^2 \Lambda_{\mathrm{cut}}^2 \tag{2.2}$$

Il faut donc que les deux termes de droite de l'équation 2.2 se compensent pour donner la masse m_{H}, dont la valeur est de nombreux ordres de grandeur plus faible : on parle d'ajustement fin ("fine-tuning") ou de non-naturalité de la masse du Higgs.

Une solution à ce problème est apportée par la Supersymétrie. En effet, comme indiqué ci-après, celle-ci associe à chaque fermion du modèle standard un boson (et vice-versa). On a donc pour chaque diagramme précédent son équivalent avec une boucle de fermions (ou bosons) qui a un signe opposé (voir figure 2.2) et permet d'annuler la divergence quadratique. On obtient :

$$\delta m_H^2 \propto \lambda^2 \mid m_b^2 - m_f^2 \mid \tag{2.3}$$

Le problème de naturalité se trouve donc résolu par l'adjonction de super-partenaires aux particules existantes. Il est à noter que la masse des superpartenaires ne doit pas être trop grande ($M_{susy} \lesssim 1\ \mathrm{TeV}/c^2$) afin que le problème de naturalité ne réapparaisse pas .

2.3 Extensions supersymétriques du Modèle Standard

De nombreuses théories ont été avancées (condensats $\mathrm{t\bar{t}}$, technicouleur, ..) comme extensions possibles du Modèle Standard. Il semble, à l'heure actuelle, que les théories supersymétriques soient les plus prometteuses.

La **SU**per**SY**métrie (SUSY) a été introduite initialement comme une structure algébrique faisant intervenir N générateurs Q_α de spin $\frac{1}{2}$. Ces spineurs de Majorana modifient le spin d'une demie unité et associent donc à chaque boson un fermion (et vice-versa).

$$Q_\alpha \mid S >= \mid S \pm \frac{1}{2} > \tag{2.4}$$

Ils forment une algèbre graduée vérifiant les relations suivantes :

$$[Q_\alpha, \mathrm{M}^{\mu\nu}] = i(\sigma^{\mu\nu})_\alpha^\beta Q_\beta \tag{2.5}$$
$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = 0 \tag{2.6}$$
$$[Q_\alpha, \mathrm{P}^\mu] = 0 \tag{2.7}$$
$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = -2(\gamma_\mu)_{\alpha\beta}\mathrm{P}^\mu \tag{2.8}$$

où $\mathrm{M}^{\mu\nu}$ et P^μ sont respectivement les rotations et les translations dans l'espace-temps.

La relation 2.5 implique que Q_α est un spineur, la relation 2.7 que la supersymétrie laisse P invariant. Il semble donc exister une dégénérescence de masse entre membres du supermultiplet. Les supermutiplets de la SUSY doivent donc contenir un nombre égal de degrés de libertés fermioniques et bosoniques. La relation 2.8 indique qu'une combinaison linéaire des spineurs

Q_α, c'est-à-dire d'opérateurs n'agissant que sur le spin, est équivalente à l'action de l'opérateur P^μ qui n'agit que sur les variables d'espace-temps. La gravitation est ainsi naturellement incluse dans les théories supersymétriques.

On peut noter qu'il existe de nombreuses théories SUSY, suivant le nombre N de générateurs par exemple. Dans la suite on considérera le modèle supersymétrique minimal qui ne possède qu'un seul générateur Q et qui est le seul modèle présentant un réel caractère prédictif lui permettant d'être confronté aux résultats expérimentaux.

Dans un premier temps, les superpartenaires ont été recherchés parmi les particules existantes. En particulier, si la SUSY était une symétrie exacte de la nature, un boson de 511 keV aurait dû être observé, au même titre que l'électron. Il est donc nécessaire de supposer que la SUSY est une symétrie brisée, ce qui implique de doubler le nombre de particules existantes et d'introduire un super-partenaire pour chaque particule :

- Les fermions sont associés à des super-bosons de spin 0 (quark et lepton scalaires ou squark et slepton),
- Les bosons sont associés à des super-fermions de spin 1/2 (photino, jaugino et gluino)[4].

La dénomination a été introduite par P. Fayet en 1977 [51], suite à l'impossibilité de trouver parmi les particules *ordinaires* le partenaire supersymétrique du photon. Le neutrino ayant constitué l'un des premiers candidats, ce superpartenaire a été appelé le "photonic neutrino" : le *photino*.

Il convient de souligner que chaque quark et lepton chargé est en fait associé à deux partenaires de spin 0, collectivement notés $\tilde{q}$ et $\tilde{\ell}$ dans le tableau 2.1, alors que le neutrino gauche ν_{L} est associé à un seul neutrino $\tilde{\nu}$.

Par ailleurs, la SUSY nécessite l'introduction d'un deuxième doublet de Higgs. En effet, dans ce cadre un seul doublet de Higgs ne peut donner la masse à la fois aux quarks "up" (isospin +1/2) d'une part, et aux leptons et quarks "down" (isospin -1/2) d'autre part [52]. Avec deux doublets de champs scalaires complexes, il existe donc huit degrés de liberté, dont trois sont absorbés pour donner la masse aux W^+, W^- et Z^0. Il reste donc 5 bosons de Higgs :

- un pseudo-scalaire A.
- deux scalaires neutres h et H (avec $m_h \leq m_H$).
- deux scalaires chargés H^+ et H^-.

2.3.1 Le modèle supersymétrique minimal (MSSM)

Le modèle minimal[5] (MSSM : Minimal Supersymmetric Standard Model) est défini par l'adjonction d'un superpartenaire à chaque particule existante, les interactions demeurant celles du groupe de jauge du Modèle Standard : $\mathrm{SU(3)}_C \times \mathrm{SU(2)}_L \times \mathrm{U(1)}_Y$.

Dans ce modèle, on a donc un groupe de jauge minimal (celui du modèle standard) et un contenu minimal en particules. Les partenaires des bosons de jauge de l'interaction électrofaible sont en fait le wino ($\widetilde{W}$) et le bino ($\widetilde{B}$), les partenaires supersymétriques des B et W^3, les champs de jauge qui, lors de la brisure de l'invariance électrofaible, se combinent pour donner

[4] On peut également y ajouter le gravitino, le partenaire supersymétrique de spin $3/2$ du graviton.

[5] On trouvera une bonne introduction au MSSM dans la référence [53].

	spin 1	spin 1/2	spin 0
Particules			
Bosons de jauge	gluons g photon γ $W^{\pm}$, Z^0		
Fermions		leptons ℓ quarks q	
Higgs			$H^{\pm}$, h, A, H
Super-Partenaires			
Jauginos		gluinos $\tilde{g}$ $\widetilde{W}^{\pm}$, $\widetilde{B}$, $\widetilde{W}$	
s-fermions			sleptons $\tilde{\ell}$ squarks $\tilde{q}$
Higgsino		$\widetilde{H}^0_{1,2}$, $\widetilde{H}^{\pm}$	

TAB. 2.1: *Contenu en particules du MSSM. Les particules "ajoutées" par rapport au modèle standard sont les cinq bosons de Higgs et les super-partenaires.*

le γ et le Z^0. Ils ne sont pas états propres de la matrice de masse, et se combinent donc avec les Higgsinos chargés pour donner deux charginos ($\widetilde{\chi}^{\pm}_i$) et avec les Higgsinos neutres pour donner quatre neutralinos[6] ($\widetilde{\chi}^0_i$).

$$\widetilde{\chi}^0_i = a_i\widetilde{B} + b_i\widetilde{W} + c_i\widetilde{H}^0_1 + d_i\widetilde{H}^0_2 \quad i = 1...4$$

$$\widetilde{\chi}^{\pm}_i = a_i\widetilde{W}^{\pm} + b_i\widetilde{H}^{\pm} \quad i = 1,2$$

L'introduction de nouveaux bosons de spin 0 risquant d'apporter de nouvelles interactions portées par les squarks et les sleptons, il semble nécessaire d'interdire des couplages de Yukawa directs entre les sfermions et les fermions, ceux-ci ne conservant pas les nombres leptonique (L) et baryonique (B). Pour cela, on introduit un nombre quantique multiplicatif, pour chaque particule, la R-parité :

$$\mathrm{R_p} = (-1)^{3(\mathrm{B-L})+2\mathrm{S}}$$

où B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique et S le spin de la particule concernée.

Les particules sont ainsi caractérisées par $\mathrm{R_p} = +1$, et leurs superpartenaires par $\mathrm{R_p} = -1$. Dans le cas où la R-parité est conservée (il existe des théories avec violation de $\mathrm{R_p}$), les conséquences sont les suivantes :

1. La production de particules supersymétriques se fait par paires,
2. Une particule SUSY se désintègre en un nombre impair de particules supersymétriques,

[6]Comme on le verra, le neutralino le plus léger ($\widetilde{\chi}^0_1$) constitue un excellent candidat à la matière sombre non-baryonique. Par souci d'alléger les notations et par abus de langage, on notera cette particule : LE neutralino $\widetilde{\chi}$.

3. La particule supersymétrique la plus légère (Lightest Susy Particle : LSP) est stable.

Étant massive et ayant une interaction faible avec la matière ordinaire, la LSP entre dans la catégorie des WIMPs, et contribue à ce titre de manière naturelle à $\Omega_{\mathrm{M}} = \mathcal{O}(1)$ (cf. sec. 1.5.2). Ainsi, la supersymétrie, introduite par des considérations éloignées des problèmes cosmologiques, fournit un candidat naturel à la matière sombre.

Comme indiqué précédemment, la SUSY est nécessairement une symétrie brisée. L'approche la plus naturelle consiste à considérer une brisure spontanée. Celle-ci n'est cependant pas satisfaisante phénoménologiquement car elle ne permet pas d'obtenir un spectre de masses réaliste. Il faut donc considérer une brisure *explicite* de la SUSY, ce qui suppose d'introduire "à la main" des termes dans le Lagrangien qui brisent explicitement cette symétrie. On parle de brisure *douce* car ces termes ne doivent pas générer de divergences quadratiques (cf. 2.2).

Il existe en fait deux types de brisure explicite de la supersymétrie, suivant le type de messager communicant la brisure au secteur visible. Dans le cas où la brisure est propagée par les bosons de jauge (GMSB : Gauge Mediated SUSY Breaking), la LSP est généralement le gravitino. Au contraire, si la brisure est propagée par la gravité (SUGRA), la LSP est le plus léger des neutralinos. C'est dans ce cadre que se place la suite de cette thèse.

Cette procédure conduit à introduire un nombre phénoménal de paramètres libres (124 !) qui limitent considérablement le pouvoir prédictif d'un modèle SUSY non-contraint. Afin d'obtenir un modèle phénoménologiquement viable, il est donc nécessaire de faire quelques hypothèses simplificatrices qui conduisent à des modèles plus simples.

2.3.2 Le modèle MSSM phénoménologique

Afin d'obtenir un modèle phénoménologiquement viable, i.e. contenant un nombre de paramètres libres suffisamment faible pour conserver un pouvoir prédictif, le modèle MSSM phénoménologique (pMSSM) est souvent utilisé[7]. Il repose sur trois hypothèses : **a)** pas de nouvelles sources de violation CP, **b)** pas de courants neutres changeant la saveur et **c)** universalité de la première et seconde génération.

Les deux premières conditions reviennent en fait à imposer que les matrices de masse de scalaires et des couplages trilinéaires soient diagonales et réelles, permettant ainsi de réduire fortement le nombre de paramètres libres. La troisième condition impose une universalité de masse entre les deux premières générations de fermions, ce qui limite à cinq masses pour ces deux générations. De plus, les couplages trilinéaires pour ces deux générations, sont supposés égaux et pris à une valeur nulle [53]. Ce modèle repose sur 19 paramètres libres :

- M_A : la masse du boson de Higgs pseudo-scalaire,
- $M_{1,2,3}$: les paramètres de masse des jauginos,
- μ : le paramètre de masse des Higgsinos,
- $\tan\beta$: le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs,
- 5 masses de la première/seconde génération,

[7] On conserve ici, la terminologie de la référence [53] dont ce paragraphe est largement inspiré.

- 5 masses de la troisième génération,
- $A_{t,b,\tau}$: les trois couplages trilinéaires de la troisième génération.

On peut noter qu'il existe de nombreuses variantes à ce modèle, en particulier en considérant (ou non) des masses unifiées pour les différentes générations de fermions. L'un de ces modèles, utilisé dans le code DarkSUSY sera présenté à la section 2.5.

2.3.3 Le modèle mSUGRA

Afin de limiter le nombre de paramètres libres, des hypothèses d'universalité à l'échelle de la grande unification sont souvent utilisées[8]. Elles sont naturelles (mais pas obligatoires) si l'on considère une brisure SUSY dans un secteur caché communiquant au secteur visible par le biais de la gravitation. Les conditions imposées dans le cadre du modèle mSUGRA (**m**inimal **SU**per**GR**Avity) sont les suivantes :

- Unification des masses des jauginos à l'échelle de la grande unification ($E_{\rm GUT}$) :

$$M_1(E_{\rm GUT}) = M_2(E_{\rm GUT}) = M_3(E_{\rm GUT}) \equiv m_{1/2} \tag{2.9}$$

  En utilisant les équations du groupe de renormalisation, on obtient les relations suivantes à l'échelle électrofaible ($100\,\mathrm{GeV}$) :

$$M_i = \frac{\alpha_i(M_Z)}{\alpha(E_{\rm GUT})} \times m_{1/2} \tag{2.10}$$

  et en particulier la relation suivante :

$$M_1 = \frac{5}{3}\tan^2\theta_W \simeq \frac{1}{2}M_2 \tag{2.11}$$

- Unification des masses des scalaires (sfermions ($\tilde{f}$) et Higgs) :

$$M_{\tilde{f}}(E_{\rm GUT}) = M_H(E_{\rm GUT}) \equiv m_0 \tag{2.12}$$

- Universalité des couplages trilinéaires :

$$A_u(E_{\rm GUT}) = A_d(E_{\rm GUT}) = A_t(E_{\rm GUT}) \equiv A_0 \tag{2.13}$$

À l'échelle $E_{\rm GUT}$, le secteur supersymétrique est également décrit par le couplage bilinéaire (B) et le paramètre de masse μ des Higgsinos. En imposant la brisure électrofaible de la SUSY (ElectroWeak SUSY Breaking, EWSB), seul le signe de μ demeure un paramètre libre[9]. Ainsi, le modèle mSUGRA est caractérisé par les cinq paramètres suivants :

$$m_{1/2}, m_0, A_0, \tan\beta, signe(\mu) \tag{2.14}$$

où $\tan\beta$ est le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs.

Les masses des scalaires et des jauginos à l'échelle électrofaible sont obtenues en utilisant leurs valeurs à l'échelle $E_{\rm GUT}$ et les équations du groupe de renormalisation. Le faible nombre de paramètres libres de ce modèle en fait un modèle phénoménologiquement très intéressant. Il est donc utilisé pour la comparaison avec les résultats expérimentaux.

[8] Cette section est inspirée de [53], où l'on trouvera une description plus complète du modèle mSUGRA.

[9] EWSB impose deux conditions de minimisation au potentiel de Higgs, qui peuvent être résolues pour B et $|\mu|$. On trouvera plus de détails dans [53].

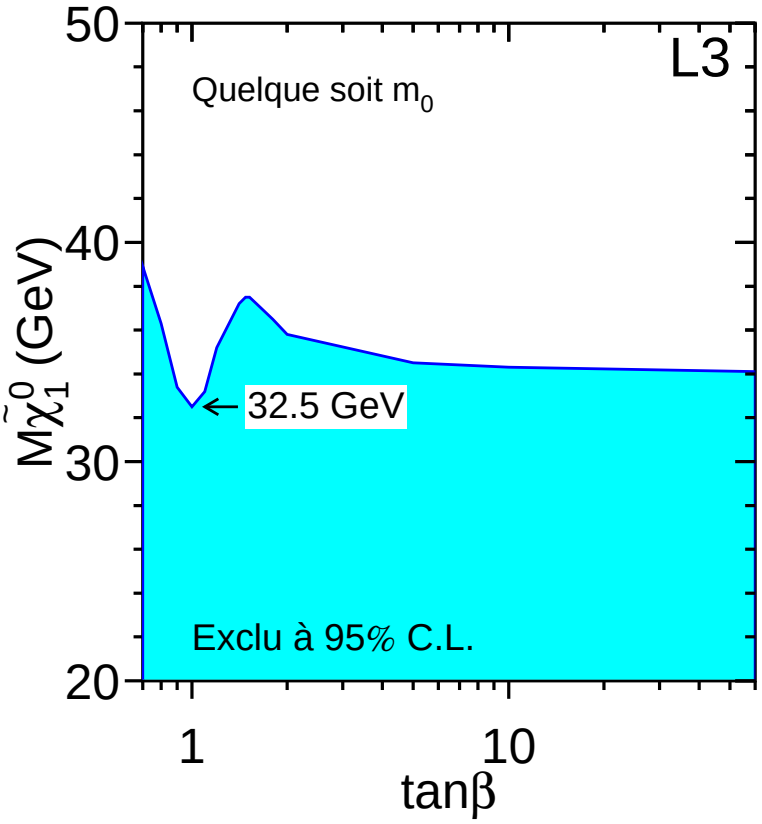


FIG. 2.3: *Limites expérimentales sur la masse du $\widetilde{\chi}_1^0$, en fonction de $\tan\beta$, quelque soit la valeur de m_0, pour $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ et une luminosité intégrée de $176\,\mathrm{pb}^{-1}$. Figure extraite de [54].*

2.3.4 LSP et Neutralino

Comme nous l'avons vu précédemment, la LSP constitue un excellent candidat à la matière sombre. En effet dans le cadre de la SUSY avec conservation de la R-parité, la LSP présente la propriété remarquable d'être stable. Il convient également qu'elle soit neutre de charge et de couleur. Des particules telles que le stau ou le stop sont donc exclues : s'il devait en exister en quantités importantes dans l'Univers, leur interaction avec les photons les rendrait facilement détectables. Le sneutrino ($\tilde{\nu}$), qui constituait l'un des premiers candidats, est également exclu car la limite inférieure sur sa masse [8] ($m_{\tilde{\nu}} > 41\,\mathrm{GeV}/c^2$) dérivée des contraintes sur la largeur invisible du Z^0 lui confère une densité relique beaucoup trop faible ($\Omega_{\tilde{\nu}} \sim 10^{-3}$).

En fait, dans la majeure partie de l'espace des paramètres SUSY, la LSP est le plus léger des quatre neutralinos ($\widetilde{\chi}_1^0$, noté $\widetilde{\chi}$ ci-après par simplicité).

Le neutralino étant la particule supersymétrique la plus légère, il ne peut être signé par ses produits de désintégration en particules *ordinaires*. Il est de surcroît neutre de charge et de couleur et échappe donc à toute détection directe auprès des accélérateurs. Des limites indirectes ont donc été dérivées des recherches de charginos et sleptons ou de la mesure de la largeur de

désintégration du Z^0. En effet, dans les collisionneurs e^+e^-, à la résonance du Z^0, on peut avoir la contribution suivante à la désintégration du Z^0 :

$$Z^0 \to \widetilde{\chi}_i^0 \widetilde{\chi}_j^0$$

Le signal attendu dépend de la nature des neutralinos produits. Dans le cas où il s'agit de deux neutralinos LSP ($\widetilde{\chi}_1^0$), on attend une contribution à la largeur invisible du Z^0. S'il s'agit d'un $\widetilde{\chi}_1^0$ et d'un neutralino plus lourd, le signal est caractérisé par de l'énergie manquante et un jet isolé[10]. La limite considérée (fig. 2.3.4) dans DarkSUSY est la suivante [54]:

$$M_{\widetilde{\chi}_1^0} \geq 32.5\,\mathrm{GeV}/c^2 \ (95\%\ \mathrm{CL}) \tag{2.15}$$

Cette contrainte a été obtenue par la collaboration L3, à une énergie $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ et avec une luminosité $176\ \mathrm{pb}^{-1}$, en combinant les recherches de sleptons (à petits m_0) et celles de neutralinos et charginos (à grand m_0). Elle est valable pour l'espace de paramètres suivant :

$$\begin{aligned} &0.7 \leq \tan\beta \leq 60 \\ &0 \leq M_2 \leq 2\ \mathrm{TeV} \\ &m_0 \leq 500\ \mathrm{GeV} \\ &|\,\mu\,| \leq 2\ \mathrm{TeV} \end{aligned} \tag{2.16}$$

c'est-à-dire la quasi totalité de l'espace SUSY étudié en sec. 2.5. Il s'agit de la limite considérée plus loin (sec. 2.4) et pour tous les résultats présentés ci-après[11].

2.4 Contraintes des expériences auprès des accélérateurs

Les mesures faites auprès des accélérateurs permettent de contraindre de manière importante la masse des particules SUSY. Nous ne reviendrons pas sur les contraintes accélérateurs sur la masse du $\widetilde{\chi}$, mais on insistera sur les exclusions imposées sur les autres masses ou rapports d'embranchement, en particulier celles considérées dans le code DarkSUSY (sec. 2.5) qui sera utilisé pour évaluer le taux d'événements dans MACHe3 (chap. 10). Ces exclusions sont essentiellement basées sur les résultats expérimentaux recensés dans [8].

La masse de toutes les particules SUSY est contrainte par les expériences au CERN ou au Fermilab. On trouvera une description plus complète dans [8, 53]. Le tableau 2.2 présente les limites inférieures[12] sur la masse des particules SUSY, avec les conditions considérées dans DarkSUSY.

• **Contrainte $b \to s\gamma$:**

Une importante contrainte peut être imposée par la valeur du rapport de branchement $B(b \to s\gamma)$ qui a été mesuré récemment[13] par la collaboration CLEO [58] :

[10] En général le deuxième $\widetilde{\chi}$ est trop lourd pour être produit à la résonance du Z^0 [43].

[11] On peut noter que les résultats récents de la collaboration ALPEH, à $\sqrt{s} = 202\,\mathrm{GeV}$, excluent une masse inférieure à $37\,\mathrm{GeV}/c^2$ [55].

[12] À ces exclusions, il convient d'ajouter les contraintes sur la largeur invisible du Z [56]. Il est également à noter que ces exclusions ont été améliorées avec la dernière année de fonctionnement du LEP à $\sqrt{s} = 208\,\mathrm{GeV}$.

[13] La valeur citée est celle de [59] pour laquelle les erreurs publiées dans [58] ont été ajoutées en quadrature.

Particule	**Sélection**	**Condition**	**Expérience**	**Réf.**
Chargino	$\mathrm{M}(\widetilde{\chi}^{\pm}) \geq 67.7\ \mathrm{GeV}/c^2$		L3	[8]
	$\mathrm{M}(\widetilde{\chi}^{\pm}) \geq 88.4\ \mathrm{GeV}/c^2$	$\Delta\mathrm{M} > 3, \tan\beta > 1$	DELPHI	[8]
Gluino	$\mathrm{M}(\tilde{g}) \geq 173\ \mathrm{GeV}/c^2$		CDF	[8]
Higgs A^0	$\mathrm{M}(A^0) \geq 84.1\ \mathrm{GeV}/c^2$		DELPHI	[8]
Higgs h^0	cf. fig.10 de [57]		ALEPH	[57]
Squark $\tilde{q}$	$\mathrm{M}(\tilde{q}) \geq 92\ \mathrm{GeV}/c^2$	$\Delta\mathrm{M} > 10$	ALEPH (189 GeV)	[8]
	$\mathrm{M}(\tilde{q}) \geq 224\ \mathrm{GeV}/c^2$	$\mathrm{M}(\tilde{g}) \leq \mathrm{M}(\tilde{q})$	CDF avec cascades	[8]
Sleptons $\tilde{\ell}$	$\mathrm{M}(\tilde{e}) \geq 87.1\ \mathrm{GeV}/c^2$	$\Delta\mathrm{M} > 5$	OPAL	[8]
	$\mathrm{M}(\tilde{\mu}) \geq 82.3\ \mathrm{GeV}/c^2$	$\Delta\mathrm{M} > 3$	OPAL	[8]
	$\mathrm{M}(\tilde{\tau}) \geq 81\ \mathrm{GeV}/c^2$	$\Delta\mathrm{M} > 8$	OPAL	[8]
Sneutrinos $\tilde{\nu}_i$	$\mathrm{M}(\tilde{\nu}_i) \geq 43.7\ \mathrm{GeV}/c^2$	$\forall i$	LEP	[8]
Neutralino LSP	$\mathrm{M}(\widetilde{\chi}_1^0) \geq 32.5\ \mathrm{GeV}/c^2$	cf. Sec. 2.3.4	L3 (189 GeV)	[8]
Neutralino ($\widetilde{\chi}_i^0$)	$\mathrm{M}(\widetilde{\chi}_2^0) \geq 55.9\ \mathrm{GeV}/c^2$	$\Delta\mathrm{M} \geq 10$ et $\tan\beta > 1.5$	OPAL	[8]
($i \geq 2$)	$\mathrm{M}(\widetilde{\chi}_3^0) \geq 106.6\ \mathrm{GeV}/c^2$	$\Delta\mathrm{M} \geq 10$ et $\tan\beta > 1.5$	OPAL	[8]
	$\mathrm{M}(\widetilde{\chi}_4^0) \geq 55.9\ \mathrm{GeV}/c^2$		OPAL	[8]
$b \to s\gamma$	$10^{-4} \leq \mathrm{B} \leq 4 \times 10^{-4}$		CLEO	[58]

TAB. 2.2: *Exclusions accélérateurs considérées pour les calculs de Matière Sombre SUSY.* $\Delta\mathrm{M}$ *fait référence à la différence de masse entre la sparticule* i *et le* $\widetilde{\chi}$ *. Il s'agit des contraintes considérées dans DarkSUSY [56].*

$$B(b \to s\gamma) = (3.15 \pm 0.54) \times 10^{-4}$$

Ce résultat est en bon accord avec la prédiction du modèle standard : $B = (3.28 \pm 0.33) \times 10^{-4}$.

Dans le cadre de la SUSY, des contributions supplémentaires entrent en jeu. Il s'agit essentiellement d'une boucle de Higgs chargés, qui contribue de manière constructive ou d'une boucle de chargino-stop qui contribue de manière destructive. Ce type de mesure est donc assez contraignant pour la supersymétrie et est intégré aux exclusions accélérateurs. Afin de tenir compte de ce phénomène, tout en n'étant pas trop restrictif, on impose que ce rapport de branchement soit, pour chaque modèle SUSY, dans l'intervalle suivant :

$$10^{-4} \leq \mathrm{B}(\mathrm{b} \to \mathrm{s}\gamma) \leq 4 \times 10^{-4} \tag{2.17}$$

• **Moment magnétique anormal du muon :**

Le moment magnétique anormal du muon $a_\mu \equiv (g_\mu - 2)/2$ a été mesuré récemment par la collaboration E821 [60]. La valeur mesurée est en désaccord par $2.6\,\sigma$ avec la prédiction

du modèle standard. Cela peut donc constituer un signe en faveur d'une nouvelle physique au-delà du modèle standard. Les contributions possibles de particules supersymétriques sont essentiellement à l'arbre : une boucle de chargino-sneutrino ou une boucle de neutralino-smuon.

Il est à noter que ce type d'exclusion n'est pas pris en compte dans DarkSUSY.

2.5 Le code DarkSUSY

Cette section présente brièvement le code DarkSUSY [56] développé par P. Gondolo *et al.* et rendu public à la fin de l'année 2000. Il permet à partir d'un jeu de paramètres du modèle, de calculer le spectre de masses SUSY, c'est-à-dire toutes les masses et tous les couplages.

Le modèle SUSY utilisé [6] est en fait un modèle "hybride" entre les modèles mSUGRA et MSSM phénoménologique. Au modèle pMSSM, s'ajoute une hypothèse d'universalité à l'échelle de grande unification (identique à celle du modèle mSUGRA, eq. 2.11), ainsi qu'une unification des masses des scalaires. Ce type de modèle ne nécessite pas d'équation du groupe de renormalisation (RGE), les paramètres étant choisis à l'échelle électrofaible. Les paramètres libres de ce modèle sont donc :

$$\mu,\ \mathrm{M}_2,\ \tan\beta,\ \mathrm{M}_A,\ m_0 \text{ et } A_{b,t} \tag{2.18}$$

où m_0 est la masse commune aux scalaires, les autres paramètres ont été définis précédemment (sec. 2.3.2 et 2.3.3).

Les études SUSY présentées ci-après (chap. 10) ont été menées dans ce cadre, et avec ce code[14]. Un large balayage des paramètres libres a été effectué. Hormis les couplages trilinéaires pris à une valeur nulle[15], les cinq autres paramètres ont été balayés sur une grande plage de valeurs, avec un nombre de pas variable (cf. tab 2.3). Le nombre total de modèles[16] testés est de l'ordre de 2×10^6, ce qui permet de couvrir un grand nombre de cas et de présenter une étude relativement exhaustive dans le cadre de ce modèle.

Paramètre	Minimum	Maximum	Nombre de pas
$\lvert\mu\rvert$ (GeV)	50	1000	100 (+/-)
M_2 (GeV)	50	1000	100
m_0 (GeV)	100	10^4	11
M_A (GeV)	100	1000	3
$\tan\beta$	3, 10 et 60		

TAB. 2.3: *Balayage des paramètres effectué pour l'étude phénoménologique (chap. 10).*

Les exclusions imposées par les expériences auprès des accélérateurs (sec. 2.4) sont ensuite prises en compte. Ne sont conservés que les modèles dans lequel la LSP est le neutralino.

Pour les modèles non-exclus, la densité relique est calculée et confrontée aux valeurs imposées par la cosmologie (nucléosynthèse primordiale et inflation). Enfin, ce code permet de

[14] La version utilisée est : 3.14.01-beta, quelques "bugs" ont été corrigés (exclusion sur la masse du Higgs).

[15] Le modèle étudié constituant donc une sous-classe du modèle présenté.

[16] Dans ce cadre et dans toute la suite, on défi nit *un modèle SUSY* comme un jeu de paramètres donné.

calculer les sections efficaces intervenant dans les évaluations des taux d'événements pour la détection directe et indirecte. On peut souligner que l'on considère dans toute la suite les hypothèses suivantes : **a)** Le neutralino le plus léger est la LSP. Si cela ne devait pas être le cas, dans un modèle SUSY donné, celui-ci serait exclu de la suite de l'analyse. **b)** Toute la matière sombre non baryonique est constituée de neutralinos (cf. 10.1).

2.6 Densité relique de neutralinos

Cette section présente l'évaluation de la densité relique (Ω_χ) de neutralinos, calculée à l'aide du code DarkSUSY. Cette évaluation sera utilisée dans toutes les estimations de flux et taux d'événements présentées ci-après (chap. 10). On s'intéressera tout d'abord au calcul proprement dit de la densité relique, puis à l'effet des coannihilations.

• **Calcul de la densité relique Ω_χ :**

Une première estimation de la densité relique a été présentée en 1.5. Nous avons vu que de manière générique, une particule massive interagissant faiblement, possède de manière naturelle une densité relique *de l'ordre de 1*, c'est-à-dire susceptible de constituer la matière sombre non-baryonique. Nous allons voir ici une évaluation plus complète de Ω_χ, celle qui est utilisée dans le code DarkSUSY. La densité n_i est obtenue en résolvant numériquement l'équation de Boltzmann pour chaque χ_i :

$$\begin{aligned}\frac{dn_i}{dt} = &-3\mathrm{H}n_i - \sum_j < \sigma_{ij} v_{ij} > (n_i n_j - n_i^{eq} n_j^{eq}) \\ &- \sum_{j\neq i} \left[< \sigma'_{Xij} v_{ij} > (n_i n_X - n_i^{eq} n_X^{eq}) - < \sigma'_{Xji} v_{ij} > (n_j n_X - n_j^{eq} n_X^{eq}) \right] \\ &- \sum_{j\neq i} \left[\Gamma_{ij}(n_i - n_i^{eq}) - \Gamma_{ij}(n_j - n_j^{eq}) \right] \end{aligned} \tag{2.19}$$

où les termes de droite sont respectivement : la diminution de la densité n_i avec l'expansion de l'Univers, celle due à l'annihilation (ou coannihilation pour $j \neq i$), σ_{ij} étant la somme sur les états finaux, puis celle due à la conversion ($\chi_i X \longrightarrow \chi_j Y$) avec σ'_{Xij} la somme sur les états finaux Y et enfin le dernier terme (en Γ) tient compte de la désintégration de la particule χ_i.

• **Coannihilations :**

Le phénomène de coannihilation a été étudié dès 1984 par P. Binétruy, G. Girardi et P. Salati [61]. Il s'agit de l'interaction du $\widetilde{\chi}$ avec la deuxième particule SUSY la plus légère (NLSP : Next to Lightest Susy Particle). Si la différence de masse entre ces 2 particules est faible, les coannihilations peuvent jouer un rôle très important dans l'évaluation de la section efficace d'annihilation σ_{ann} et donc pour le calcul de la densité relique Ω_χ.
Les différents canaux à prendre en compte, en fonction de la nature de la NLSP sont :

- $\tilde{\chi}_i^0\ \tilde{\chi}_j^0 \longrightarrow \mathrm{W}^+\ \mathrm{W}^-\ ,\ \mathrm{Z}^0\ \mathrm{Z}^0\ ,\ f\ \bar{f}\ ,\ ...$
- $\tilde{\chi}_i^0\ \tilde{\chi}_j^\pm \longrightarrow \mathrm{W}^\pm\ \mathrm{Z}^0\ ,\ \gamma\ \mathrm{W}^\pm\ ,\ f\ \bar{f}'\ ,\ ...$
- $\tilde{\chi}_i^\pm\ \tilde{\chi}_j^\pm \longrightarrow \mathrm{W}^+\ \mathrm{W}^-\ ,\ \mathrm{Z}^0\ \mathrm{Z}^0\ ,\ f\ \bar{f}\ ,\ \gamma\ \gamma\ ,\ ...$

C'est-à-dire, respectivement, la coannihilation de la LSP avec un autre neutralino ou un chargino, de même que les coannihilations entre charginos, ce qui suppose que le spectre de masse est assez dégénéré, le neutralino et deux charginos se trouvant avoir une masse proche.

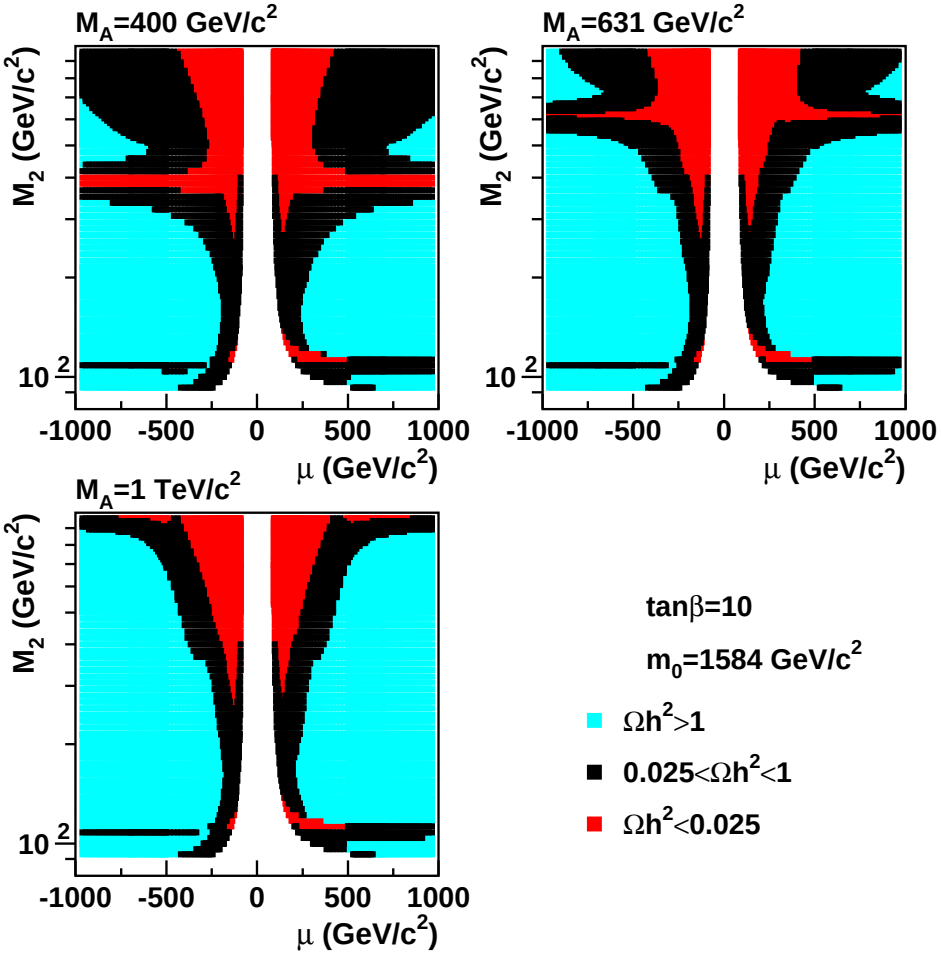


FIG. 2.4: *Densité relique (Ω_χ) pour différentes valeurs des paramètres SUSY. Les trois figures présentent les plans (M_2, μ), pour différentes valeurs de M_A. Les régions blanches sont exclues par les expériences sur accélérateurs. Les autres régions correspondent à différentes valeurs de Ω_χ. La résonance du boson A peut être observée pour $M_2 \simeq M_A$.*

De manière générale, ces canaux jouent un rôle important pour des masses de neutralino élevées, i.e. dans des régions où la section efficace d'annihilation a tendance à être faible, ce qui implique une densité relique trop importante pour être en accord avec les observations cosmologiques. L'inclusion des coannihilations dans le calcul de la densité relique permet donc, entre autres, de ne pas surestimer la densité relique dans certaines régions de l'espace des paramètres ; et donc de rendre ces régions cosmologiquement viables. Il a également été montré récemment que la coannihilation entre le neutralino et un stop léger ($\tilde{\chi}^0\ \tilde{t}_1$) [62], ainsi que la coannihilation entre le neutralino et un stau ($\tilde{\chi}^0\ \tilde{\tau}$) [63] devaient également être pris en compte. Dans le code DarkSUSY [56], utilisé pour les études présentées au chapitre 10, les coannihilations évoquées précédemment sont incluses (sauf $\tilde{\chi}$-stau et $\tilde{\chi}$-stop).

A titre d'exemple, la figure 2.4 présente la densité relique pour différentes régions de l'espace de paramètres SUSY. Dans ce cas, l'annihilation par échange dans la voie s d'un boson de Higgs pseudo-scalaire A est l'un des canaux dominants.

On s'attend à ce que la densité relique chute pour $\mathrm{M}_2 \simeq \mathrm{M}_\mathrm{A}$. La masse du neutralino étant $\mathrm{M}_\chi \simeq \frac{1}{2}\mathrm{M}_2$, la section efficace d'annihilation présente donc une résonance due aux diagrammes avec un échange de A (fig. 2.5). La densité relique sera donc faible pour $\mathrm{M}_2 \simeq \mathrm{M}_\mathrm{A}$ ce qui est observé sur la figure 2.4.

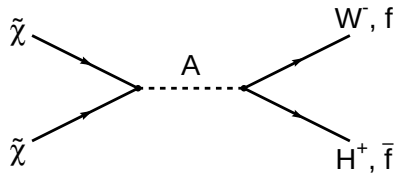


FIG. 2.5: *Diagramme de Feynman pour l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ par échange d'un boson de Higgs pseudo-scalaire (A).*

• **Conditions sur la densité relique :**

L'évaluation de la densité relique est l'un des points fondamentaux pour la phénoménologie de la matière sombre supersymétrique.

Étant donné le nombre de paramètres libres (cinq dans notre cas), l'espace des paramètres SUSY non-exclus par les accélérateurs peut être extrêmement large, ce qui implique une densité relique pouvant varier sur plusieurs ordres de grandeurs (figure 2.6). Afin de conserver seulement des modèles *viables cosmologiquement*, i.e. donnant une densité relique de l'ordre de grandeur de celle prédite par la cosmologie (chap. 1), on considèrera donc l'intervalle suivant :

$$0.025 \leq \Omega_\chi h^2 \leq 1 \tag{2.20}$$

La limite inférieure est imposée pour que la densité de neutralinos soit au moins supérieure à celle de la matière baryonique, et la limite supérieure afin que les $\widetilde{\chi}$ ne présentent pas une densité supérieure à celle de l'Univers ($\Omega_{\mathrm{tot}} = 1$). On peut cependant noter que les conditions imposées à la fois par la théorie de l'inflation et les mesures du CMB portent sur Ω et non sur $\Omega\mathrm{h}^2$. Le fait de prendre $\Omega\mathrm{h}^2$ rend la condition (2.20) un peu moins contraignante. Ce choix de l'intervalle de *compatibilité* avec la cosmologie est identique à celui considéré par plusieurs auteurs, notamment [64].

La figure 2.6 présente la densité relique en fonction de la masse du neutralino, obtenue à l'aide de DarkSUSY dans le cadre du modèle présenté à la section 2.5. On peut constater que de nombreux modèles SUSY fournissent une densité relique très éloignée de l'intervalle considéré (2.20) et sont donc exclus dans les études présentées au chapitre 10. Comme on peut le constater sur la figure 2.4, la zone permise à la fois par les contraintes de la cosmologie et celles de la physique des particules, est dans le cas présenté assez restreinte. Nous verrons par la suite, que des tests de ces modèles sont accessibles aux expériences de détection directe ou indirecte de matière sombre.

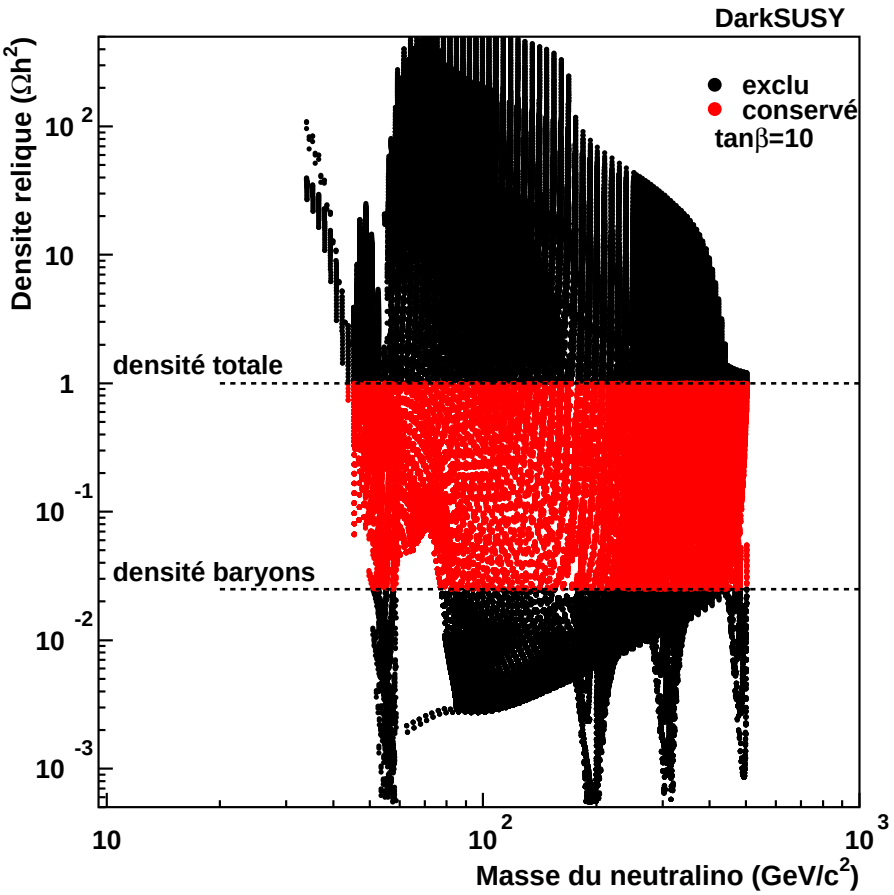


FIG. 2.6: *Densité relique (Ω_χ) en fonction de la masse du neutralino (M_χ) pour les modèles présentés à la section 2.5, dans le cas particulier où* $\tan\beta = 10$. *La région* cosmologiquement viable *est indiquée par les deux lignes horizontales. La coupure à* $\mathrm{M}_\chi \simeq 500\ \mathrm{GeV}/c^2$ *est due au balayage effectué.*

Finalement, la figure 2.6 illustre l'avenir proche de ce domaine. En effet, dans les prochaines années, la découverte de particules supersymétriques est espérée, en particulier à la suite de la mise en fonctionnement du LHC. La masse du neutralino pourrait être contrainte. En parallèle, le décollage de PLANCK devrait donner lieu à une mesure très précise de la densité de matière sombre non-baryonique. La combinaison de ces deux types d'information contraindra très fortement les modèles de matière sombre supersymétrique, (fig. 2.6), et donc les stratégies de détection envisageables.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu les arguments qui font de la particule supersymétrique la plus légère (le neutralino), un bon candidat à la matière sombre non-baryonique.

Il est remarquable qu'il soit prédit par la physique des particules pour des raisons indé-

pendantes de la problématique de la matière sombre et qu'il remplisse toutes les conditions nécessaires. Nous nous placerons par la suite dans l'hypothèse où la totalité du halo de notre Galaxie est constituée de neutralinos.

Le neutralino est recherché auprès des accélérateurs (CERN, Fermilab), mais également par des expériences dédiées à la recherche de matière sombre : la détection pouvant être *directe*, il s'agit alors de signer une interaction élastique dans le détecteur, ou *indirecte*, ce qui exige de rechercher les produits d'annihilation.

Les deux parties suivantes, présentent d'une part une contribution à la détection indirecte, à l'aide de l'étude du spectre d'antiprotons, et d'autre part un projet de nouveau détecteur pour la détection directe.

Finalement, la dernière partie est consacrée à la phénoménologie de la détection de $\widetilde{\chi}$ du halo galactique. On s'intéressera plus particulièrement au signal attendu dans MACHe3 et sa complémentarité avec les détecteurs existants, ainsi qu'au potentiel de découverte liée au spectre d'antiprotons.

Deuxième partie

Détection indirecte : AMS

Chapitre 3

Introduction à la détection indirecte

L'une des méthodes mise en œuvre pour signer la présence de neutralinos ($\widetilde{\chi}$) dans le halo galactique, consiste à rechercher ses produits d'annihilation. Celle-ci peut avoir lieu :

- **au centre de la Terre ou du Soleil :** on s'intéresse dans ce cas à l'annihilation en neutrinos que cherchent à détecter les télescopes à neutrinos (Amanda au pôle sud, Antares au large de Toulon). Ce type de détection sera développé au chapitre 10, lors de la comparaison entre les détections directe et indirecte.
- **dans le halo galactique :** l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ peut, dans ce cas, être mise en évidence par une composante exotique dans le spectre de rayons cosmiques mesuré par les expériences embarquées (AMS, BESS).

L'annihilation de $\widetilde{\chi}$ en matière ordinaire (quarks, leptons, bosons de jauge) peut être signée par une composante exotique dans le spectre de particules produites après hadronisation. Afin d'avoir une meilleure sensibilité, on s'intéresse aux particules les moins présentes dans le rayonnement cosmique : principalement les antiprotons ($\bar{p}$) et les positons (e^+). En effet, le rapport $\bar{p}/p$ varie entre $\sim 5 \times 10^{-6}$ à basse énergie cinétique ($\sim 200\,\mathrm{MeV}$) jusqu'à $\sim 10^{-4}$ à plus haute énergie ($\sim 3-4\,\mathrm{GeV}$) [65]. La fraction de positons $e^+/(e^+ + e^-)$ quant à elle, varie entre 0.05 et 0.01, sur la plage d'énergie d'intérêt pour la signature éventuelle de $\widetilde{\chi}$: entre 10 et $100\,\mathrm{GeV}$ [66].

Ces particules présentent donc la propriété d'être suffisamment rares dans le rayonnement cosmique pour qu'un excès puisse éventuellement être mis en évidence. On s'intéressera ci-après à l'annihilation en antiprotons.

3.1 Détection indirecte par étude du spectre de $\bar{p}$

Les premières mesures du spectre d'antiprotons cosmiques datent de la fin des années 70, et les premiers résultats semblaient indiquer une composante importante à basse énergie [67]. La première proposition d'utiliser le spectre d'antiprotons pour signer la présence de neutralinos dans le halo galactique a été faite par J. Silk en 1984 [68]. Depuis, de nombreux travaux ont été menés, à la fois sur la production d'antiprotons lors de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$, et aussi sur la composante qui contribue au bruit de fond, due à la spallation du rayonnement cosmique sur le milieu interstellaire.

3.1.1 Annihilation de $\widetilde{\chi}$ en $\bar{p}$

Parmi les diagrammes contribuant à l'annihilation de $\widetilde{\chi}$, ceux produisant directement une paire $q\bar{q}$ donnent lieu, après hadronisation, à une production d'antiprotons . La figure 3.1 résume les différents diagrammes contribuant, au premier ordre (à l'arbre), à l'état final $q\bar{q}$.

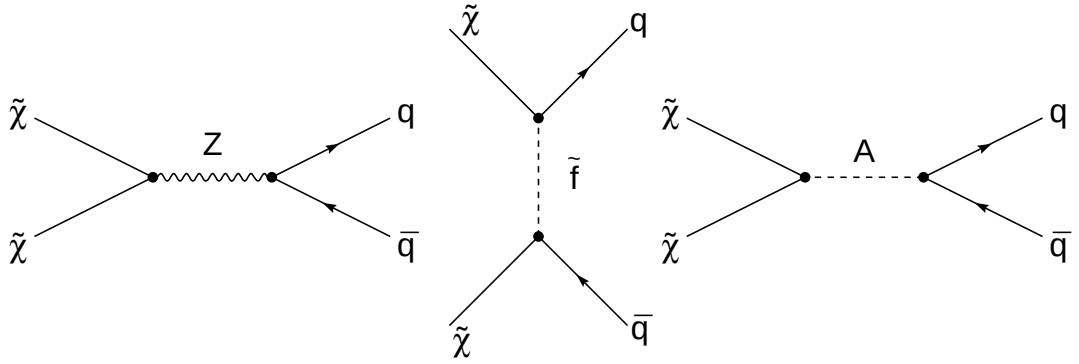


FIG. 3.1: *Diagrammes contribuant à l'annihilation* $\widetilde{\chi}\,\widetilde{\chi} \longrightarrow q\bar{q}$

À ces diagrammes, il faut ajouter ceux produisant des jets de quarks ou de gluons , après désintégration des produits d'annihilation [64] :

$$\widetilde{\chi}\,\widetilde{\chi} \longrightarrow W^+W^-,\ Z^0Z^0,\ \ell\bar{\ell},\ W^+H^-,\ Z^0H_1^0,\ Z^0H_2^0,\ H_1^0H_3^0,\ H_2^0H_3^0 \tag{3.1}$$

Il y a quelques années, la production de $\bar{p}$ dans les canaux gg et $q\bar{q}g$ avait été étudiée, suscitant une réévaluation du signal $\bar{p}$ "supersymétrique" [69]. Comme souligné dans [64], la contribution de ces canaux est en fait moins importante et ils ne seront donc pas considérés dans la suite.

Lors de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$, le taux de production ($\mathrm{q}_{\bar{p}}^{\mathrm{SUSY}}$) de $\bar{p}$ dépend non seulement de la section efficace d'annihilation (σ_{ann}), de la vitesse des neutralinos dans le halo (v), de l'hadronisation des quarks/gluons produits $g(\mathrm{T}_{\bar{p}})$, mais également du nombre de neutralinos dans le halo galactique ($\rho_\chi/\mathrm{M}_\chi$). Les neutralinos étant des fermions de Majorana, ils s'annihilent en paires. Le nombre de $\widetilde{\chi}$ dans le halo intervient donc de manière quadratique, rendant ce type de détection assez dépendant du modèle de halo choisi et de la densité du halo ρ_χ en particulier.
Le taux de production de $\bar{p}$ (par unité de temps, de volume et d'énergie) est ainsi donné par :

$$\begin{aligned} \mathrm{q}_{\bar{p}}^{\mathrm{SUSY}}(\mathrm{T}_{\bar{p}}) &= <\sigma_{ann}v> g(\mathrm{T}_{\bar{p}}) \times \Big(\frac{\rho_\chi}{\mathrm{M}_\chi}\Big)^2 \\ \text{avec } g(\mathrm{T}_{\bar{p}}) &= \sum_{\mathrm{F,h}} B_{\chi\mathrm{h}}^{\mathrm{F}} \times \frac{\mathrm{dN}_\chi^{\mathrm{h}}}{\mathrm{dT}_{\bar{\mathrm{p}}}} \end{aligned} \tag{3.2}$$

où M_χ est la masse du neutralino, ρ_χ et v respectivement leur vitesse et leur densité dans le halo et $g(\mathrm{T}_{\bar{p}})$ le spectre différentiel , i.e. la somme sur les états finaux (F) des distributions d'énergie des $\bar{p}$ générés lors de l'hadronisation ($\mathrm{dN}_\chi^{\mathrm{h}}/\mathrm{dT}_{\bar{\mathrm{p}}}$), pondérées par les différents rapports d'embranchement ($\mathrm{B}_{\chi\mathrm{h}}^{\mathrm{F}}$) en quarks ou gluons ($\mathrm{h}$).

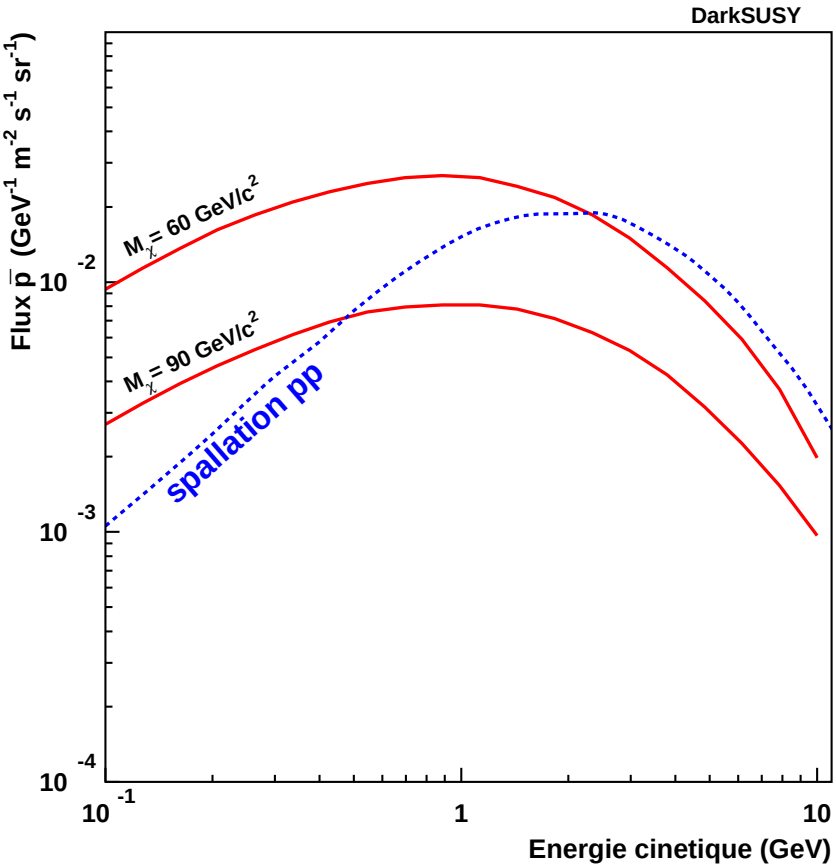


FIG. 3.2: *Exemple de spectres de $\bar{p}$ issus de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ du halo galactique : Flux au niveau de la Terre en fonction de l'énergie cinétique des $\bar{p}$. Les deux courbes en traits pleins sont issues d'un calcul mené avec DarkSUSY [56], celle en pointillés représente la contribution des antiprotons de spallation (réaction pp) [64] et a été modulée avec un paramètre de modulation $\phi = 500$ MV (cf. sec. 3.1.3) par G. Boudoul [70].*

Le spectre de $\bar{p}$ produits ne présente pas de caractéristique cinématique particulière à basse énergie. La figure 3.2 présente, à titre d'illustration, la contribution due à l'annihilation de $\widetilde{\chi}$, pour deux jeux de paramètres SUSY choisis pour l'exemple. On peut souligner que le spectre dépend de tous les paramètres SUSY et pas seulement de la masse[1] du $\widetilde{\chi}$. Comme nous le verrons au chapitre 10, une étude plus complète permet de montrer que le flux de $\bar{p}$ à basse énergie peut varier de plusieurs ordres de grandeurs en fonction des paramètres libres considérés.

Comme on peut le constater sur la figure 3.2, le flux est relativement constant à basse énergie, ce qui peut laisser espérer une éventuelle séparation par rapport à la contribution du bruit de fond. En fait, bien que relativement rares dans le rayonnement cosmique, les antiprotons "normaux" présentent néanmoins un flux non négligeable qu'il convient d'estimer précisément.

[1] On rappelle que la masse du neutralino n'est pas un paramètre libre du modèle. Elle est fixée par le jeu de paramètres libres choisi (cf. 2.5).

3.1.2 Composante "ordinaire" du spectre de $\bar{p}$ cosmiques

Le bruit de fond pour la recherche d'antiprotons issus de l'annihilation de neutralinos provient essentiellement des antiprotons du rayonnement cosmique. Par la suite, ceux-ci seront notés *secondaires* ou *composante ordinaire*, par opposition à la composante *exotique*, liée à la matière sombre non-baryonique.

La composante ordinaire des antiprotons du rayonnement cosmique provient de la spallation de protons du rayonnement cosmique sur les noyaux d'hydrogène du milieu interstellaire :

$$pp \rightarrow X + \bar{p} \tag{3.3}$$

où X indique les produits de la réaction, autres qu'un antiproton.

La conservation du nombre baryonique impose que la réaction seuil soit la production de $3\mathrm{p}$ en association de l'antiproton. Il existe ainsi une énergie minimale pour le proton incident : $\mathrm{E} = 7\,\mathrm{m}_p$, où m_p est la masse du proton. Le spectre d'antiprotons qui en résulte présente donc une caractéristique intéressante : le flux est supprimé à basse énergie, pour ces raisons cinématiques, et présente un maximum distinctif vers $2\,\mathrm{GeV}$.

Comme on peut le constater sur la figure 3.2, le flux de $\bar{p}$ provenant de la spallation pp chute fortement à basse énergie, typiquement en-dessous de $1\,\mathrm{GeV}$. Au contraire, le flux de $\bar{p}$ liés à l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ ne présente pas cette caractéristique : il demeure relativement plat dans la même plage d'énergie. Il semble donc qu'une déviation à basse énergie du spectre mesuré d'antiprotons cosmiques, puisse permettre de mettre en évidence la présence de $\widetilde{\chi}$ dans le halo galactique. Il s'agit en fait de l'idée de départ, qui a évolué au cours des années, suite à la réévaluation du spectre de $\bar{p}$ secondaires.

En résumé[2], l'idée initiale selon laquelle les antiprotons galactiques ne sont produits que par la réaction (3.3) est aujourd'hui contredite par les études récentes. L'amélioration de l'évaluation théorique du flux de $\bar{p}$ secondaires a essentiellement débuté avec le travail de Simon *et al.* [73]. Il a été montré que la prise en compte des réactions de spallation de protons sur les He du milieu interstellaire, revenait à peupler la région à basse énergie du spectre, celle-là même où le signal de neutralinos est attendu. Il s'agit de la réaction :

$$p\ \mathrm{He} \rightarrow X + \bar{p} \tag{3.4}$$

Il convient également de tenir compte des interactions inélastiques non-annihilantes[3] [74], qui produisent la composante dite tertiaire, ainsi que du processus de réaccélération [75]. Le traitement des pertes d'énergie de même que la spallation sur les He du milieu interstellaire a conduit L. Bergström *et al.* à estimer un flux d'antiprotons secondaires encore plus important à basse énergie [64].

On peut constater sur la figure 3.3 que cette réestimation implique que la "fenêtre" du signal $\widetilde{\chi}$ se referme : une comparaison avec la figure 3.2 indique en effet que le flux de $\bar{p}$ secondaires est maintenant du même ordre de grandeur que celui lié aux $\widetilde{\chi}$.

Les incertitudes demeurent néanmoins très importantes. Comme souligné par D. Maurin [72], elles sont essentiellement dues à la méconnaissance des coefficients de diffusion dans la Galaxie. L. Bergström *et al.* ont cependant conclu que les données expérimentales (cf. fig. 3.4) s'accordaient très bien avec leurs résultats, et ce *sans signal d'annihilation de neutralino*.

[2] Pour une revue complète, on pourra consulter la thèse de D. Maurin [72].

[3] Il s'agit de réactions d'antiprotons cosmiques sur le milieu interstellaire.

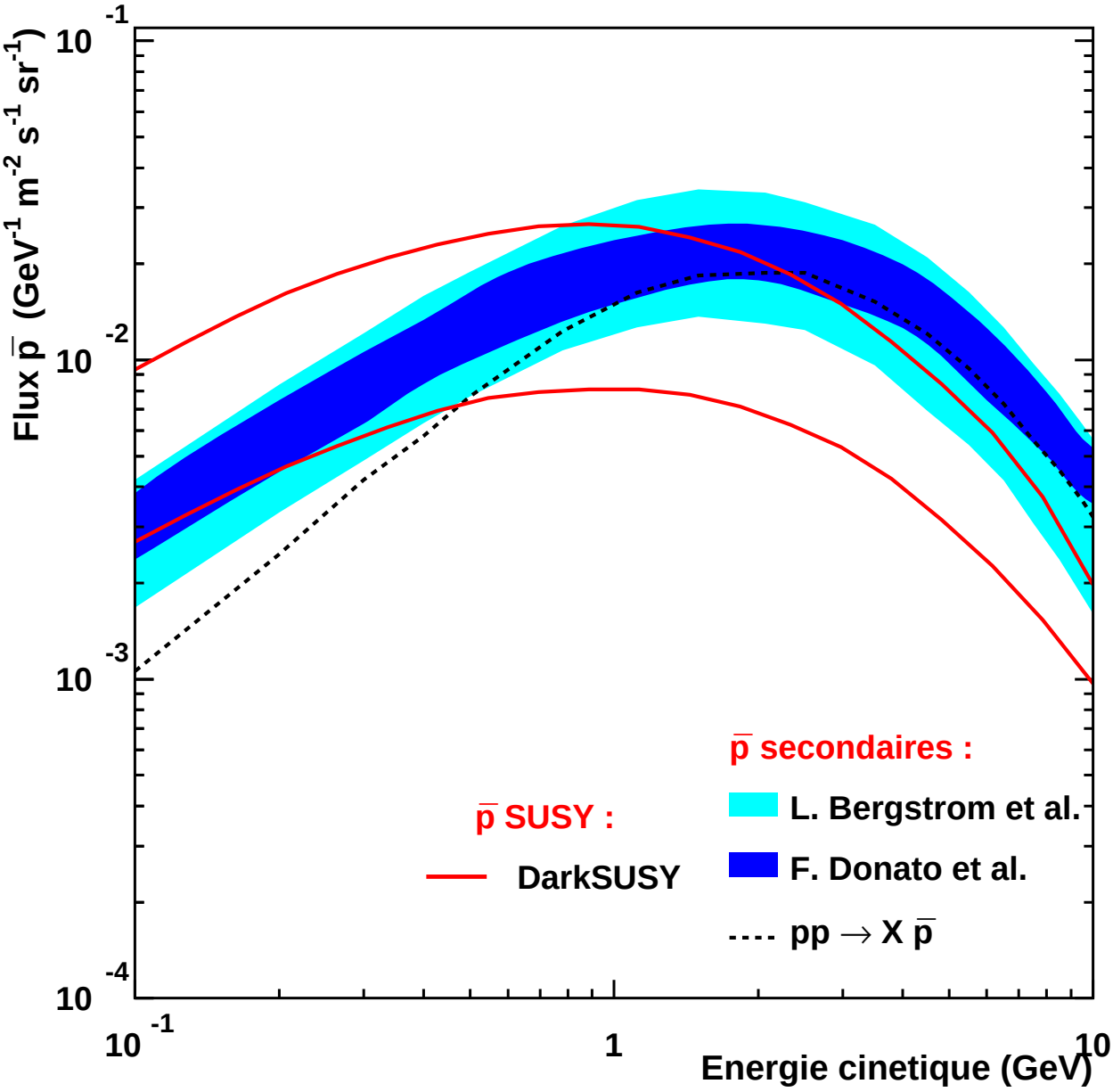


FIG. 3.3: *Flux d'antiprotons secondaires, au niveau de la Terre, en fonction de l'énergie cinétique. La zone claire présente le résultat de L. Bergström et al. [64], modulé avec* $\phi = 500\,\mathrm{MV}$ *par G. Boudoul [70]. La zone fonçée présente l'estimation de F. Donato et al. [71]. Pour ces deux courbes, la largeur de la zone représente l'incertitude (voir texte). Pour référence, le spectre de* $\bar{p}$ *provenant de la spallation* $pp \to X + \bar{p}$*, est également indiqué [64].*

Une étude récente [71] menée par F. Donato *et al.* a permis d'évaluer de manière beaucoup plus précise le spectre d'antiprotons secondaires. Il fait suite au travail de D. Maurin [72] qui a permis d'améliorer largement l'évaluation des coefficients de diffusion dans la Galaxie.

Les deux résultats sont compatibles : ils donnent un flux du même ordre de grandeur à basse énergie. Les incertitudes théoriques sont cependant maintenant beaucoup plus faibles et mieux estimées. À basse énergie, les incertitudes liées à la physique nucléaire[4] sont dominantes (de l'ordre de 25%) par rapport à celles liées à l'astrophysique (de l'ordre de 9%), c'est-à-dire aux coefficients de diffusion par exemple.

Par ailleurs, on peut rappeler que les antiprotons, à la fois la composante secondaire et celle liée aux $\widetilde{\chi}$, sont piégés dans le champ magnétique galactique. L'amélioration du spectre de $\bar{p}$ secondaires a alors largement profité du raffinement des modèles de propagation. En particulier, le modèle de "la boite qui fuit" (Leaky Box Model) a été abandonné. Il revenait à considérer que la particule s'échappe de la galaxie après un temps caractéristique (τ_{esc}). Le modèle de propagation le plus utilisé est désormais le modèle de diffusion à deux zones [76], dans lequel les rayons cosmiques interagissent avec le milieu interstellaire, à l'intérieur d'un disque fin ($\mid z \mid \leq 100\,\mathrm{pc}$). Les particules produites se propagent ensuite à l'intérieur d'un disque plus épais ($\mid z \mid \leq 5\,\mathrm{kpc}$) qui contient le champ magnétique inhomogène galactique. C'est ce modèle qui est considéré dans le code DarkSUSY, utilisé dans cette thèse et décrit en2.5.

La figures 3.3 permet de conclure que, bien que le *bruit de fond*, les antiprotons secondaires, ait été réestimé à la hausse, il semble demeurer une "place" pour un signal de $\widetilde{\chi}$ à basse énergie. La situation est néanmoins moins favorable pour ce type de détection. La question de savoir si un signal lié à l'annihilation de neutralino peut être mis en évidence, est liée à une étude complète des différents modèles SUSY, qui sera développée au chapitre 10.

3.1.3 Modulation solaire et influence de l'atmosphère terrestre

La détection d'antiprotons cosmiques a lieu dans le voisinage de la Terre, en ballon à $40\,\mathrm{km}$ d'altitude pour BESS ou à bord de la navette Discovery pour AMS-01, à une altitude $\sim 370\,\mathrm{km}$. Il faut donc tenir compte de deux phénomènes supplémentaires : la modulation solaire et éventuellement les interactions des rayons cosmiques dans l'atmosphère terrestre.

La modulation solaire est liée au vent solaire. Bien que négligeable dans la plage d'intérêt ($\mathrm{E} \gtrsim 100\mathrm{MeV}$), le flux de particules émises par le Soleil induit un champ magnétique qui modifie localement le spectre interstellaire. Ce phénomène dépend des cycles d'activité solaire, dont la période est de $11\,\mathrm{ans}$[5]. La méthode la plus simple pour tenir compte de ce phénomène est l'approximation du champ de force [78]. La prise en compte de la modulation revient en fait à atténuer le flux interstellaire de particules de charge Z, tout en le décalant vers des énergies plus faibles.

[4] Il s'agit essentiellement des incertitudes sur les sections efficaces de production de $\bar{p}$ par les réactions $p\,\mathrm{He}$, $\mathrm{He}\,p$ et $\mathrm{He}\,\mathrm{He}$, cf. [71].

[5] $22\,\mathrm{ans}$, si l'on tient compte de la polarité et de la dépendance en charge [77].

Le flux au niveau de la Terre ($\Phi_\oplus$) est alors donné par :

$$\begin{aligned} \Phi_\oplus(\mathrm{T}_\oplus) &= \frac{\mathrm{P}_\oplus^2}{\mathrm{P}_{\mathrm{IS}}^2} \times \Phi_{\mathrm{IS}}(\mathrm{T}_{\mathrm{IS}}) \\ \text{avec } \mathrm{T}_\oplus &= \mathrm{T}_{\mathrm{IS}} - |\,\mathrm{Z}e\,|\,\phi \end{aligned} \tag{3.5}$$

où $\mathrm{T}_\oplus$ est l'énergie cinétique ($\mathrm{P}_\oplus$ est l'impulsion) au niveau de la Terre. Les quantités indicées IS sont estimées à la limite de l'héliosphère, donc dans le milieu interstellaire.

Le paramètre de modulation solaire est ϕ. Il dépend de l'activité solaire et varie entre $\phi = 250\,\mathrm{MV}$ au minimum d'activité solaire, jusqu'à $\phi \sim 1500\,\mathrm{MV}$. La valeur $\phi = 500\,\mathrm{MV}$ est utilisée dans le cas des expériences AMS et BESS, qui ont eu lieu en 1998.

Comme évoqué plus haut, la modulation solaire induit une décélération et une atténuation du flux. L'effet ne sera donc pas le même suivant la forme des spectres. En particulier, et comme noté par T. Mitsui *et al.*, cette modulation pourrait être utilisée pour signer la composante exotique [79]. Le spectre de $\bar{p}$ issus de l'annihilation de neutralinos[6] est en effet beaucoup plus plat, donc beaucoup plus sensible à cet effet, contrairement au spectre de $\bar{p}$ "ordinaires" pour lequel l'atténuation et la décélération se compensent.

Une autre correction à apporter pour passer du spectre mesuré au spectre interstellaire est la contribution de l'atmosphère résiduelle. À l'altitude des ballons ($40\,\mathrm{km}$), elle est encore non-négligeable. La colonne de densité est estimée à $\sim 5.3\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$ [81], ce qui nécessite des corrections relativement importantes : de l'ordre de 20% dans le cas de BESS 98.

On peut à ce propos noter que la quantité de matière rencontrée par une particule incidente sur l'atmosphère, est du même ordre de grandeur que celle rencontrée par un proton cosmique piégé dans le champ magnétique galactique. Ce dernier phénomène est responsable de la création d'antiprotons secondaires, et nous avons vu toute la difficulté d'estimer cette contribution et de la différencier des éventuels $\bar{p}$ liés à la matière sombre supersymétrique.

La contribution de l'atmosphère au spectre de $\bar{p}$ mesuré en ballon, est donc un phénomène qui mérite une attention particulière.

Cela justifie en particulier l'intérêt de placer un détecteur en orbite hors-atmosphère. L'avantage d'AMS-01 est en effet de se trouver à bord de la navette Discovery, donc à une altitude beaucoup plus élevée ($\sim 370\,\mathrm{km}$). À cette altitude, l'atmosphère résiduelle est totalement négligeable : de l'ordre de $10^{-7}\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$.

En ce sens, la comparaison entre les résultats de ces deux expériences serait très enrichissante pour évaluer la production d'antiprotons dans l'atmosphère terrestre. On peut également noter que l'un des résultats d'AMS-01 est la mise en évidence [82] d'une composante de protons de basse énergie piégés dans le champ magnétique terrestre (cf. 4.4). L. Derome *et al.* ont montré que ces protons étaient créés à une altitude $\sim 40\,\mathrm{km}$ par interaction du rayonnement cosmique sur l'atmosphère [83]. A priori le même phénomène pourrait se produire pour les antiprotons[7], et, le cas échéant, devrait être pris en compte pour les corrections des expériences

[6] ou également pour le flux de $\bar{p}$ provenant de l'évaporation de trous noirs primordiaux [80].

[7] ce qui est actuellement à l'étude par L. Derome *et al.* [84].

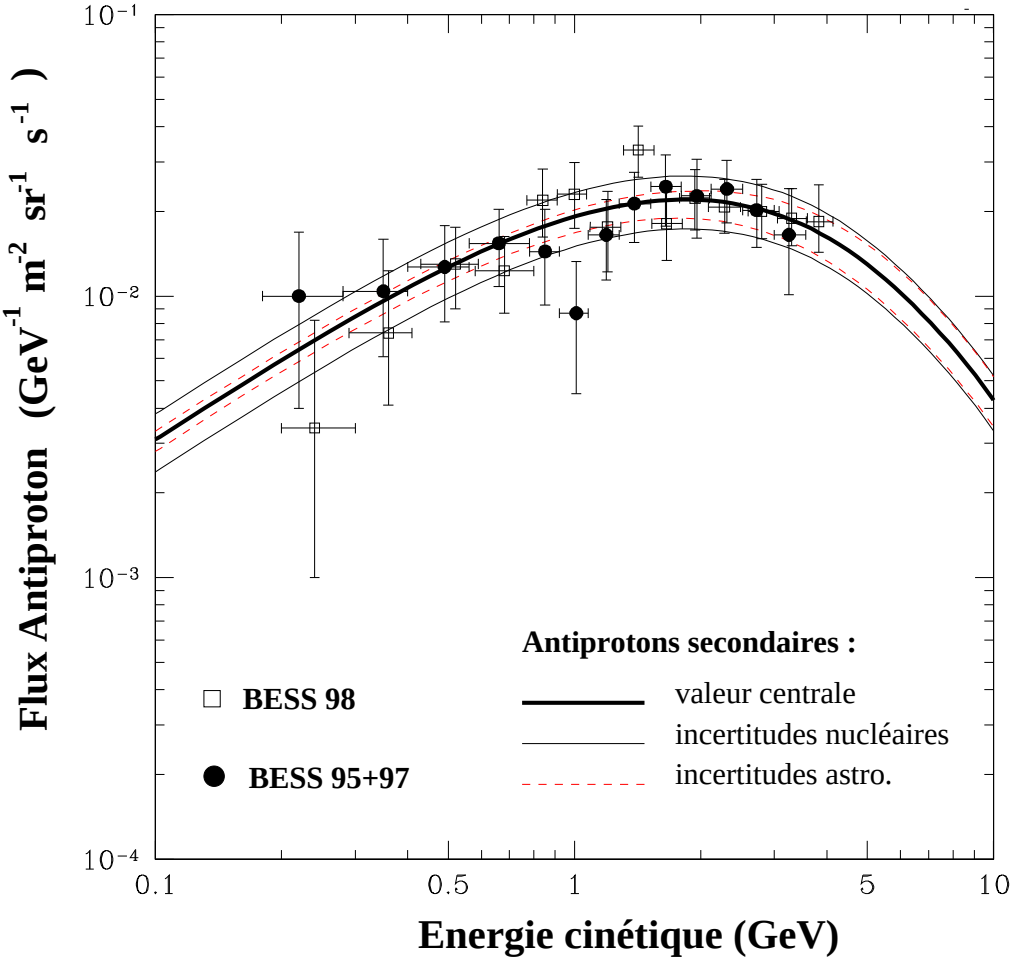


FIG. 3.4: *Résultats expérimentaux de BESS 95+97 [65] (•) de même que ceux de BESS 98 [81] (▫). Le flux d'antiprotons secondaires [71] est également indiqué. Les incertitudes liées aux paramètres nucléaires (voir texte) sont indiquées en trait plein, celles liées aux coefficients de diffusion en trait pointillé. Figure adaptée de [71].*

embarquées en ballon et éventuellement pour AMS, si ces antiprotons spiralent le long des lignes de champ jusqu'à haute altitude.

3.1.4 Résultats expérimentaux

La mesure du spectre d'antiprotons cosmiques est effectuée, soit en ballon pour ce qui est de l'expérience BESS[8], soit à bord de la navette spatiale pour AMS-01 ou dans quelques années à bord de la station spatiale internationale (ISS) dans le cas d'AMS-02.

Le détecteur BESS [81] a déjà été lancé a plusieurs reprises (1993, 1995, 1997, 1998), permettant d'identifier un total de 848 antiprotons, sur une plage d'énergie cinétique comprise entre 0.18 et $4.2\,\mathrm{GeV}$. Il est composé d'un aimant supraconducteur délivrant un champ magnétique

[8] **B**alloon borne **E**xperiment with **S**uperconducting **S**olenoidal spectrometer

de $1\,\mathrm{T}$, d'un système de chambres à dérive permettant une mesure de la rigidité avec une résolution de 0.5% à $1\,\mathrm{GV}$, d'un compteur temps de vol avec une résolution en temps de $55\,\mathrm{ps}$ et enfin d'un compteur Čerenkov à aérogel d'indice $n = 1.020$. Cela rend ce détecteur très performant pour la recherche d'antiprotons de basse énergie.

L'utilisation d'un vol ballon offre, outre la possibilité de répéter relativement souvent les vols, celle de placer le détecteur à très haute latitude ce qui permet de s'affranchir de la coupure géomagnétique (cf. sec. 4.3). Le vol de 1997 de BESS a par exemple eu lieu à Lynn Lake (Canada), à une altitude variant entre 35 et $38\,\mathrm{km}$, avec une coupure géomagnétique comprise entre 0.3 et $0.5\,\mathrm{GV}/c$. Cependant, comme souligné précédemment, le point faible demeure l'atmosphère résiduelle qui nécessite des corrections importantes.

La figure 3.4 présente les résultats expérimentaux de BESS 98 et BESS 95+97. On peut constater en particulier qu'ils sont compatibles, à la précision expérimentale près, avec l'évaluation du spectre de $\bar{p}$ secondaires de F. Donato *et al.*, ce qui laisse peu de "place" pour un signal supersymétrique, comme nous le verrons au chapitre 10.

Le spectromètre AMS-01, décrit au chapitre 4, a été embarqué à bord de la navette Discovery en 1998 pour un vol test, préparatoire à la phase suivante (AMS-02) à bord de la station spatiale internationale (ISS). Il est équipé, en particulier, d'un détecteur Čerenkov à aérogel pour la séparation entre les antiprotons et les électrons qui constituent la composante principale du bruit de fond au niveau de la détection. Le chapitre 5 décrit la conception de ce détecteur et ses performances durant le vol de 1998, et en particulier l'optimisation de la sélection d'antiprotons. Une analyse préliminaire des résultats antiprotons d'AMS-01 sera présentée au chapitre 6.

3.2 Autres types de détection indirecte

Outre les antiprotons, d'autres particules du rayonnement cosmique sont susceptibles de permettre la signature d'annihilations de neutralinos du halo galactique. Il s'agit essentiellement des positons et des anti-deutons.

Une étude récente a montré que les anti-deutons ($\overline{\mathrm{D}}$) pouvaient constituer une alternative intéressante pour la recherche de neutralinos du halo galactique [85]. L'idée est la même que pour les antiprotons, la composante ordinaire étant cette fois-ci beaucoup plus faible, voire négligeable. La production de $\overline{\mathrm{D}}$ par spallation de protons cosmiques sur le milieu interstellaire est en effet un phénomène très peu probable car limité par le seuil très élevé en énergie.

Cependant, l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ en $\overline{\mathrm{D}}$ est également un phénomène relativement rare. Il nécessite la production d'un antiproton et d'un antineutron ($\bar{n}$) qui fusionnent pour donner un $\overline{\mathrm{D}}$. Typiquement, le flux à basse énergie est 5 ordres de grandeur plus faible que celui des $\bar{p}$.

Pour ce type de détection, la difficulté provient donc surtout du nombre très faible d'événements attendus [85] : de l'ordre d'une dizaine en 3 ans sur AMS-02, pour des énergies par nucléon entre 0.1 et $3.0\ \mathrm{GeV}/n$. Au niveau de l'analyse de données la discrimination des $\overline{\mathrm{D}}$, par rapport au bruit de fond potentiel, semble donc problématique. En effet, de nombreux types de particules, dont les flux sont de nombreux ordres de grandeur supérieurs, sont susceptibles

d'être confondus[9] avec un anti-deuton : D, He, p et même $\bar{p}$! L'identification de $\bar{\mathrm{D}}$ semble donc être un véritable défi, et pourrait nécessiter un détecteur dédié, de la même manière que le détecteur Čerenkov d'AMS-01 est utilisé pour séparer les antiprotons du bruit de fond constitué par les électrons.

L'étude du spectre de positons constitue une autre forme de détection indirecte de matière sombre. A la différence des $\bar{p}$, les positons peuvent être produits directement lors de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ en paire e^+e^- : le signal attendu est alors monochromatique avec $\mathrm{E_{e^+}} = \mathrm{m_\chi}$. Ce type de signal n'est génériquement pas dominant dans la plupart des modèles supersymétriques par rapport au signal constitué par le continuum créé par la désintégration d'autres particules issues de l'annihilation, principalement $\widetilde{\chi}\,\widetilde{\chi} \rightarrow W^+W^-(Z^0Z^0)$.

Tout comme les $\bar{p}$, les positons sont piégés dans le champ magnétique galactique. Ils subissent durant leur propagation, une perte d'énergie notamment par effet synchrotron et par diffusion Compton inverse sur le CMB. Le bruit de fond pour la recherche de matière sombre est principalement constitué des produits de désintégration (de π en μ puis en e^+). Le flux de positons, exprimé par rapport au flux total de leptons $e^+/(e^+ + e^-)$, est une fonction décroissante de l'énergie, rendant un signal monochromatique a priori plus facile à mettre en évidence qu'une déviation à basse énergie comme dans le cas des $\bar{p}$.

L'étude exhaustive [66], dans un modèle MSSM semblable à celui présenté à la section 2.5, indique cependant que les e^+ issus de l'annihilation sont en fait très largement dominés par le bruit de fond évalué dans [86], celui-ci étant en bon accord avec les mesures de HEAT [87]. Le flux de positons provenant de l'annihilation est au mieux, dans ce modèle, un ordre de grandeur plus faible que le bruit de fond. Il est à noter que ces conclusions sont en bon accord avec celles obtenues par [88], dans le cadre d'un modèle mSUGRA (sec. 2.3.3), le rapport signal sur bruit étant estimé au maximum à 10^{-1}.

Ce type de détection indirecte connaît néanmoins un regain d'intérêt avec les résultats de HEAT qui indiquent un excès de positons à $\sim 10\,\mathrm{GeV}$, à la fois pour les données de 1994-1995 [87] et celles de 2000 [89]. Comme noté par E. D. Baltz *et al.* dans [90], le signal provenant de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ est trop faible pour reproduire cet excès, dans le cadre de modèle classique de halo (cf. page 5). Cela nécessite de considérer une augmentation du signal en introduisant un facteur ad-hoc (le facteur de "boost"), qui est au minimum 30, dans les modèles supersymétriques les plus favorables [90]. Un tel facteur peut, par exemple, provenir d'une distribution non-uniforme de la matière sombre dans le halo, c'est-à-dire en considérant des sous-structures présentant une surdensité locale (des "clumps") [91]. Ces modèles ont tendance à augmenter le signal pour la détection indirecte ($\bar{p}$ et e^+), à cause de la dépendance quadratique avec la densité. Ils nécessitent néanmoins d'introduire deux paramètres libres supplémentaires, la fraction de matière sombre sous forme de "clumps" et la masse de ces derniers, qui ne sont pas contraints par des méthodes indépendantes.

On peut finalement noter que cet excès à $\sim 10\,\mathrm{GeV}$ devrait être confirmé (ou infirmé) grâce à l'installation d'AMS-02 à bord de la station spatiale internationale (ISS), pour plusieurs an-

[9] L'incertitude sur la mesure de la masse provient à la fois de l'incertitude sur l'impulsion et sur le vélocité. La recherche d'événements aussi rares suppose donc une excellente résolution en masse, et une confusion de (signe de) charge totalement négligeable.

nées, permettant de disposer d'une statistique très importante.

Parmi les autres méthodes de détection indirecte, on peut également citer l'utilisation des rayons γ ainsi que les télescopes à neutrinos qui recherchent une annihilation de $\widetilde{\chi}$ accumulés au centre du Soleil ou de la Terre. Ce dernier type de détection indirecte sera présentée à la section 10.3.2.

Chapitre 4

Le spectromètre AMS-01 à bord de Discovery

Ce chapitre décrit tout d'abord les différentes composantes du détecteur AMS, dans la version qui a été embarquée à bord de la navette Discovery en juin 1998 (AMS-01). Les différentes phases de cette mission (STS-91) seront évoquées (sec. 4.2) de même que le phénomène de coupure géomagnétique (sec. 4.3), utilisé dans les chapitres suivants. Finalement, les principaux résultats de cette première phase d'AMS seront brièvement résumés (sec. 4.4).

4.1 Le détecteur AMS-01

La collaboration AMS s'est donnée pour objectif la recherche d'antimatière primordiale et de matière sombre non-baryonique, grâce à la mise en orbite du premier détecteur de physique des particules à bord de la Station Spatiale Internationale (ISS). Il s'agit d'une collaboration regroupant de nombreux laboratoires répartis dans plusieurs pays : Allemagne, Chine, Corée, Espagne, États-Unis, Finlande, France, Italie, Portugal, Russie, Suisse et Taiwan. Au niveau de la France, deux laboratoires de l'IN2P3 ont été impliqués, pour la première phase, dans la construction du détecteur Čerenkov à aérogel : l'ISN-Grenoble et le LAPP-Annecy.

Le projet AMS comporte 2 phases distinctes : la première à bord de la navette Discovery, dont le décollage a eu lieu le 2 juin 1998, et la seconde à bord de la Station Spatiale Internationale (ISS) dont l'installation est prévue pour avril 2004. Les objectifs de la deuxième phase sont essentiellement :

- la recherche d'antimatière primordiale, c'est-à-dire d'antinoyaux à partir de l'antihélium,
- la recherche de matière sombre non-baryonique via l'étude des spectres d'antiprotons ou de positons,
- l'étude précise du rayonnement cosmique (protons, électrons, positons, He, ...), en accumulant une statistique importante au cours des trois années de prise de données.

Pendant la première phase, pour laquelle une version simplifiée du détecteur a été préparée, l'objectif principal était le test de l'appareillage en conditions spatiales, en vue de préparer la phase suivante. Une première mesure du rapport $\overline{\mathrm{He}}/\mathrm{He}$ et du spectre d'antiprotons était également attendue.

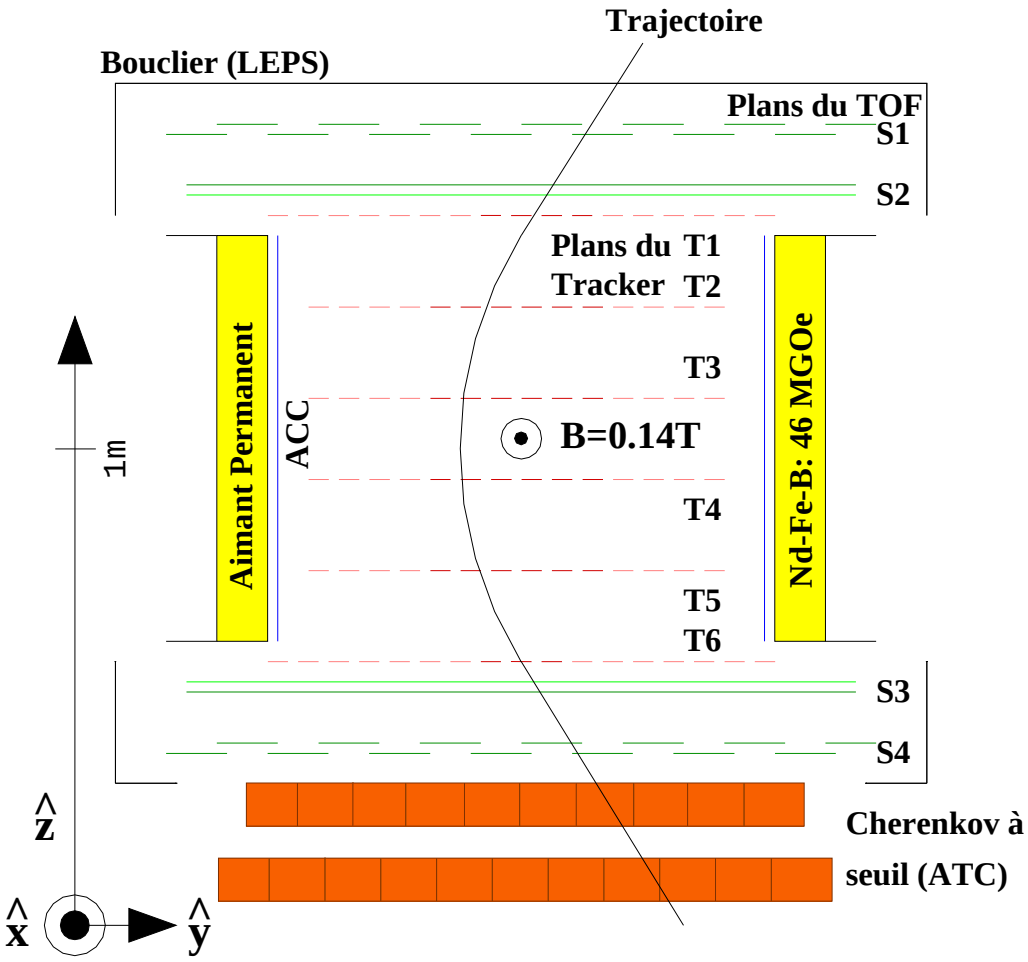


FIG. 4.1: *Schéma du spectromètre AMS-01, montrant l'aimant permanent au centre, les 6 plans de silicium du Tracker (notés* T_i*), les 4 plans de scintillateur du TOF (notés* S_i*) ainsi que le Čerenkov au bas d'AMS.*

Afin de mettre en œuvre ces objectifs, AMS-01 était constitué des détecteurs suivants :

- un aimant permanent ($\mathrm{B} = 0.14\ \mathrm{T}$) délivrant un champ perpendiculaire à l'axe du cylindre,
- un détecteur de traces (Tracker) composé de 6 plans de silicium double-face, permettant de reconstruire la trajectoire de la particule dans l'aimant,
- un compteur Temps de Vol (TOF) composé de 4 plans de scintillateur et permettant de mesurer la vélocité (β) et la charge de la particule grâce au dépôt d'énergie,
- un détecteur Čerenkov à seuil (Aerogel Threshold Čerenkov, ATC), pour la séparation entre les antiprotons et les électrons jusqu'à 3.5 GeV/c,
- De plans de scintillateur constituant le système d'anti-coïncidence (ACC) situé à l'intérieur de l'aimant.

Les parties supérieure et inférieure d'AMS-01 sont également munies d'un bouclier (Low Energy Particles Shield, LEPS). Composé de fibre de carbone ($6-10\,\mathrm{mm}$), il permet d'arrêter les particules de très basse énergie ($< 5\,\mathrm{MeV}$).

4.1.1 L'aimant permanent d'AMS-01

L'aimant permanent d'AMS-01 est constitué d'anneaux cylindriques, composés de 64 pièces magnétisées dont la direction de magnétisation variable permet de créer un champ perpendiculaire à l'axe du cylindre (parallèle à l'axe X de la figure 4.1). Le champ au centre de l'aimant est de 0.14 Tesla, ce qui permet d'obtenir un pouvoir d'analyse ("bending power") $\mathrm{B}\ell^2 = 0.14\,\mathrm{T\,m^2}$, dans le plan perpendiculaire à l'axe du cylindre. D'une masse de 1.9 tonnes, cet aimant permanent a une hauteur de $800\,\mathrm{mm}$ et un diamètre interne de $1115\,\mathrm{mm}$.

La déflexion de la particule dans le champ magnétique permet d'avoir accès au signe de la charge ainsi qu'à la valeur de l'impulsion (P). Pour cela, la trajectoire de la particule est reconstruite grâce au détecteur de traces décrit à la section 4.1.2. L'acceptance géométrique totale de l'aimant est $0.82\,\mathrm{m^2 sr}$.

La champ magnétique est en fait quasiment constant à l'intérieur de l'aimant : il ne varie presque pas le long de l'axe Z sur $\pm 300\,\mathrm{mm}$. Il décroît ensuite très rapidement. Au niveau de l'ATC[1], le champ résiduel est d'environ $\sim 25\,\mathrm{mT}$ au niveau du premier plan et $\sim 10\,\mathrm{mT}$ au niveau du second plan, ce qui impose des contraintes importantes sur le choix des photomultiplicateurs de ce détecteur [92].

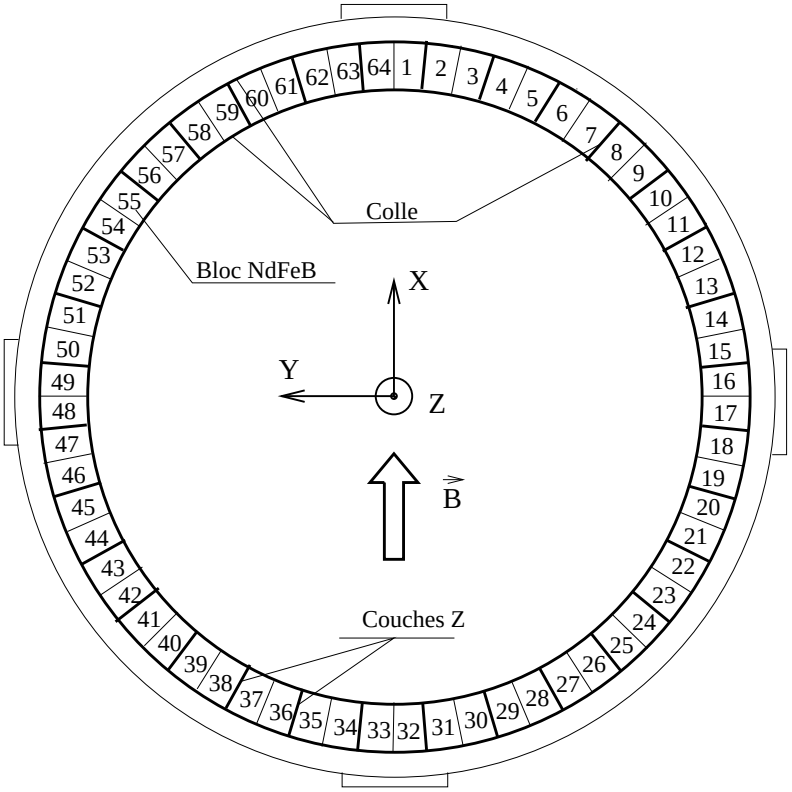


FIG. 4.2: *Disposition des 64 pièces magnétisées composant un anneau de l'aimant d'AMS-01. Le champ magnétique résultant est indiqué au centre de l'aimant. Figure extraite de [93].*

[1]Le premier plan de l'ATC est situé à $780\,\mathrm{mm}$ du centre de l'aimant, le deuxième étant placé $180\,\mathrm{mm}$ plus bas.

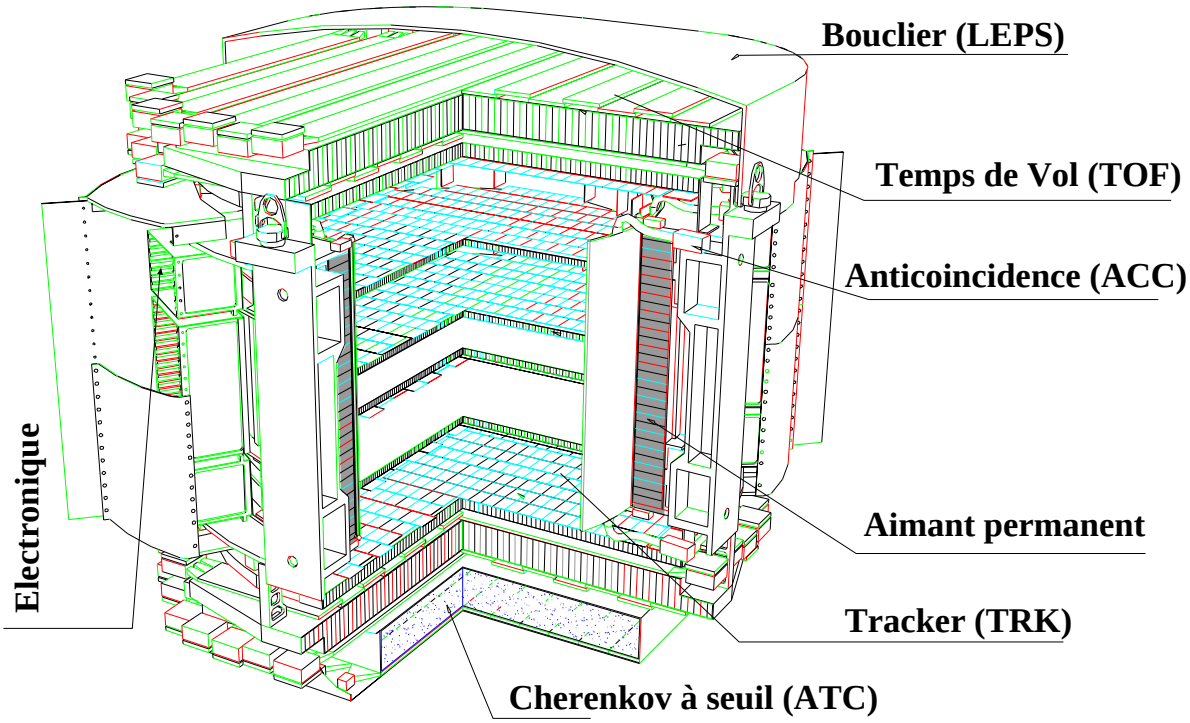


FIG. 4.3: *Configuration d'AMS pour le vol à bord de la navette Discovery (AMS-01). La position des différents détecteurs est indiquée. On peut noter que la structure de l'ATC sur cette figure n'est pas exacte, les photomultiplicateurs sont en fait placés au bas du compteur.*

4.1.2 Le détecteur de traces d'AMS-01

Le détecteur de traces d'AMS-01 (Tracker) est composé de 6 plans de micro-bandes de silicium double-face permettant de mesurer la position. Les senseurs au silicium sont les composants élémentaires du tracker qui en comporte 1912, de dimension $40.14 \times 72.04 \times 0.3\,\mathrm{mm}^3$, groupés en échelles de différentes tailles afin de respecter la géométrie cylindrique de l'aimant. Ces échelles sont ensuite réparties sur les 6 plans du Tracker. Deux plans sont situés à l'extérieur de l'aimant (au-dessus et en-dessous), les quatre autres à l'intérieur (fig. 4.1 et 4.3).

On peut noter que lors de la première phase d'AMS, le Tracker n'était équipé que de 38% des senseurs, ce qui représente une surface totale de $2.1\,\mathrm{m}^2$. La structure supportant le Tracker est constitué de nid d'abeille, afin de minimiser le poids et la quantité de matériau qui représente $0.65\%X_0$ par plan[2]. Les deux côtés du Tracker permettent de mesurer la position en Y (plan de courbure) pour le côté dopé p des senseurs et la position en X pour le côté dopé n, la résolution étant de $10\,\mu\mathrm{m}$ dans le plan de courbure et de $30\,\mu\mathrm{m}$ dans l'autre plan. 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 :

$$\mathrm{R} = \frac{\mathrm{P}}{\mathrm{Z}} \tag{4.1}$$

où P est l'impulsion de la particule.

[2] X_0 est la longueur de radiation, habituellement mesurée en $\mathrm{g\,cm^{-2}}$.

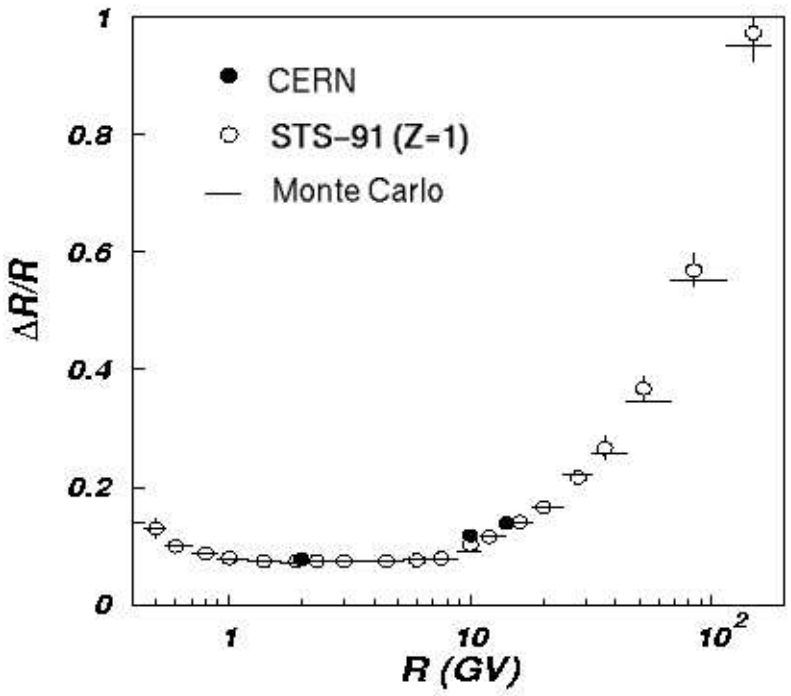


FIG. 4.4: *Résolution du Tracker ($\Delta R/R$) en fonction de la rigidité* R*, à la fois avec les données du vol STS-91 (*$\circ$*), du test sur faisceau de protons au CERN (*$\bullet$*) et les données Monte Carlo. Figure extraite de [94].*

La mesure 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 ($|Z|$), cf. 4.1.3.

La position de chaque hit est déterminée par une analyse en amas ("cluster") : les micro-bandes ayant donné un signal supérieur à un seuil donné[3] sont considérées comme faisant partie du même amas. La position est ensuite déterminée via l'estimation du centre de gravité de l'amas, en tenant compte à la fois de l'amplitude et de la position de chaque micro-bande membre de cet amas.

La connaissance de la position dans l'espace de tous les senseurs est donc primordiale. À cet effet, le Tracker était équipé d'un laser pour permettre une mesure des déplacements des différents éléments du Tracker. Il a permis de montrer que la position relative des plans du Tracker était stable tout au long de l'expérience [94], les positions relatives variant sur $\pm 3\,\mu m$.

À la suite du vol, le Tracker a été aligné par rapport au champ magnétique d'AMS, à l'aide d'un test sur faisceau de protons au CERN. Il a été exposé à environ 3000 combinaisons différentes d'angle d'incidence et de point d'impact, pour accéder au plus grand nombre de combinaisons de senseurs. La méthode d'alignement consiste à comparer les positions mesurées à celle prédite par la trajectoire des particules incidentes. Une procédure de minimisation de χ^2 est ensuite mise en œuvre en variant les positions des échelles. La figure 4.4 présente la résolution du Tracker ($\frac{\Delta R}{R}$) avec les données Monte-Carlo et les données du test sur faisceau au CERN. À basse énergie la résolution est limitée par les diffusions multiples dans le Tracker, alors qu'à

[3]Le seuil est fixé à $1\sigma_{ped}$, i.e. la largeur moyenne des piédestaux.

haute énergie, la limitation provient du pouvoir d'analyse du spectromètre, la trajectoire de la particule n'étant en fait pas assez courbée.

Le bruit au niveau du Tracker a été évalué dans [95]. Il a été montré que le bruit était plus important du côté n que du côté p : la largeur moyenne des piédestaux (σ_{ped}) est par exemple environ 2.5-3 canaux ADC pour le côté p et 3.7-4 canaux ADC pour le côté n, ces valeurs dépendant à la fois de la tension d'alimentation[4] et de la température du spectromètre (cf. fig 4.7).

4.1.3 Le compteur Temps de Vol d'AMS-01

Le compteur Temps de Vol (TOF) d'AMS-01 comporte quatre plans de scintillateur et remplit les rôles suivants [96] :

- Fournir le déclenchement rapide (cf. 4.1.6) à l'électronique 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 : une au-dessus de l'aimant et l'autre au-dessous (fig. 4.1), soit quatre plans au total, pour une surface sensible de 6.4 m^2. Chaque plan est constitué de 14 modules ($11 \times 72\,\mathrm{cm}^2$ ou $11 \times 136\,\mathrm{cm}^2$, pour une épaisseur[5] de $1\,\mathrm{cm}$), dont les palettes ("paddles") sont arrangées perpendiculairement au sein d'une paire de plans, pour permettre une identification en X et en Y. Aux deux extrémités de chaque plan de scintillateur, la lumière est collectée à l'aide d'un guide de lumière sur lequel est placé un photo-multiplicateur. En fait, tous les photo-multiplicateurs d'AMS sont identiques, il s'agit de PM Hamamatsu R-5900. En particulier, ils sont utilisés pour le détecteur Čerenkov à aérogel (cf. chap. 5).

Une particule incidente va donc fournir une impulsion à chaque extrémité d'un plan, permettant de définir deux temps : t_a et t_b. Le temps absolu de passage t_0 pour ce plan sera donc donné [96] par :

$$t_0 = \frac{t_a + t_b}{2} \tag{4.2}$$

De même, on a accès à une mesure de la position :

$$\Delta\ell = \frac{\mid t_a - t_b \mid}{2} \times v_{eff} \tag{4.3}$$

où v_{eff} est la vitesse effective de la lumière dans le scintillateur.

Les résultats publiés par le groupe TOF d'AMS [96] indiquent que pour les données du vol, une résolution en temps $\Delta t \sim 120\,\mathrm{ps}$ a été obtenue, la résolution en position étant de $\sim 1.8\,\mathrm{cm}$. Cette mesure du temps de vol est ensuite utilisée pour le calcul de β. La résolution en temps implique une résolution en β : $\Delta\beta/\beta \simeq 3.3\,\%$ [97].

[4] Les senseurs du Tracker sont alimentés par deux types de haute-tension : 50 V et 100 V. Le bruit est en fait plus important pour les échelles alimentés en 100 V (cf. fi g 4.7 et [95]).

[5] L'épaisseur choisie [96] est un compromis entre les contraintes de poids, environ $250\,\mathrm{kg}$ dans le cas du TOF, et la nécessité d'avoir un signal suffi samment important afi n d'obtenir une résolution en temps de l'ordre de $100\,\mathrm{ps}$.

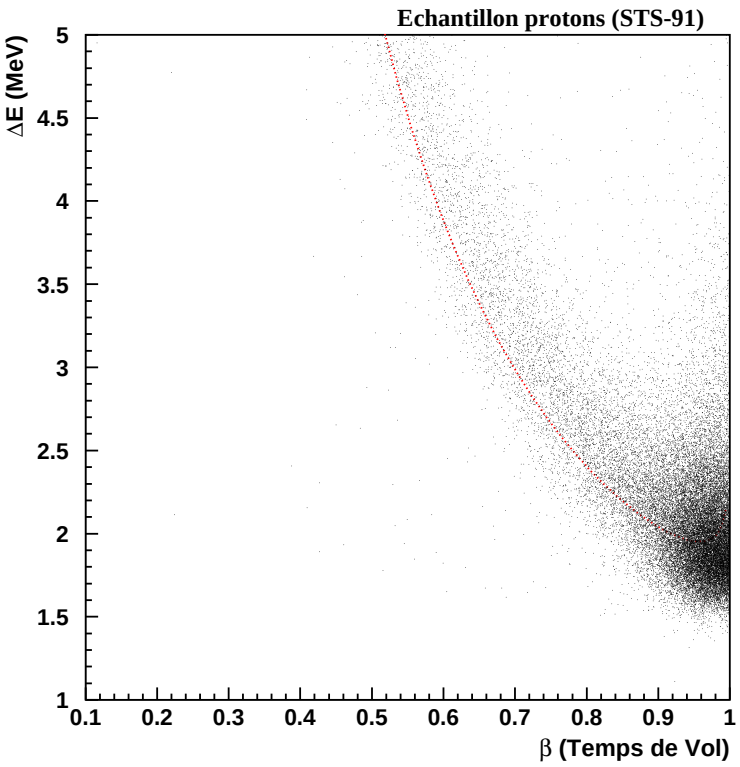


FIG. 4.5: *Dépôt d'énergie (ΔE) dans le TOF en fonction de la valeur de β, pour un échantillon de protons du vol STS-91. La valeur de (ΔE) est celle obtenue à partir d'une moyenne tronquée des dépôts d'énergie dans les différents plans du TOF. La dépendance attendue, en utilisant le jeu de paramètres présenté dans le tableau 4.1, est également indiquée (ligne pleine).*

En conséquence, la séparation entre les e^- et les $\bar{p}$ est donc limitée à des impulsions inférieures à ~ 1.5 GeV/c (cf. section 5.2), ce qui justifie l'utilisation du détecteur ATC (chap. 5) qui permet d'étendre la plage d'identification des $\bar{p}$, jusqu'à 3.5 GeV/c.

Le TOF d'AMS-01 est également utilisé pour mesurer, grâce à l'amplitude des signaux, la perte d'énergie de l'ordre de quelques MeV dans les différents plans qui le constituent. Cette information est utilisée pour le calcul de la valeur absolue de la charge ($|\,\mathrm{Z}\,|$) de la particule incidente et peut également être confrontée à la valeur de β obtenue par temps de vol, afin de vérifier leur compatibilité. En effet, la perte d'énergie par unité de longueur est donné par la formule de Bethe-Bloch :

$$\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}} = -Kz^2\frac{Z}{A\beta^2} \times \left(\frac{1}{2}\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \delta/2\right) \tag{4.4}$$

où z est la charge de la particule incidente, Z et A les nombre et masse atomique du milieu, I l'énergie moyenne d'excitation du milieu, m_e la masse de l'électron et K un facteur de conversion d'unité ($K = 0.307\,\mathrm{MeVg^{-1}cm^2}$). Le tableau suivant présente ces différents paramètres dans le cas du TOF et du Tracker d'AMS [98] :

Détecteur	Z	A	I (MeV)	épaisseur	Masse volumique
TOF	3.5	6.5	7.2×10^{-5}	1 cm/plan	$1.032\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$
TRK	14	28	1.82×10^{-4}	0.03 cm/plan	$2.33\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$

TAB. 4.1: *Paramètres de l'équation de Bethe-Bloch pour le TOF et le Tracker d'AMS-01 [98]. Les valeurs de A et Z pour le TOF sont des valeurs moyennes.*

Il est intéressant de noter que le $\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}}$ est en fait pratiquement indépendant de la masse (M) de la particule incidente : la dépendance en masse apparaît seulement dans le terme[6] en T_{max}, il s'agit donc d'une dépendance logarithmique. En conséquence la mesure de $\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}}$ peut donc être utilisée pour vérifier la valeur de β obtenue par temps de vol, et ce sans risque de biais dans la sélection de particules. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 5.

4.1.4 Le système d'anticoïncidence d'AMS-01

Le spectromètre AMS est également équipé d'un système d'anticoïncidence (ACC). Composé de plans de scintillateurs ($1\,\mathrm{cm}$ d'épaisseur) lus par des photo-multiplicateurs (R-5900), il recouvre l'intérieur de l'aimant pour permettre de rejeter à la fois les événements entrants et sortants latéralement du volume de l'aimant. Les signaux de ce détecteur sont utilisés dans la logique de déclenchement de niveau 1 d'AMS.

4.1.5 Le Čerenkov à seuil d'AMS-01 (ATC)

Le Čerenkov à seuil d'AMS-01 est utilisé pour la discrimination $\bar{p}/e^-$, en complément du TOF jusqu'à des impulsions de $1.5 - 2\,\mathrm{GeV}/c$, et permet également d'étendre la plage d'identification de $\bar{p}$ jusqu'à $3.5\,\mathrm{GeV}/c$. Nous reviendrons sur ce détecteur dans le chapitre 5 qui est consacré à sa construction et à l'analyse de ses performances durant le vol STS-91.

4.1.6 Logique de déclenchement

Durant le vol STS-91, la logique de déclenchement d'AMS-01 était constituée de 4 niveaux :

1. Déclenchement rapide (Fast Trigger) : il constitue le niveau le plus bas de déclenchement et impose une coïncidence quadruple entre les plans du TOF. Au moins quatre plans ont donc été touchés, le signal pris en compte étant le premier signal d'anode, provenant de l'une ou l'autre des extrémités d'un plan de TOF.
2. Déclenchement de niveau 1 (Level-1 Trigger) : il permet de sélectionner des événements pour lesquels au moins une particule a traversé le détecteur. Il tient donc compte de l'acceptance géométrique du Tracker, en sélectionnant les combinaisons de plans TOF correspondant à une trajectoire passant par les parties des plans du TRK occupées par les

[6] Il s'agit de l'énergie cinétique maximale qui peut être transmise à un électron lors d'une collision [8] :

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{(1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2)} \tag{4.5}$$

échelles. Ce niveau requiert de plus, un signal nul du système d'anticoïncidence (ACC), ce qui permet de rejeter les événements ayant interagi dans le volume de l'aimant.

3. Déclenchement de niveau 3-TOF (Level-3 TOF Trigger) : il impose la présence d'un seul amas dans le premier et le dernier plan du TOF, ainsi qu'une coïncidence avec l'un des plans intérieurs, permettant ainsi de définir une trace dans le plan de courbure.
4. Déclenchement de niveau 3-TRK (Level-3 TRK Trigger) : en utilisant la trace définie par le niveau précédent, un algorithme de reconstruction est mis en œuvre. Il recherche les amas du Tracker situés le long de la trace et sélectionne ceux constitués d'au moins une micro-bande avec un rapport Signal sur Bruit élevé ($S/B \geq 4$). L'événement est conservé s'il contient au moins trois amas du Tracker coïncidant dans le plan de courbure avec la trace du TOF.

Les données sont ensuite reconstruites, permettant d'avoir accès aux différentes quantités physiques : la vélocité (β), l'impulsion (P) la charge (Z), le dépôt d'énergie ($\mathrm{dE/dx}$) et le signal de l'ATC (nombre de photo-électrons, noté $n_{p.e}$). On peut noter que le taux d'acquisition d'AMS-01 varie entre 100 et $700\,\mathrm{Hz}$, suivant la position de la navette par rapport au champ magnétique terrestre, à cause de l'influence de la coupure géomagnétique (cf. sec. 4.3).

4.2 Le vol STS-91

La première phase du projet AMS a eu lieu à bord de la navette Discovery (mission STS-91), du 2 au 12 juin 1998, soit une durée totale de vol de 9 jours et 20 heures. L'orbite de la navette était inclinée de 51.7° par rapport au plan équatorial, alors que son altitude a varié entre 320 et $390\,\mathrm{km}$. On distingue plusieurs périodes lors de ce vol préliminaire d'AMS :

- La période pré-arrimage à MIR[7], pendant environ 1 jour et 17 heures. Cette période est caractérisée par un angle zénithal[8] de 45°,
- La période d'arrimage à MIR, pendant environ 4 jours. Celle-ci n'est pas adaptée pour faire des mesures de rayonnement cosmique, mais permet d'estimer la contamination due aux matériaux environnants. La station MIR n'étant pas stabilisée, l'angle zénithal est variable au cours de cette période,
- La période post-arrimage, pendant environ 4 jours. C'est la principale période de mesure pour AMS. L'angle zénithal a été modifié par périodes (0°, 20° puis 45° et enfin 180° correspondant à une position dite Nadir[9], AMS faisant face à la Terre).

Les deux périodes d'angle zénithal 0° et 180° permettent de mesurer respectivement les particules provenant de l'espace et de la Terre (événements dits "albedo"). À la suite de la séparation entre la navette et la station MIR (5^{e} jour), une élevation de température a été constatée (fig. 4.7) qui a nécessité une inclinaison de la navette, expliquant les positions intermédiaires (20° et 45°). Celles-ci permettent de mesurer les particules provenant de l'espace, la position 0° étant la position optimale.

[7] Il s'agit de la station orbitale russe, détruite le 24 mars 2001.
[8] L'angle zénithal est défi ni comme l'angle entre l'axe du cylindre d'AMS (axe Z) et le zénith.
[9] Géographiquement, le nadir est le point opposé au zénith.

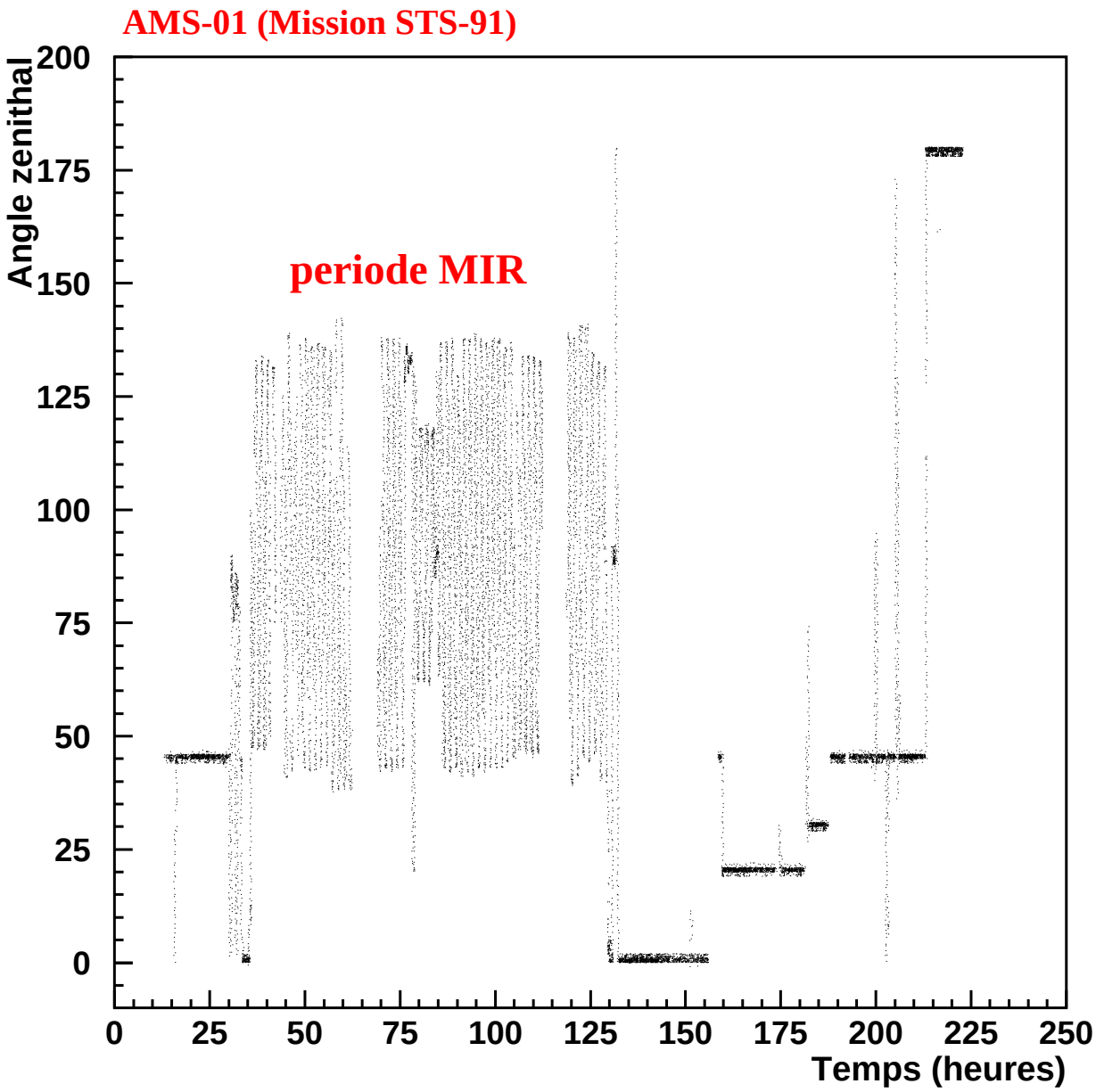


FIG. 4.6: *Angle zénithal en fonction du temps écoulé depuis le début de la mission. Figure obtenue avec un échantillon restreint de particules, ce qui explique les "trous" à* $t \simeq 65\,h$ *et* $t \simeq 115\,h$.

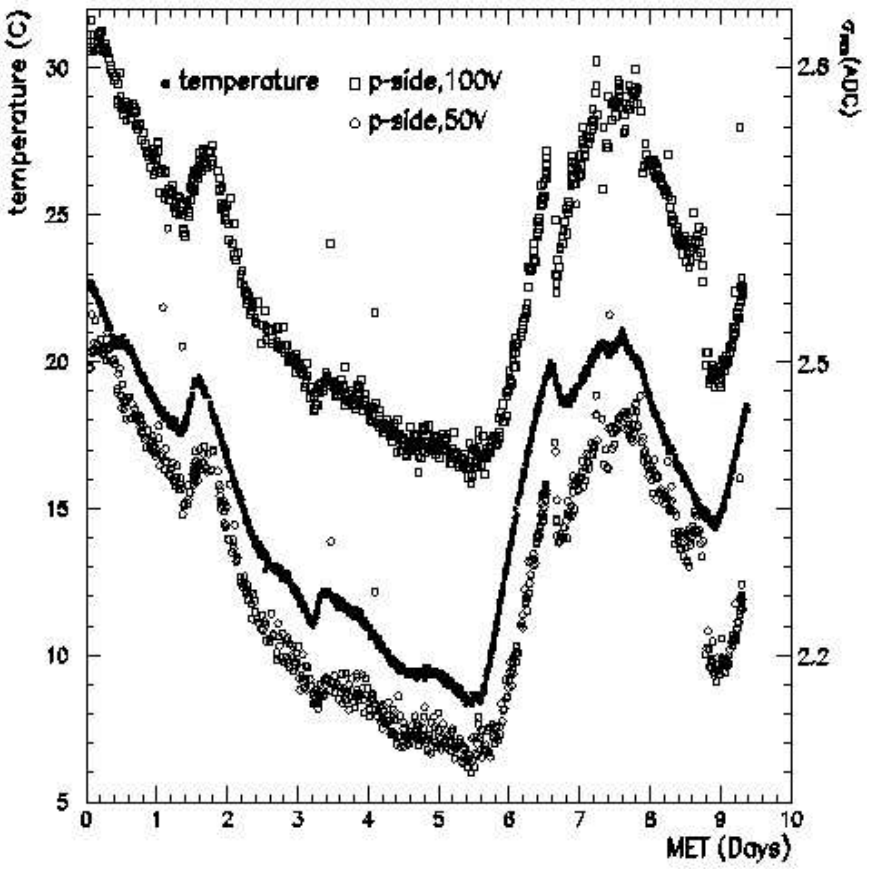


FIG. 4.7: *Température d'AMS au niveau de l'aimant (axe vertical de gauche, points ■) en fonction du temps écoulé depuis le début de la mission (MET). L'axe de droite indique le bruit du Tracker (largeur moyenne des piédestaux en canaux ADC, côté p), pour les senseurs alimentés en 100 V (□) et en 50 V (○). On peut noter la corrélation importante entre le niveau de bruit du Tracker et la température d'AMS. Figure extraite de [95].*

On peut à ce titre noter que la température est l'un des paramètres influant le comportement d'AMS. En effet, l'appareillage est soumis à des alternances très rapides de jour et de nuit, la période orbitale étant de l'ordre de $90\,\mathrm{min}$, auxquelles il faut ajouter la chaleur générée par la navette elle-même. La température d'AMS était enregistrée en différents points (aimant, Tracker, ATC). Comme on peut le constater sur la figure 4.7, le bruit au niveau du Tracker est très fortement corrélé avec la température[10]. Celui-ci est évalué en mesurant la largeur moyenne des piédestaux (cf. fig 4.7).

La mise sous tension d'AMS a été faite en plusieurs étapes : 3 heures après le décollage, le Tracker a été mis en fonctionnement, alors que les autres détecteurs (TOF et ATC) ont été activés $7\,h$ après le décollage, ce qui constitue donc le début de la période de prise de données.

[10]La dépendance est en fait linéaire, avec une pente : 0.025 coups ADC/°C. On trouvera une description complète du comportement du Tracker pendant le vol STS-91 dans la référence [95].

Celle-ci a été continue pendant tout le vol, à l'exception de quelques interruptions durant les périodes d'arrimage et de séparation de la navette à la station spatiale MIR. L'acquisition de données a également été interrompue pendant environ trois heures à la suite de l'augmentation de température (cinquième jour). Le nombre total d'événements collectés est de l'ordre de 100 millions.

4.3 Influence du champ magnétique terrestre

Le champ magnétique terrestre peut être décrit, en première approximation, comme un champ dipolaire de $\mathrm{M} = 7.8 \times 10^{22}\,\mathrm{Am}^{-2}$. Celui-ci n'est pas aligné avec l'axe de la Terre ($\sim 11°$) et il est également légèrement décalé par rapport au centre de la Terre : le centre du dipôle est en fait situé à $\sim 450\,\mathrm{km}$ du centre de la Terre.

Ce champ magnétique joue un rôle très important pour les expériences embarquées du type AMS. En effet, la déflexion dans le champ magnétique peut être telle que la particule est repoussée. Il existe ainsi une valeur seuil pour la rigidité (eq. 4.1), en-dessous de laquelle la particule ne peut pénétrer la magnétosphère : on parle de coupure géomagnétique. La valeur de la coupure est donnée par la formule de Størmer [99] :

$$\mathrm{R_{cut}} = \frac{\mathrm{M}}{2(\mathrm{R}_\oplus + h)^2} \times \left(\frac{1 - \sqrt{1 - \zeta \cos\Phi \cos^3\theta_{\mathrm{mag}}}}{\cos\Phi \cos\theta_{\mathrm{mag}}} \right)^2 \tag{4.6}$$

où ζ est le signe de la charge de la particule incidente, $\mathrm{R}_\oplus$ le rayon de la Terre[11], h l'altitude, θ_{mag} la latitude magnétique et Φ l'angle Est-Ouest défini comme l'angle entre un méridien et la trajectoire de la particule incidente.

Comme on peut le constater sur la figure 4.8, pour une particule chargée positivement, avec un angle Est-Ouest $\Phi = 90°$, la coupure est d'environ $15\,\mathrm{GV}$ à l'équateur, elle est par contre très faible près des pôles. La situation est similaire pour des particules chargées négativement ($\zeta = -1$), par symétrie Φ en $\pi - \Phi$, i.e. en considérant l'angle Ouest-Est. En conséquence, la recherche de particules cosmiques de basse énergie ($\sim 1\,\mathrm{GeV}$) ne peut se faire que près des pôles magnétiques.

La recherche d'antiprotons cosmiques avec AMS-01 est donc par essence beaucoup plus problématique que celle qui pourrait être faite avec des expériences localisées aus pôles, du type BESS lancé au nord du Canada. Ce n'est que lorsqu'AMS approche les pôles (environ toutes les $45\,\mathrm{min}$) que la coupure géomagnétique est suffisamment faible pour permettre la détection d'antiprotons de moins de $3 - 4\,\mathrm{GeV}/c$. À acceptance et durée de mesure égales, le nombre d'antiprotons attendu est donc beaucoup plus faible. Par contre l'atmosphère résiduelle à l'altitude d'AMS (environ $400\,\mathrm{km}$) est totalement négligeable ($\sim 10^{-7}\,\mathrm{gcm}^{-2}$), ce qui n'est pas le cas des expériences en ballon : à $40\,\mathrm{km}$, l'atmosphère résiduelle est encore de $\sim 5.3\,\mathrm{gcm}^{-2}$.

[11] Le facteur $\frac{\mathrm{M}}{2\mathrm{R}_\oplus^2}$ vaut approximativement $60\,\mathrm{GV}$.

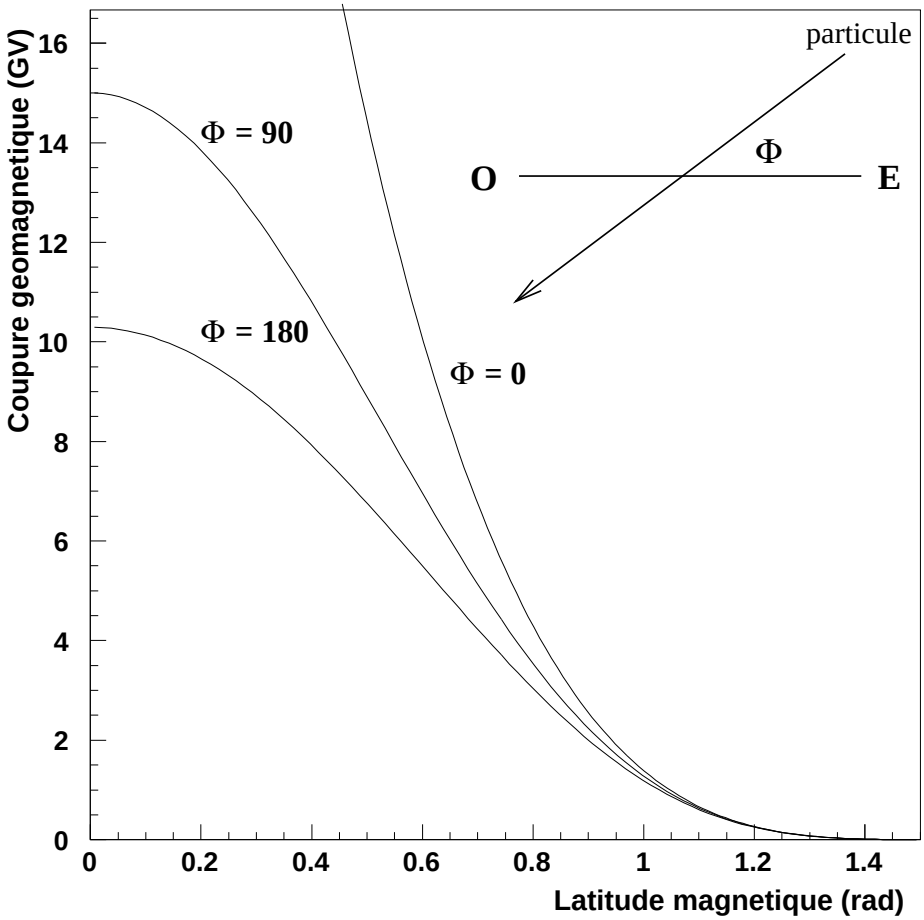


FIG. 4.8: *Valeur de la coupure géomagnétique, pour une particule chargée positivement ($\zeta = +1$), en fonction de la latitude magnétique (θ_{mag}), pour trois valeurs de l'angle Est-Ouest Φ. Les particules chargées positivement venant de l'Ouest subissent la coupure la plus faible ($\sim 10\,\mathrm{GV}$ à l'équateur), alors que les particules venant de l'Est subissent une coupure $\sim 60\,\mathrm{GV}$ à l'équateur : c'est l'effet Est-Ouest.*

En conclusion, le champ magnétique terrestre agit comme un bouclier pour les particules de basse énergie. À l'altitude d'AMS, on ne s'attend pas, lors des mesures près de l'équateur, à détecter des particules de moins de $15\,\mathrm{GV}$. Nous verrons plus loin (chap. 5) comment la coupure géomagnétique est utilisée pour optimiser les échantillons de contrôle du détecteur ATC.

Par ailleurs, le champ magnétique terrestre présente, du fait de son inclinaison, des distorsions qui influent sur le taux d'événements dans AMS. L'anomalie de l'Atlantique Sud (South Atlantic Anomaly, SAA) est une zone[12] où le champ magnétique est beaucoup plus faible. Les particules chargées pénètrent donc jusqu'à des altitudes plus basses, ce qui implique un taux d'événements localement beaucoup plus important. Les événements détectés pendant les passages dans cette zone ont donc été exclus de l'analyse de données.

[12]Située dans l'atlantique sud, et sur une partie du Brésil, cette zone est centrée en $(30°\mathrm{W}, 30°\mathrm{S})$.

4.4 Principaux résultats du vol STS-91

On présente ici un bref résumé des principaux résultats de la première phase d'AMS (AMS-01) qui ont été publiés dans [82, 100, 101, 102, 103].

Recherche d'antimatière :

Pendant le vol STS-91, un nombre très important d'He ont été enregistrés (2.86×10^6) sur une plage de rigidité 1-140 GV, alors qu'aucun événement $\overline{\mathrm{He}}$ n'a été détecté. Cela permet donc d'imposer une limite supérieure au rapport $\overline{\mathrm{He}}/\mathrm{He}$:

$$\frac{N^{inc}_{\overline{\mathrm{He}}}}{N^{inc}_{\mathrm{He}}} < \frac{3}{N^{det}_{\mathrm{He}}} = 1.1 \times 10^{-6}\ (95\,\%\ \mathrm{CL}) \tag{4.7}$$

avec N^{inc}_{He} le nombre d'He incidents (resp. $\overline{\mathrm{He}}$), N^{det}_{He} le nombre d'He détectés et en supposant les spectres d'He et $\overline{\mathrm{He}}$ identiques.

Cette limite supérieure est comparable aux résultats publiés précédemment [104], mais obtenue pour une plus grande plage de rigidité ($1 \leq \mathrm{R} \leq 140\,\mathrm{GV}$). La recherche d'anti-noyaux plus lourds que l'$\overline{\mathrm{He}}$ a également été menée. Les résultats ne sont pas encore publiés.

Spectres de protons :

Le flux de protons a été mesuré [82] avec une grande précision sur une plage d'énergie cinétique allant de 0.1 à 200 GeV. Au-dessus de la coupure géomagnétique (cf fig 4.9), il suit une loi de puissance : $\Phi = \Phi_0 \times R^{-\gamma}$, avec :

$$\begin{cases} \gamma = 2.79 \pm 0.0012\ (fit) \pm 0.019\ (sys) \\ \Phi_0 = 16.9 \pm 0.2\ (fit) \pm 1.3\ (sys) \pm 1.5\ (\gamma)\ \frac{\mathrm{GV}^{2.79}}{\mathrm{m^2 sec\ sr\ MV}} \end{cases} \tag{4.8}$$

D'autre part, une composante secondaire (sous la coupure géomagnétique) a également été observée (fig. 4.9). Il a également été montré que pour une grande plage de latitude magnétique ($0 <\mid \theta_{mag} \mid < 0.8\,rad$) les flux de particules secondaires descendantes et ascendantes (venant de la terre) étaient identiques à 1% près. Ces particules ayant une impulsion inférieure à la coupure géomagnétique, elles ne peuvent donc être considérées comme "cosmiques", i.e. venant de l'espace. On est donc en présence d'une composante de particules de basse énergie (0.1 GeV à $\sim$ 6.0 GeV), avec un flux assez important ($\Phi \sim 70\ \mathrm{m^{-2}\ sec^{-1}\ sr^{-1}}$), qui est piégée dans le champ magnétique terrestre.

L. Derome *et al.* ont montré [83] que le flux de protons sous la coupure géomagnétique peut être expliqué[13] par l'interaction du flux de protons primaires avec l'atmosphère (^{14}N et ^{16}0 principalement), à basse altitude ($40\,\mathrm{km}$). Les particules produites se propagent ensuite dans le champ magnétique jusqu'à l'altitude d'AMS, permettant en particulier d'expliquer la composante piégée à basse latitude.

L'existence d'une composante piégée de protons présente un grand intérêt pour la recherche de matière sombre par l'étude du spectre de $\bar{p}$. En effet, les antiprotons sont a priori également susceptibles d'être piégés, ce qui implique que les antiprotons détectés par AMS, et a fortiori par

[13] On peut noter que d'autres études ont été menés sur le sujet. On pourra consulter [105, 106, 107].

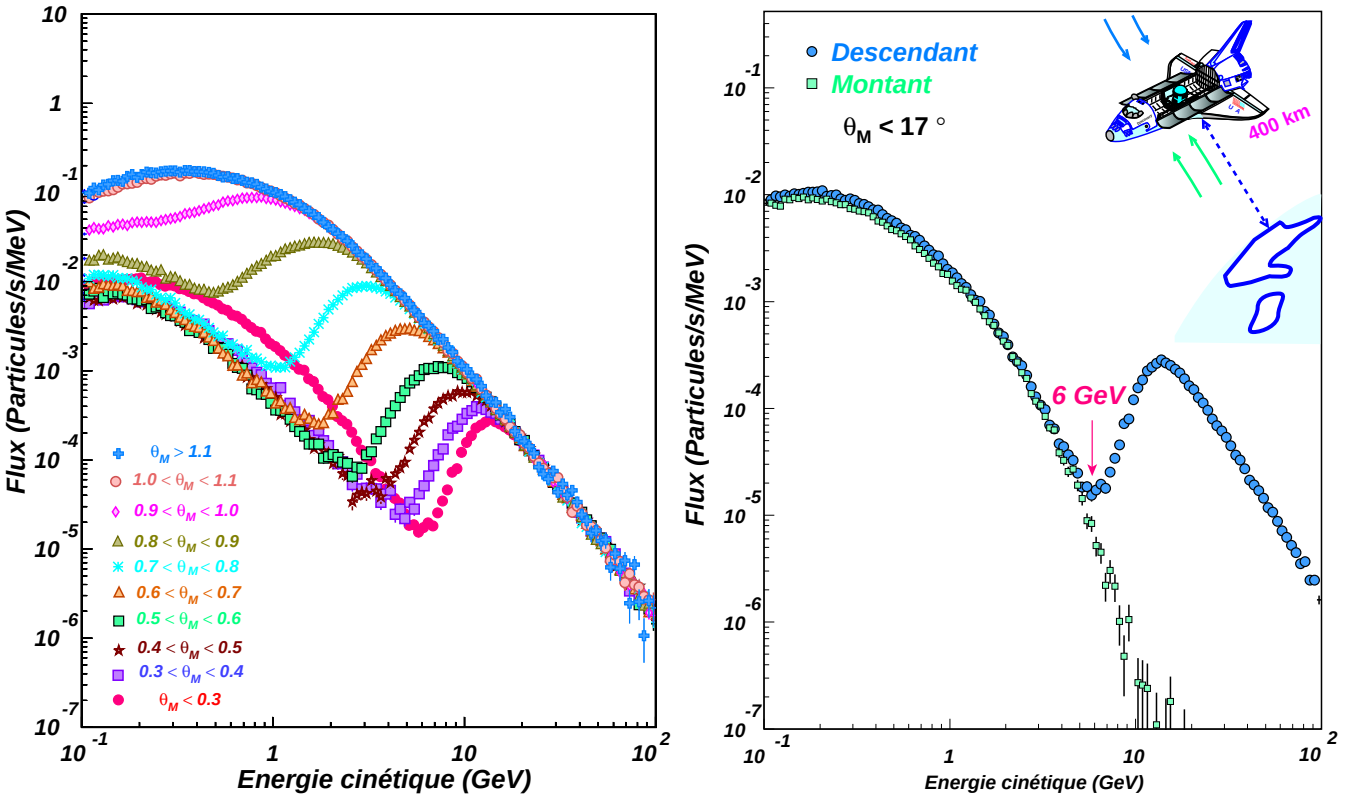


FIG. 4.9: *Flux de protons ($s^{-1}MeV^{-1}$) en fonction de l'énergie cinétique (*GeV*). La figure de gauche présente les flux pour différents intervalles de latitude magnétique. La composante secondaire peut être observée à basse énergie. La figure de droite présente le flux dans la région équatoriale ($\theta_{mag} < 17°$), pour des particules descendantes et montantes. En dessous de la coupure géomagnétique (*6 GeV*), les flux ascendant et montant sont identiques.*

BESS, pourraient ne pas être purement cosmiques. Une étude du même type que celle de [83] est en cours pour estimer l'existence d'une telle composante d'antiprotons [84]. Au niveau des données d'AMS ce phénomène pourrait être mis en évidence en comparant les flux ascendants et descendants.

Spectres d'électrons/positons :

Les flux d'électrons et positons ont également été mesurés pendant la première phase d'AMS [101], sur une plage d'énergie cinétique 0.2-40 GeV pour les e^- et 0.2-3 GeV pour les e^+. Le même phénomène que pour les protons, une composante piégée dans le champ terrestre, a été observée. De plus, le rapport e^+/e^- a été évalué : il est de l'ordre de 3-4 près de l'équateur, c'est-à-dire sous la coupure géomagnétique (cf. fig 4.10).

La population de leptons piégés trouve son origine dans les interactions des protons cosmiques avec l'atmosphère terrestre [108]. Lors de ces interactions, les $\pi^\pm$ créés se désintègrent en $\mu^\pm$ qui produisent à leur tour des $e^\pm$. Contrairement à l'idée *naïve* de départ, la différence entre les flux de e^+ et e^- ne peut être expliquée par des asymétries de production π^+/π^- lors de la désintégration des pions. Au contraire, la surabondance de positons est due à une combinaison

de différents phénomènes : tout d'abord l'effet Est-Ouest (cf. 4.8) qui fait que la coupure géomagnétique est bien plus importante pour les particules venant de l'Est (de l'ordre de $60\,\mathrm{GV}$, cf fig 4.8). En conséquence, les protons responsables de l'interaction proviennent essentiellement de l'Ouest. De plus, la production de pions à cette énergie étant piquée vers l'avant, les pions (et donc les leptons) conservent la direction initiale. Finalement, la déflexion dans le champ terrestre conduit les électrons à interagir dans l'atmosphère terrestre, alors que les positons sont défléchis vers des altitudes plus élevées : la population de leptons piégés est donc dominée par les positons. On trouvera l'explication complète de ce phénomène dans [108].

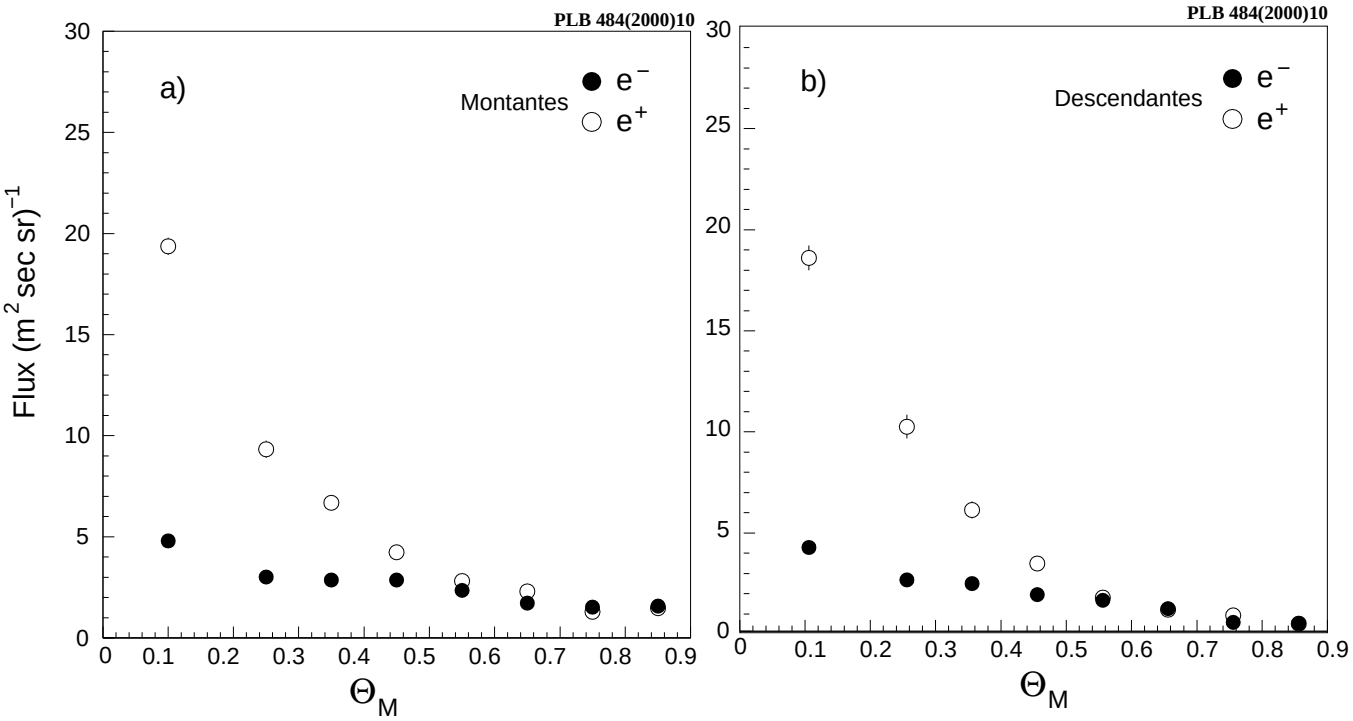


FIG. 4.10: *Flux de positons et électrons ($\mathrm{m^2\,sr^{-1}\,s^{-1}}$), en fonction de la latitude magnétique (θ_{mag}), pour des particules a) montantes et b) descendantes. Les flux sont les valeurs intégrées sur l'intervalle $0.2 - 2.5\,\mathrm{GeV}$. Figure extraite de [101].*

Chapitre 5

Le détecteur Čerenkov à seuil d'AMS-01

De nombreuses expériences embarquées [109] ont utilisé des compteurs Čerenkov pour l'identification des particules. Dans sa version navette (AMS-01), le détecteur AMS était équipé d'un Čerenkov à seuil (**A**erogel **T**hreshold **Č**erenkov, **ATC**) pour différencier les antiprotons et le bruit de fond, constitué essentiellement par les électrons mal identifiés.

Après une brève introduction à l'effet Čerenkov, la conception et la réalisation de l'ATC seront abordées (sec. 5.3 et 5.4), puis l'analyse des performances de ce détecteur pendant la mission STS-91 sera présentée (sec. 5.5), en mettant l'accent sur la sélection de particules (antiprotons et positons).

5.1 L'effet Čerenkov

L'émission de lumière Čerenkov a été observée dès 1910 par Marie Curie, puis décrite et interprétée à partir de 1934 avec les travaux de P. A. Čerenkov [110] qui lui valurent le prix Nobel.

L'effet Čerenkov[1] se produit lorsqu'une particule chargée, traversant un milieu diélectrique donné, possède une vitesse (v_{part}) supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu, donnée par $v = c/n$, où n est l'indice de réfraction du milieu.

En fait, tant que v_{part} est inférieure à $v = c/n$, le champ électromagnétique associé à la particule, polarise le milieu, mais la symétrie est totale (azimutalement et longitudinalement) : il n'y a donc pas de champ de polarisation résultant à grande distance et donc pas de radiation émise. Par contre, dès que $v_{part} \geq c/n$, la particule se propage plus vite que son champ électromagnétique associé : la symétrie longitudinale est brisée et un champ dipolaire non nul à grande distance est donc présent. Chaque élément de la trajectoire émet donc une brève impulsion électromagnétique.

La figure 5.1 présente la construction de Huygens illustrant ce phénomène. Pour avoir des interférences constructives, il faut que la particule ait parcouru la distance AB (à la vitesse v_{part}) pendant le temps Δt mis par l'onde pour parcourir AC (à la vitesse $v = c/n$).

[1] On trouvera une description détaillée de l'effet Čerenkov et de son application à l'identification des particules, dans l'article de J. Seguinot [111].

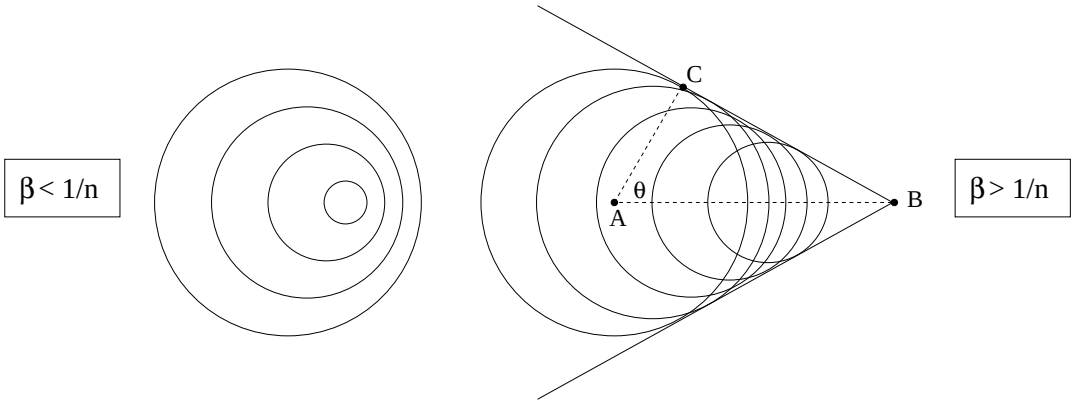


FIG. 5.1: *Constructions de Huygens, pour deux valeurs de la vélocité $\beta < 1/n$ et $\beta > 1/n$.*

On en déduit ainsi la relation Čerenkov :

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \tag{5.1}$$

avec $\beta = v_{part}/c$ la vélocité de la particule, et θ l'angle Čerenkov.
En conséquence, il existe une valeur seuil pour la vélocité et donc pour l'impulsion :

$$\beta_{seuil} = 1/n \; ; \; \mathrm{P}_{seuil} = \frac{mc}{\sqrt{n^2-1}} \tag{5.2}$$

En-dessous de cette valeur, il n'y a aucune radiation émise. C'est ce principe qui est utilisé dans les détecteurs Čerenkov à seuil, dont l'ATC.

Le nombre de photons N_{ph} émis par unité de longueur dL et par intervalle de longueur d'onde $\mathrm{d}\lambda$ est donné par la formule de Franck et Tamm [112] :

$$\frac{\mathrm{d}^2\mathrm{N}_{ph}}{\mathrm{dLd}\lambda} = 2\pi\alpha\mathrm{Z}^2 \times \frac{1}{\lambda^2} \times (1 - \cos^2\theta) \tag{5.3}$$

avec Z la charge de la particule incidente, λ la longueur d'onde de la radiation et α la constante de structure fine.

La dépendance en Z^2 peut être exploitée pour avoir accès à la valeur absolue de la charge, alors que la dépendance en $\cos^2\theta$ (et donc en β) est utilisée dans les détecteurs RICH (Ring Imaging CHerenkov) pour une mesure précise de la vélocité.

Les photons créés sont en général détectés par un photo-multiplicateur (noté PM ci-après), donnant un signal en photo-électrons (noté $p.e$ ci-après) :

$$n_{p.e} \propto \mathrm{L}_{aero} \times \mathrm{Z}^2 \times (1 - \frac{1}{n^2\beta^2}) \times \epsilon(\lambda) \tag{5.4}$$

avec L_{aero} la longueur de parcours dans le matériau, et ϵ l'efficacité du PM.

5.2 Rôle et Principe de fonctionnement de l'ATC

Le compteur ATC, utilisé dans AMS-01, profite du seuil de l'effet de Čerenkov pour sélectionner les particules. En choisissant un matériau à faible indice de réfraction, on impose un seuil élevé en vélocité (eq. 5.2). Dans le cas de l'ATC, l'indice [113] est $n = 1.035 \pm 0.001$, ce qui implique un seuil en β suivant :

$$\beta_{seuil} = 1/n = 0.966,$$

permettant donc une séparation des différents types de particules jusqu'à des impulsions élevées, présentées dans le tableau suivant.

Particule	$e^{\pm}$	$\pi^{\pm}$	p ($\bar{p}$)	He ($\overline{\mathrm{He}}$)
P_{seuil}	1.91 MeV/c	0.52 GeV/c	3.51 GeV/c	14.0 GeV/c

TAB. 5.1: *Seuils en impulsion pour différentes particules, pour un indice* $n = 1.035$.

Il apparaît donc que, pour une plage d'impulsion 0.5-3.5 GeV/c, les électrons (positons) sont largement au-dessus de leur seuil, et fournissent donc un signal complet[2] dans chaque cellule traversée. Au contraire, les antiprotons (protons) de moins de 3.5 GeV/c ne produisent pas d'effet Čerenkov dans l'ATC. Le signal est donc, en principe, nul pour ce type de particules.

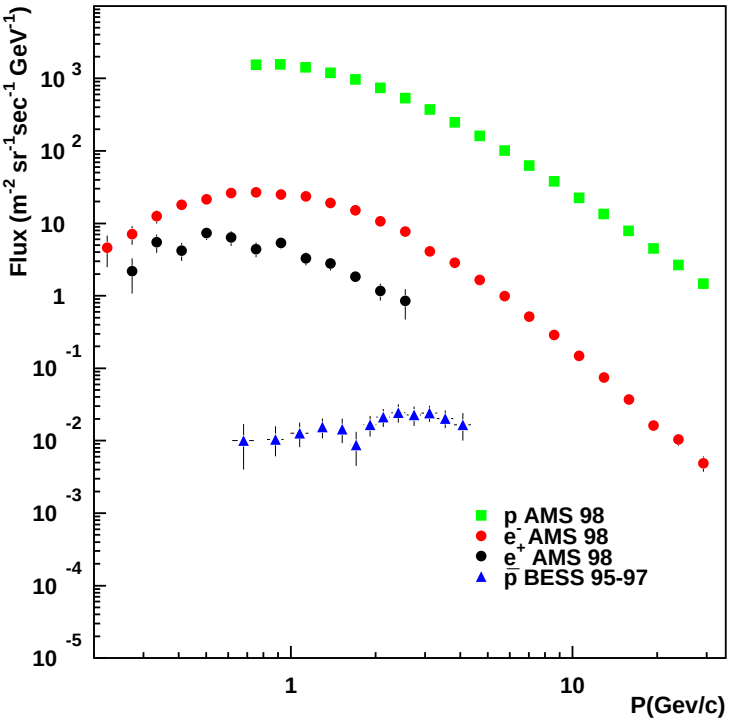


FIG. 5.2: *Flux cosmiques en fonction de P(*GeV/c*). La figure présente les flux cosmiques de protons [102], d'électrons [101], de positons [101] et d'antiprotons [65].*

[2]Des électrons dans la plage d'impulsion 0.5-3.5 GeV/c, ont une vélocité $\beta \simeq 1$, le nombre de $p.e$ produits atteint donc sa valeur asymptotique (cf. eq. 5.4).

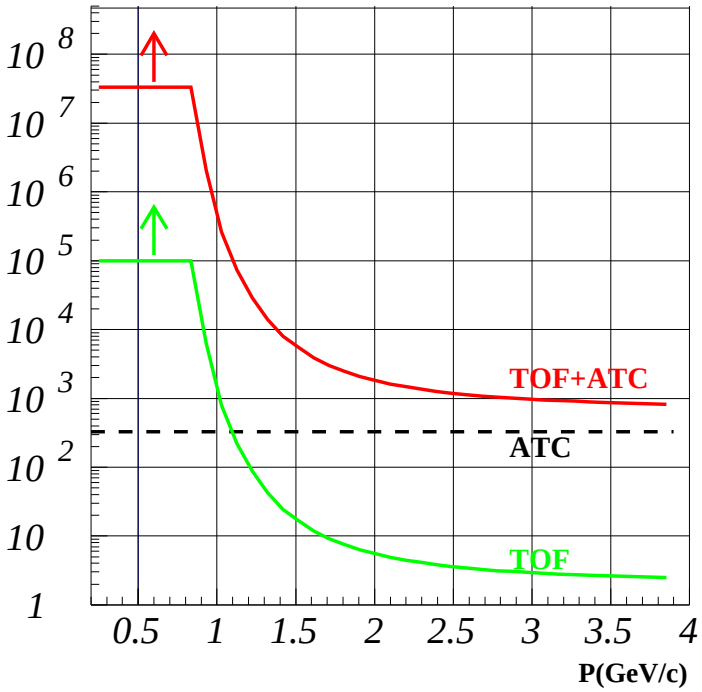


FIG. 5.3: *Réjection d'AMS contre les électrons en fonction de P(GeV/c). La courbe notée TOF présente la réjection pour le TOF seul, celle notée TOF+ATC la réjection combinée du TOF et de l'ATC. Cette figure a été obtenue avec une résolution en P [114] $\Delta \mathrm{P}/\mathrm{P} = 7.\,\%$, une résolution en β [97] : $\Delta\beta/\beta = 3.3\,\%$ et une réjection ATC : $\mathrm{R}_{\mathrm{ATC}} = 330$. Un seuil en masse à 0.5 GeV/c a été choisi dans la simulation Monte-Carlo. Les valeurs de la réjection présentées sont artificiellement coupées pour R$\geq 10^5$. Figure extraite de [115].*

L'utilisation de l'ATC permet donc de séparer les antiprotons et le bruit de fond, supposé provenir essentiellement d'électrons mal identifiés (i.e. mauvaise reconstruction de la masse due à une mauvaise mesure de β).

D'après la figure 5.2, on peut estimer le rapport signal sur bruit à $\bar{p}/e^- \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ pour la plage d'impulsion 0.2-3.5 GeV/c. La résolution du TOF ($\Delta\beta/\beta \simeq 3.3\,\%$) autorise une bonne séparation entre les antiprotons et les électrons, jusqu'à 1.5-2 GeV/c. L'utilisation de l'ATC permet d'obtenir une redondance en dessous de cette limite, et d'étendre la plage d'identification jusqu'à 3.5 GeV/c.

En effet et comme indiqué sur la figure 5.3, l'utilisation combinée du TOF et de l'ATC permet d'obtenir un facteur de rejet[3] $\mathrm{R} \gtrsim 1000$ sur toute la gamme d'impulsion, qui permettra d'obtenir une bonne discrimination entre les antiprotons et les électrons (cf. sec. 5.6.3).

La détection de positons constitue l'un des autres objectifs de la première phase d'AMS. Dans ce cas, les protons constituent la source principale de bruit de fond, avec un rapport $p/e^+ \sim 10^3$. Bien que l'ATC ne soit pas optimisé à cet effet, une discrimination p/e^+ peut être obtenue par un choix approprié de coupures (cf. sec. 5.6.4).

[3] Par abus de langage, on utilisera ci-après l'anglicisme "réjection", défi ni comme le facteur de réduction, après sélection, du bruit de fond, c'est-à-dire les électrons dans le cas de la sélection d'antiprotons. On trouvera une défi nition plus complète à la section 5.6, dans le cas particulier de l'ATC.

FIG. 5.4: *Photographie d'une cellule d'aérogel lors de son enrobage à l'ISN. On peut distinguer les huit blocs d'aérogel, ainsi que les trois couches de téflon et la feuille d'aluminium, utilisée en complément pour la réflexion de la lumière Čerenkov sur les parois.*

5.3 Conception mécanique de l'ATC

Le composant élémentaire de l'ATC est la cellule d'aérogel ($11 \times 11 \times 8.8\,\mathrm{cm}^3$, voir figures 5.4 et 5.5), constituée de huit blocs d'aérogel de $1.1\,\mathrm{cm}$ d'épaisseur et enrobée de trois couches de téflon (250 μm d'épaisseur chacune).

La construction des cellules d'aérogel a eu lieu à l'ISN-Grenoble, en juin 1997. L'enrobage a été effectué en salle propre afin de respecter les contraintes de qualification spatiale et en particulier pour minimiser la poussière qui pourrait se déposer sur l'aérogel.

Le principe de détection choisi est un mode de lecture directe, qui a été préféré à un mode de lecture avec un guide de lumière, car les performances au niveau de la collection de lumière étaient meilleures. Dans ce type de lecture, chaque cellule est équipée d'un photo-multiplicateur (PM) Hamamatsu R-5900 [116] placé sur la face inférieure (cf. fig. 5.5).

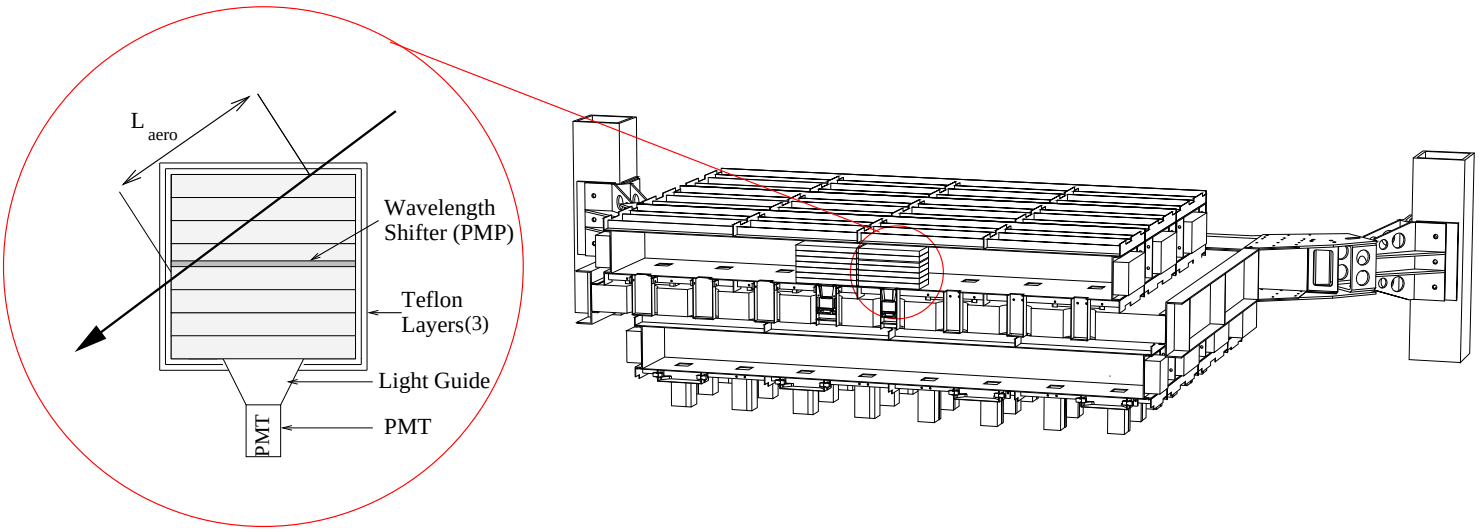


FIG. 5.5: *Structure mécanique du détecteur ATC : Les 2 plans de cellules d'aérogel ainsi que la structure d'une cellule peuvent être observés. Figure extraite de [117].*

Lors de l'interaction d'une particule chargée dans l'aérogel, le cône Čerenkov se développe dans la cellule et les photons émis sont réfléchis par les trois couches de téflon entourant la cellule, jusqu'à ce qu'ils parviennent à la fenêtre du PM. La lecture directe implique donc que le parcours des photons dans la cellule soit très long : plusieurs mètres.

Les processus limitant la détection de photons Čerenkov sont la diffusion Rayleigh[4] ($L_R \propto \lambda_\gamma^4$) et l'absorption ($L_{abs} \propto \lambda_\gamma^2$). Ces deux effets sont d'autant moins importants que la longueur d'onde des photons est importante. La longueur de diffusion passe par exemple de $\sim 1.3\,\mathrm{cm}$ à $\sim 5\,\mathrm{cm}$ lorsque la longueur d'onde passe de 300 à $430\,\mathrm{nm}$. De même, la longueur d'absorption passe de $20\,\mathrm{cm}$ à $1200\,\mathrm{cm}$, dans le même intervalle de longueur d'onde.

Pour minimiser ces deux phénomènes, un décaleur de longueur d'onde est donc utilisé.

[4] Il s'agit de la diffusion de la lumière par les atomes ou les molécules du milieu.

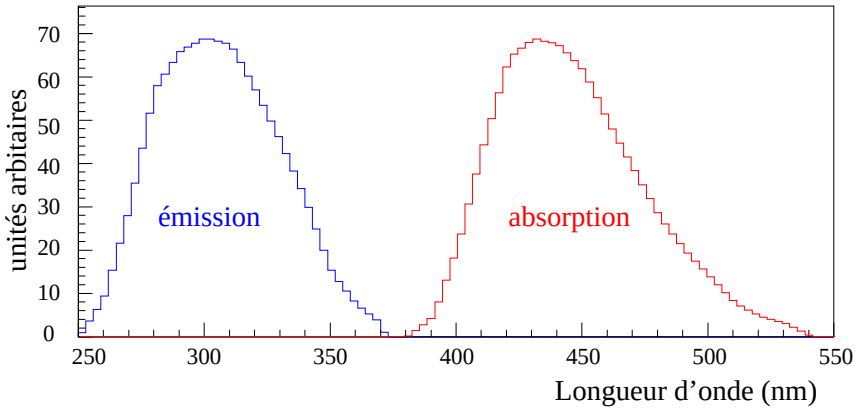


FIG. 5.6: *Émission et absorption des photons par la molécule de PMP [118].*

Il permet de décaler la longueur d'onde des photons de $300\,\mathrm{nm}$ à $420\,\mathrm{nm}$; cette longueur d'onde correspond également au maximum d'efficacité des PM (R-5900). Le décaleur est placé au centre de chaque cellule (voir fig.5.5), et est constitué d'une fine couche de tedlar ($25\,\mu\mathrm{m}$) imprégnée d'une solution de PMP (1-Phenyl-3-Mesityl-2-Pyrazolin). Afin de minimiser la diffusion du PMP dans l'aérogel, le tedlar est enveloppé par une protection en polyéthylène ($50\,\mu\mathrm{m}$). L'utilisation d'un décaleur de longueur d'onde permet une augmentation globale du nombre de $p.e$ estimée à $\sim 40\%$ [119].

Le détecteur ATC est constitué de 168 cellules réparties sur 2 plans comportant respectivement 80 cellules pour le plan supérieur et 88 cellules pour le plan inférieur. Les 2 plans sont décalés (fig. 5.5) d'une longueur égale à une demi-largeur de cellule ($\sim 5\,\mathrm{cm}$), ceci afin de limiter le nombre de particules passant entre 2 cellules. Ils sont fixés sur une planche en nid-d'abeille de $5\,\mathrm{cm}$ d'épaisseur, elle même reliée par quatre équerres à l'USS (Unique Support Structure), la structure mécanique permettant de fixer le détecteur AMS (hors ATC) à la navette.

La conception mécanique de l'ATC a constitué l'un des points clef de la construction du spectromètre AMS. En effet, en ce qui concerne l'ATC, le poids était très strictement limité ($120\,\mathrm{kg}$), et le problème des vibrations au décollage particulièrement important à cause de la fragilité naturelle du matériau aérogel. De plus le détecteur ATC était fixé directement à l'USS, à l'aide des équerres, indépendamment du reste du détecteur.

La conception mécanique de l'ATC a été réalisée à l'ISN, ainsi que la construction des équerres et l'étude des vibrations par calcul en éléments finis. Cette étude a permis d'estimer la réponse dynamique de l'ATC lors de la phase du décollage de la navette. La première fréquence propre de vibration de l'ATC devait être supérieure à la fréquence de l'USS ($\sim 10\,\mathrm{Hz}$). Le résultat obtenu (cf figure 5.7) était $69.2\,\mathrm{Hz}$ pour une configuration libre-libre (en mode de torsion), alors qu'en configuration contrainte (avec les quatre équerres liées à l'USS), la première fréquence propre de vibration a été évaluée à $40\,\mathrm{Hz}$.

Ces valeurs théoriques ont été confirmées par un test expérimental ("Smart Hammer Test") réalisé par une entreprise privée [120] avant l'intégration de l'ATC au reste du détecteur AMS. La valeur mesurée était $\sim 67\,\mathrm{Hz}$ pour la configuration libre-libre, bien au-delà des fréquences de vibration de la structure.

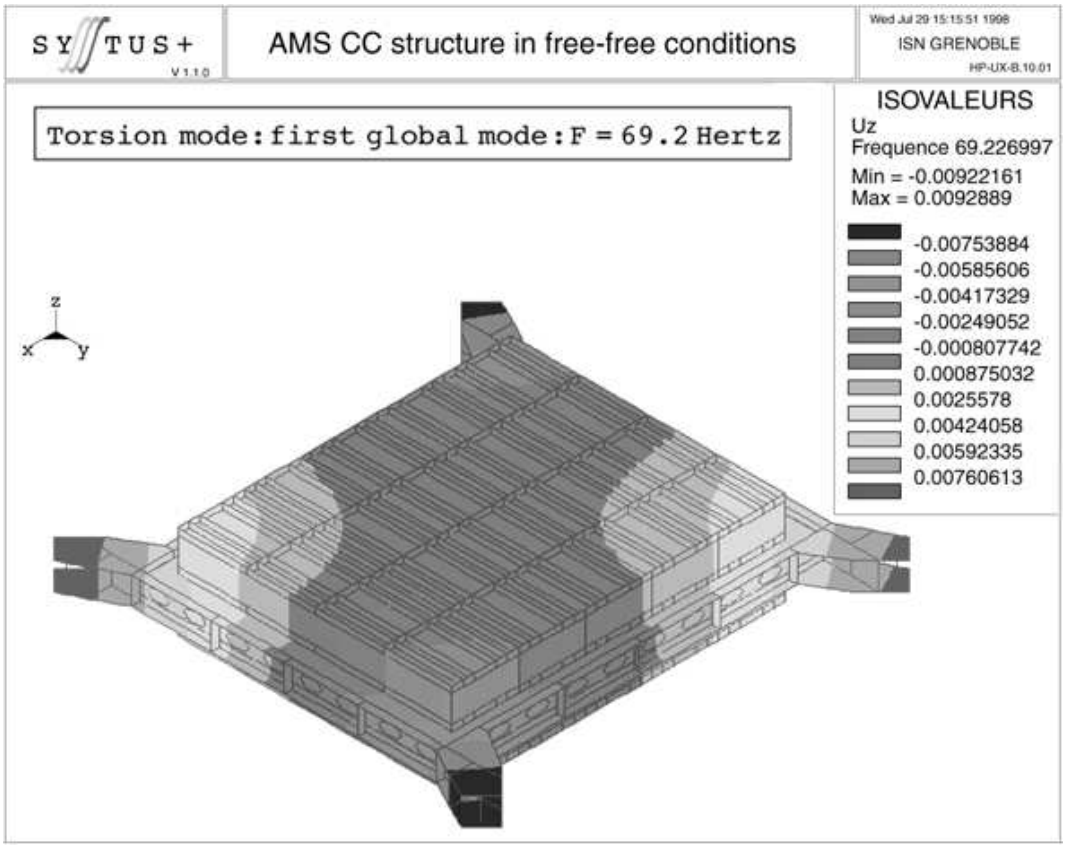


FIG. 5.7: *Calcul en éléments finis pour l'estimation de la réponse dynamique de l'ATC. On peut observer la fréquence de résonance la plus basse à 69.2 Hz.*

5.4 Électronique et calibration de l'ATC

5.4.1 Principes de l'électronique de l'ATC

Comme indiqué précédemment, la lumière Čerenkov créée dans la cellule lors du passage d'une particule avec $\beta \geq \beta_{seuil}$ est détectée par le photomultiplicateur (PM). La lumière est convertie en électrons par effet photo-électrique, la charge électrique de ce signal étant proportionnelle au nombre de photons collectés. Le signal est ensuite intégré et comparé à un seuil, avant d'être transformé en signal logique dont la longueur est proportionnelle au logarithme de la charge. La durée du signal est finalement mesurée à l'aide d'un TDC (Time to Digital Converter).

Il est à noter que l'utilisation du TDC résulte d'un choix de la collaboration AMS, principalement dicté par la contrainte de temps pour la réalisation et la construction de l'ATC (18 mois). Ce type d'électronique était de plus déjà utilisé pour le TOF d'AMS. Cela a pour conséquence principale le fait que le signal peut être "pollué" par des post-impulsions ("afterpulses") qui surviendraient pendant le temps d'intégration ($\sim 200\,\mathrm{nsec}$).

Il s'agit en fait d'une seconde impulsion due à une décharge du PM, qui est corrélée en temps avec le signal original. L'amplitude du signal varie de quelques $p.e$ à un grand nombre de $p.e$ ($\sim 10-30$), alors que le taux de post-impulsions varie de 0.1% à 5%, selon le PM utilisé [121]. Nous verrons dans les sections suivantes que ce phénomène a dû être pris en compte pour la sélection de particules.

5.4.2 Calibration de l'ATC

La calibration de l'ATC permet d'obtenir le nombre de photo-électrons ($n_{p.e}$) à partir de la mesure de temps réalisée par l'électronique.

La formule utilisée par le groupe de travail ATC [119] est une approximation valide à faible nombre de $p.e$ ($n_{p.e}$), ce qui est le cas du signal attendu pour l'ATC :

$$Q_e(i) = A \times g(i) \times e^{\frac{t+C_2(j)}{C_3}} \tag{5.5}$$

avec :

- $Q_e(i)$, les charges mesurées (en $p.e$) du PM i ($i = 1, 168$)
- A, facteur de normalisation globale (identique pour les 168 cellules),
- g(i), les gains relatifs (1 en moyenne),
- C_3, le paramètre gouvernant la dépendance logarithmique,
- $C_2(j)$, les piédestaux du canal électronique j ($j = 1, 84$).

Les valeurs des différents coefficients ont été obtenues à l'aide des données du vol, en utilisant des protons sous le seuil Čerenkov. En effet, comme nous le verrons par la suite, ce type de particules ne produit pas d'effet Čerenkov, mais présente cependant une lumière résiduelle provenant de la scintillation par exemple (sec. 5.5.4). On observe donc un pic à 1 $p.e$ qui a été utilisé pour la calibration. Le grand nombre de protons enregistrés a permis d'égaliser les 168 gains. De la même façon, la luminosité de l'ATC ($n_{p.e}$ pour des particules de $\beta \sim 1$) sera obtenue (sec. 5.6.2) avec les données du vol, des protons de haute énergie dans ce cas.

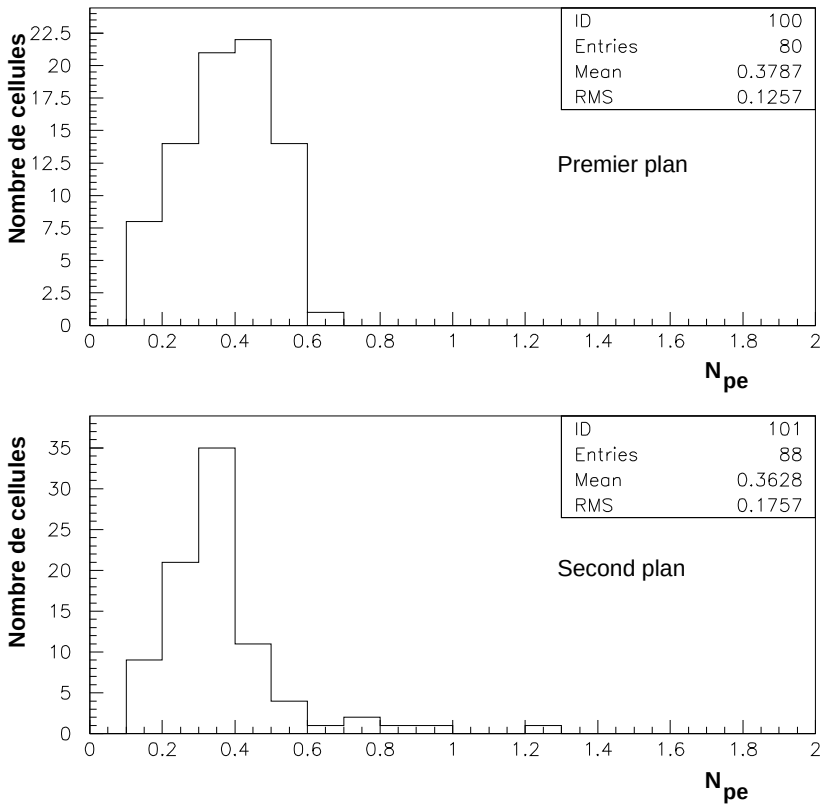


FIG. 5.8: *Distribution des 168 seuils électroniques (en $p.e$), pour les plans supérieur et inférieur de l'ATC. La dispersion des valeurs des seuils reflète celle des gains des PMs. Figure extraite de [119].*

• **Seuils électroniques :**

Le seuil de déclenchement de l'électronique de l'ATC est un paramètre important de l'analyse dont il faudra tenir compte lors du choix du seuil sur le signal dans les coupures.

Les seuils des différents canaux ont été mesurés, avec une dispersion de l'ordre de 10 %. Il faut également tenir compte des gains des différents PMs. La figure 5.8 présente la distribution des seuils des 168 cellules de l'ATC. La valeur moyenne est $0.37\ p.e$, avec une valeur minimale $\sim 0.1-0.15\ p.e$. Les seuils électroniques ont été utilisés pour l'évaluation de la luminosité de l'ATC (cf. 5.6.2) et pour le choix de la coupure lors de la sélection de $\bar{p}$ (cf. 5.6.3).

5.5 Analyse des données de l'ATC pendant le vol STS-91

Cette section présente l'analyse des données de l'ATC, effectuée suite au vol STS-91, en collaboration avec F. Barao et J. Favier, et reprend les résultats publiés dans [115] et [119].

Après une étude des différents facteurs influant sur la réponse de l'ATC (vieillissement, lumière résiduelle, distance entre la trace et le centre du PM), deux échantillons de contrôle seront définis afin de pouvoir évaluer l'efficacité de détection des $\bar{p}$ et la réjection contre les électrons (section 5.6.3).

5.5.1 Dégradation de la réponse avec le temps

Une rapide dégradation de la réponse de l'ATC a été constatée. En effet, le nombre moyen de $p.e$ était de $5\,p.e$ par cellule en Novembre 1997. Au moment du vol STS-91, il n'était plus que de $3.1\,p.e$ par cellule, pour atteindre finalement $1.5\,p.e$ par cellule en Novembre 1998, c'est-à-dire au moment du test d'AMS sur faisceau de protons au CERN. Ce vieillissement a interdit l'utilisation des résultats de ce test pour évaluer les performances de l'ATC. Une méthode basée sur les données du vol a donc été développée (sec. 5.6).

Le vieillissement observé correspond à un temps de vie de l'ordre de $\sim 300\,\mathrm{jours}$, alors qu'une cellule de référence, conservée à température ambiante au LAPP, a chuté avec un temps de vie beaucoup plus long : $\sim 1000\,\mathrm{jours}$. Le résultat est identique pour une cellule en contact ou non avec l'enveloppe de polyéthylène contenant le PMP [122]. Le phénomène de dégazage du décaleur de longueur d'onde a en effet été maîtrisé avant le vol [92], grâce à la protection en polyéthylène enveloppant la couche de tedlar imprégné de PMP.

Les résultats de J. Favier *et al.*, sur une cellule de références [122], indiquent que celle-ci n'est pas sensible à la vapeur d'eau, dans la plage de longueur d'onde concernée. Par contre, une cellule mise en contact avec des vapeurs organiques (le PMP de l'ATC, pris comme référence), présente une temps de vie de l'ordre de $\sim 200\,\mathrm{jours}$, le vieillissement pouvant être enrayé en conservant la cellule à basse température ($-20°$).

Pendant toute la période de construction des cellules à l'ISN, celles-ci ont été conservées à $-20°$, ce qui n'a pas été possible ni dans les mois précédents le vol, ni à l'issue de celui-ci.

En conséquence, il semble que le phénomène de vieillissement puisse être expliqué par des réactions chimiques entre l'aérogel et des vapeurs organiques, comme le démontre la sensibilité à la température [122]. Il semble que le scotch, utilisé pour l'étanchéité à la lumière, puisse être responsable de ce vieillissement.

En vue de la préparation du compteur RICH [123] pour AMS-02, il paraît important de savoir si un tel phénomène est présent sur une plage de longueur d'onde visible. Les résultats sont pour l'instant contradictoires [122, 124]

5.5.2 Analyse en ligne de données de l'ATC

L'analyse en ligne des données du détecteur ATC, effectuée en juin 1998 au Johnson Space Center (Houston, États-Unis), a montré qu'un faible nombre de cellules ne fonctionnait pas correctement. Le tableau suivant indique, pour les 168 cellules de l'ATC, celles ayant une efficacité inférieure à 15 %.

Période (heures)	Temps	Plan 1	Plan 2
0-20	98/06/03 19:00 - 98/06/04 15:00	11, 68	103, 133, L5
20-80	98/06/04 15:00 - 98/06/07 03:00	11, 68	93, 103, 133, L5
80-209	98/06/07 03:00 - 98/06/12 12:00	11, 68	93, 103, 133

TAB. 5.2: *Liste des cellules retirées de l'analyse des données (efficacité inférieure à 15 %). Le terme "Période" fait référence au temps écoulé depuis le mise sous tension d'AMS. L5 désigne le module extérieur du plan inférieur.*

À cette liste de cellules, il convient d'ajouter les cellules 166 et 168, correspondant au canal électronique 84, qui n'a pas fonctionné pendant toute la durée du vol. Ces cellules sont principalement localisées au bord de l'acceptance géométrique de l'ATC, et n'ont donc pas trop affecté l'efficacité géométrique. On estime à 7% cette diminution liée aux cellules à faible efficacité qui ont été retirées de l'analyse des données.

5.5.3 Analyse en amas de l'ATC

Cette section décrit la technique d'analyse dite en "amas", utilisée afin d'optimiser la sélection de particules avec l'ATC.

Le but principal de l'ATC est de sélectionner des $\bar{p}$, on va donc conserver seulement les événements donnant un signal nul. Le détecteur comporte en fait 84 signaux électroniques[5], on n'impose cependant pas que les 84 signaux soient nuls, l'efficacité obtenue serait trop faible, à cause du bruit assez important du détecteur.

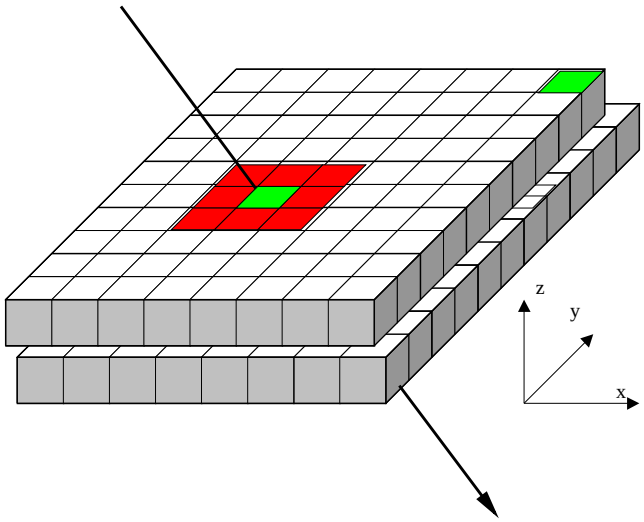


FIG. 5.9: *Vue schématique du détecteur ATC. Les cellules vertes (claires) sont celles ayant donné un signal. Les cellules rouges (sombres) constituent l'amas entourant la cellule désignée par l'extrapolation de la trajectoire.*

[5] correspondant aux 168 cellules ; un canal électronique regroupant le signal de 2 cellules diagonales.

La trajectoire calculée par le Tracker d'AMS est donc utilisée afin de déterminer quelles cellules ont été traversées par la particule incidente. Au cours de l'analyse des données, il s'est avéré que l'on ne pouvait cependant pas considérer seulement les cellules désignées par l'extrapolation de la trace, essentiellement à cause du fait que la position de l'ATC par rapport au reste d'AMS n'est pas connue avec assez de précision; une erreur minime sur la trajectoire au niveau de l'aimant pouvant conduire à des erreurs assez importantes au niveau de l'ATC.

En conséquence, cette méthode risque de conduire à sélectionner des événements ne donnant pas de signal dans la cellule désignée par l'extrapolation de la trajectoire de la particule, alors qu'une des cellules voisines a donné un signal.

L'analyse a donc été faite sur la base d'un amas ("cluster") de 9 cellules par plan : l'extrapolation de la trajectoire de la particule est utilisée pour désigner la cellule centrale de l'amas, le signal considéré par la suite étant la somme du signal de cette cellule et des 8 cellules voisines (cf. figure 5.9).

On obtient ainsi, pour chaque particule incidente, un nombre de photo-électrons par plan (correspondant aux 2 amas). Ainsi une particule qui donnerait un signal nul dans ces 2 amas peut être identifiée à un $\bar{p}$, et ce sans risque d'erreur d'extrapolation de la trajectoire et tout en conservant une bonne efficacité.

5.5.4 Réponse de l'ATC pour les héliums et les protons

Comme indiqué dans l'équation 5.4, le nombre de photo-électrons est proportionnel au carré de la charge de la particule incidente (Z^2).

On peut le constater sur la figure 5.10, le nombre de photo-électrons ($n_{p.e}$) suit la dépendance attendue au-dessus du seuil Čerenkov (3.5 GeV/c pour les protons et 14.0 GeV/c pour les héliums) :

$$n_{p.e} \propto (1 + m^2/\mathrm{P}^2) \tag{5.6}$$

Pour des particules bien au-dessus du seuil où les héliums et les protons donnent un signal complet, le rapport du nombre de $p.e$ pour les héliums et les protons, est en bon accord avec le facteur 4 attendu, ce dernier étant dû à la dépendance en Z^2 (cf. eq. 5.4).

Par ailleurs, le phénomène de lumière résiduelle peut être observé (fig. 5.10) pour des particules au-dessous du seuil. Cet effet est estimé à $\sim 0.5\, p.e$ par plan pour des protons. Il est causé par les raies δ, l'effet Čerenkov dans le décaleur de longueur d'onde et la scintillation :

- En dessous de $\sim 1.\,\mathrm{GeV}/c$, on peut observer une augmentation de la lumière résiduelle due à la scintillation (voir la vue détaillée fig. 5.10).
- La lumière résiduelle est également en augmentation entre 1 GeV/c et 3 GeV/c (fig. 5.10). Ceci a été expliqué dans [119] par des raies δ et de l'effet Čerenkov dans le polyéthylène et les couches de téflon. On estime le seuil pour l'effet Čerenkov dans ces matériaux à $\sim 1.\,\mathrm{GeV}/c$. Ainsi à 2.7 GeV/c, le nombre de photo-électrons dû à cet effet est 10 % de la valeur maximale.

En particulier, le phénomène de lumière résiduelle permet d'expliquer le comportement de la réjection contre les protons (voir fig. 5.17), qui décroît entre 1 GeV/c et 3.5 GeV/c. Pour la sélection de $\bar{p}$, ce phénomène va limiter l'efficacité de détection ($\epsilon_{\bar{p}}$, voir sec. 5.6.3).

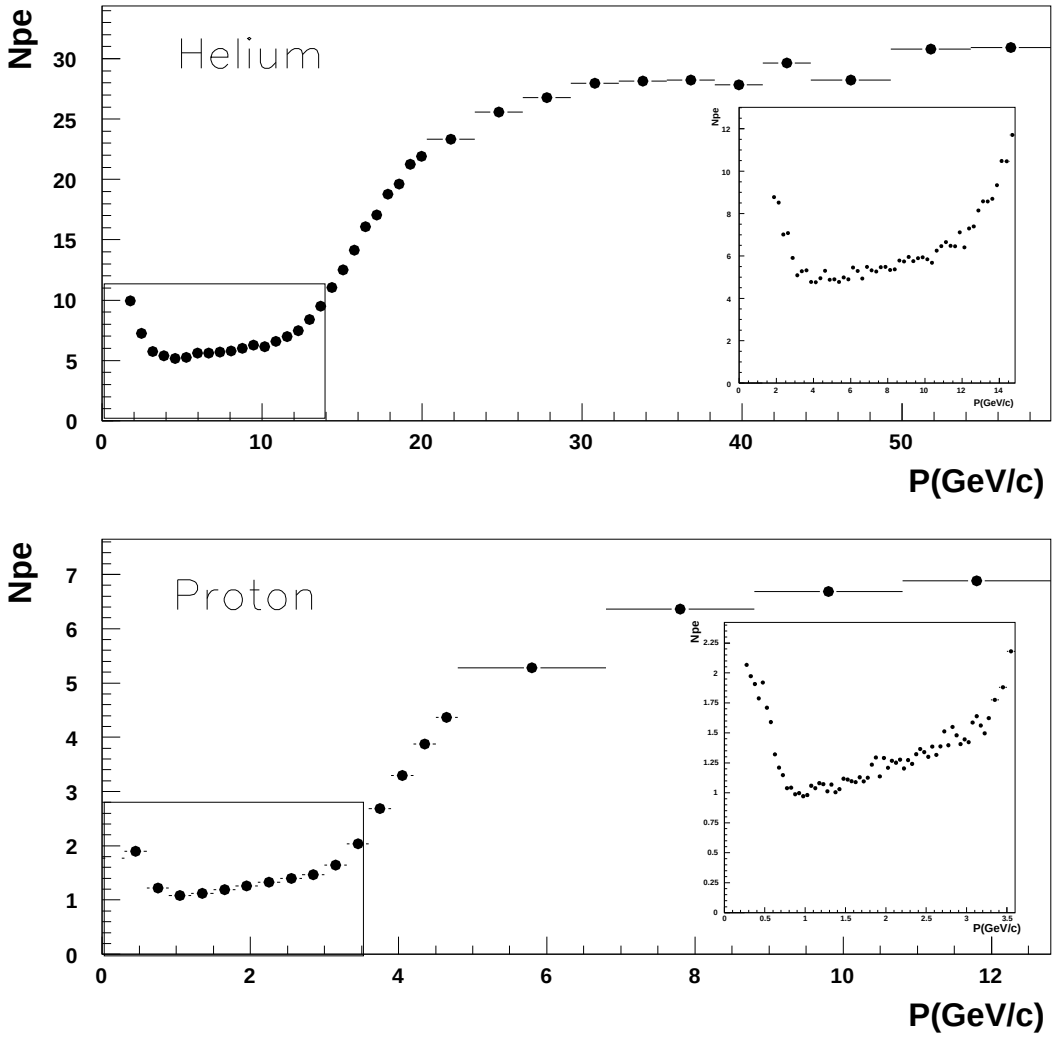


FIG. 5.10: *Nombre de photo-électrons $n_{p.e}$, signal sommé sur 2 plans, en fonction de P(GeV/c) pour des particules identifiées comme des héliums (figure du haut) et des protons (figure du bas). L'augmentation de lumière résiduelle en-dessous de 1 GeV/c (pour les protons), due à la scintillation, peut être observée sur la vue détaillée. Figure extraite de [119].*

5.5.5 Évaluation de l'indice de réfraction

En utilisant les données du vol STS-91, une évaluation de l'indice de réfraction a été effectuée. Comme indiqué dans l'équation 5.4, le nombre de photo-électrons suit la dépendance :

$$n_{p.e} \propto (1 - \frac{1}{n^2\beta^2}) \tag{5.7}$$

En conséquence, au-dessus du seuil, $n_{p.e}$ est une fonction linéaire de $1/\beta^2$. Cette relation est utilisée pour estimer l'indice de réfraction n.

La figure 5.11 présente le nombre de $p.e$ en fonction de $1/\beta^2$, pour le deuxième plan de l'ATC. En extrapolant le bruit de fond dû à la lumière résiduelle, on obtient une estimation du seuil en β, ce qui permet d'évaluer n :

$$n^2 = 1/\beta^2_{seuil} \simeq 1.07 \rightarrow n \simeq 1.0344 \tag{5.8}$$

Cette valeur est en bon accord avec l'indice de réfraction mesuré au LAPP[6] ($n = 1.0356 \pm 0.001$) et également avec la valeur indiquée par le fabricant [125] ($n = 1.035$).

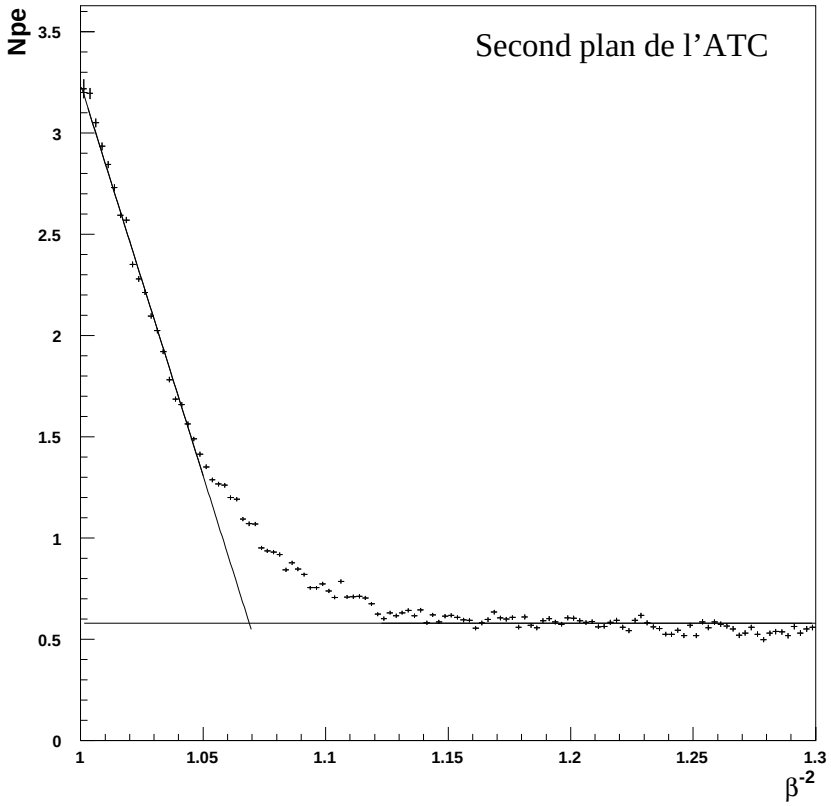


FIG. 5.11: *Évaluation de l'indice de réfraction. Nombre de photo-électrons ($n_{p.e}$), dans le deuxième plan de l'ATC en fonction de* $1/\beta^2$.

[6]Cette mesure a été effectuée avec une diode rouge ($\lambda = 570\,\mathrm{nm}$)

5.5.6 Influence de la distance au PM

Le paramètre d'impact ($d_{\rm PM}$) est défini comme la distance entre la trace et le centre de la fenêtre du PM (figure 5.12). Au cours de l'analyse des données de l'ATC, il s'est avéré que le signal fourni par une particule incidente pouvait être influencé par cette variable. En effet, le nombre de photo-électrons collectés ($n_{p.e}$) est plus important à petit paramètre d'impact :

- Les photons créés par effet Čerenkov dans l'aérogel ont une probabilité plus importante d'entrer directement dans la fenêtre du PM (cône direct). Ceci limite les pertes dues aux réflections multiples à l'intérieur de la cellule, essentiellement liées au mode de lecture directe choisie.
- La distance de parcours des photons dans la cellule est plus courte, ce qui diminue l'absorption.
- Pour des paramètres d'impact très petits ($d_{\rm PM} \leq 1\,{\rm cm}$), la particule peut avoir traversé la fenêtre du PM et ainsi avoir produit un effet Čerenkov dans le matériau constituant la fenêtre ($n \simeq 1.5$).

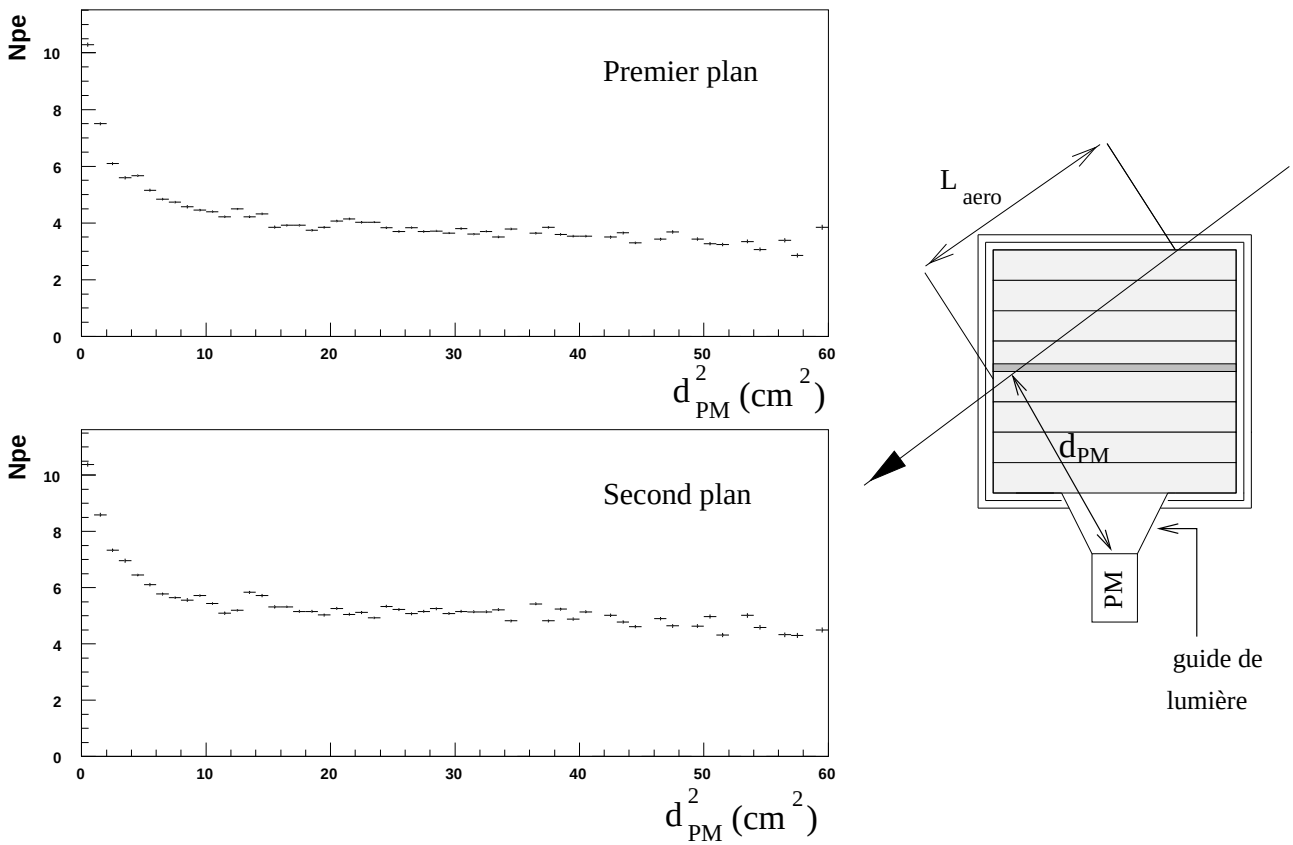


FIG. 5.12: *Influence de la distance au PM. La figure de gauche présente $n_{p.e}$ en fonction du carré du paramètre d'impact ($d^2_{\rm PM}$), pour les deux plans de l'ATC. La figure de droite présente une vue schématique de la cellule d'aérogel, ainsi que la définition de $d_{\rm PM}$.*

L'augmentation de signal à petit $d_{\rm PM}$ (inférieur à $\sim 1\,{\rm cm}$) est clairement visible sur la figure 5.12 et est évaluée à $\sim 6\,p.e$ par plan. Ce phénomène n'est pas pénalisant pour la sélection

d'antiprotons, dans la mesure où la sélection porte sur des particules n'ayant pas donné de signal dans l'ATC. Les événements à petit d_{PM} auraient donc tendance à augmenter la réjection[7] et à diminuer l'efficacité de sélection des $\bar{p}$. On verra plus loin que, pour ce type de recherche, on vise surtout à avoir une réjection importante. Par contre, il sera important d'en tenir compte pour la sélection de positons, ce phénomène pouvant avoir tendance, dans ce cas, à limiter la réjection.

5.6 Sélection de particules avec l'ATC

Le rôle de l'ATC dans l'ensemble de détection d'AMS est de séparer la composante $\bar{p}$ et le bruit de fond constitué essentiellement par les électrons. Afin de pouvoir optimiser les sélections réalisées avec ce détecteur, une étude a été effectuée [119] pour définir l'efficacité de détection (ϵ) et le pouvoir de réjection (R).

5.6.1 Échantillons de contrôle

Les deux paramètres importants pour une sélection de ce type sont l'efficacité de détection (ϵ) et la réjection contre le fond (R). De manière générale, en notant $\mathcal{N}^{signal}$ (resp. $\mathcal{N}^{bruit}$) le nombre total d'événements de signal (respectivement bruit) et $\mathcal{S}^{signal}$ (resp. $\mathcal{S}^{bruit}$) le nombre d'événements de signal (resp. bruit) sélectionnés, on définit pour une sélection donnée :

$$\begin{cases} \epsilon = \mathcal{S}^{signal}/\mathcal{N}^{signal} \\ \mathrm{R} = \mathcal{N}^{bruit}/\mathcal{S}^{bruit} \end{cases} \tag{5.9}$$

Afin d'estimer l'efficacité de détection des $\bar{p}$ ($\epsilon_{\bar{p}}$) et la réjection contre les électrons (R_{e^-}), deux échantillons de contrôle ont été utilisés, le premier pour les $\bar{p}$ (noté signal), le second pour les e^- (noté bruit).

Echantillon de contrôle "électrons" (bruit) :

Pour estimer le comportement des électrons dans l'ATC, on utilise des particules au-dessus du seuil Čerenkov, c'est-à-dire des particules identifiées comme des protons de haute énergie pendant le vol STS-91. L'échantillon a les caractéristiques cinématiques suivantes :

$$\mathrm{P} \geq 15\ \mathrm{GeV}/c \ \text{ et } \beta \geq 0.99$$

avec P et β les impulsion et vélocité mesurées par AMS.

Afin de s'assurer que l'échantillon n'est pas contaminé par des particules de basse énergie, une étude a été effectuée en fonction de la latitude magnétique. On peut constater sur la figure 5.13, l'effet de contamination près du pôle, lorsque la composante basse énergie du rayonnement cosmique devient plus importante. Afin de s'affranchir de cet effet, on impose donc une condition supplémentaire :

$$\theta_{mag} \leq 0.5\,\mathrm{rad}$$

[7] Les électrons donnant un signal plus important, ils ont une probabilité plus faible d'être confondu avec un $\bar{p}$.

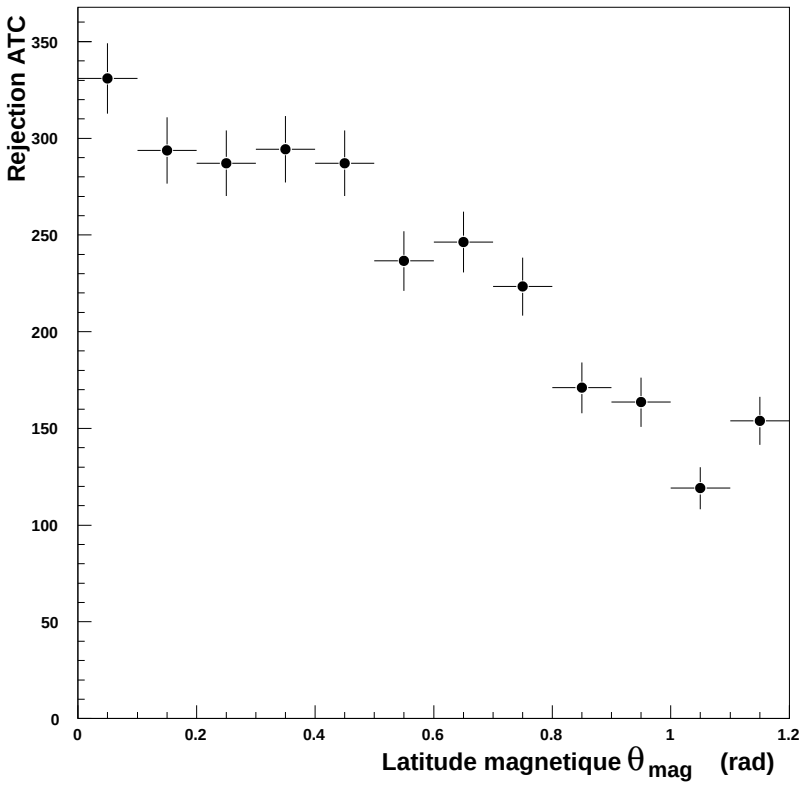


FIG. 5.13: *Réjection contre les électrons (ATC seul) en fonction de θ_{mag}, la latitude géomagnétique. L'échantillon de contrôle de particules de $\beta = 1$ présente une réjection plus élevée à basses latitudes, i.e. dans la région où la coupure géomagnétique est maximale [119].*

En effet, dans la région équatoriale, la coupure géomagnétique est telle que seules des particules cosmiques d'impulsion supérieure à 12-15 GeV/c, pénètrent la magnétosphère (cf. sec. 4.3). Ainsi, la coupure géomagnétique (voir section 4.3) est utilisée pour sélectionner des particules de haute énergie, donc bien au-dessus du seuil Čerenkov (3.5 GeV/c), permettant ainsi de disposer d'un échantillon de contrôle pur.

Comme on peut le constater sur le figure 5.14, la plupart des particules au-dessus du seuil (électrons) fournissent un signal important dans l'ATC, sommé sur les deux plans, évalué à $\sim 6\, p.e$. Une queue de distribution à grand nombre de $p.e$ peut également être observée. Elle a été attribuée à des post-impulsions dans le PM (voir sec. 5.4.1 et [119]). D'autre part, un faible pourcentage d'électrons ne donne pas de signal dans l'ATC. Ce sont des électrons qui lors de la sélection seront confondus avec des antiprotons. Il s'agit de fluctuations statistiques qui vont définir la réjection de l'ATC contre les électrons. Pour une coupure donnée en nombre de $p.e$ (n_{cut}), la réjection contre les électrons ($R_{e^-}(n_{cut})$) est définie par :

$$\mathrm{R}_{e^-}(n_{cut}) = \frac{\mathcal{N}_{e^-}}{\mathcal{N}_{e^-}(n_{p.e} \leq n_{cut})} \tag{5.10}$$

où $\mathcal{N}_{e^-}$ est le nombre d'électrons avant sélection et $\mathcal{N}_{e^-}(n_{p.e} \leq n_{cut})$ est le nombre d'électrons donnant moins de n_{cut} photo-électrons dans l'ATC.

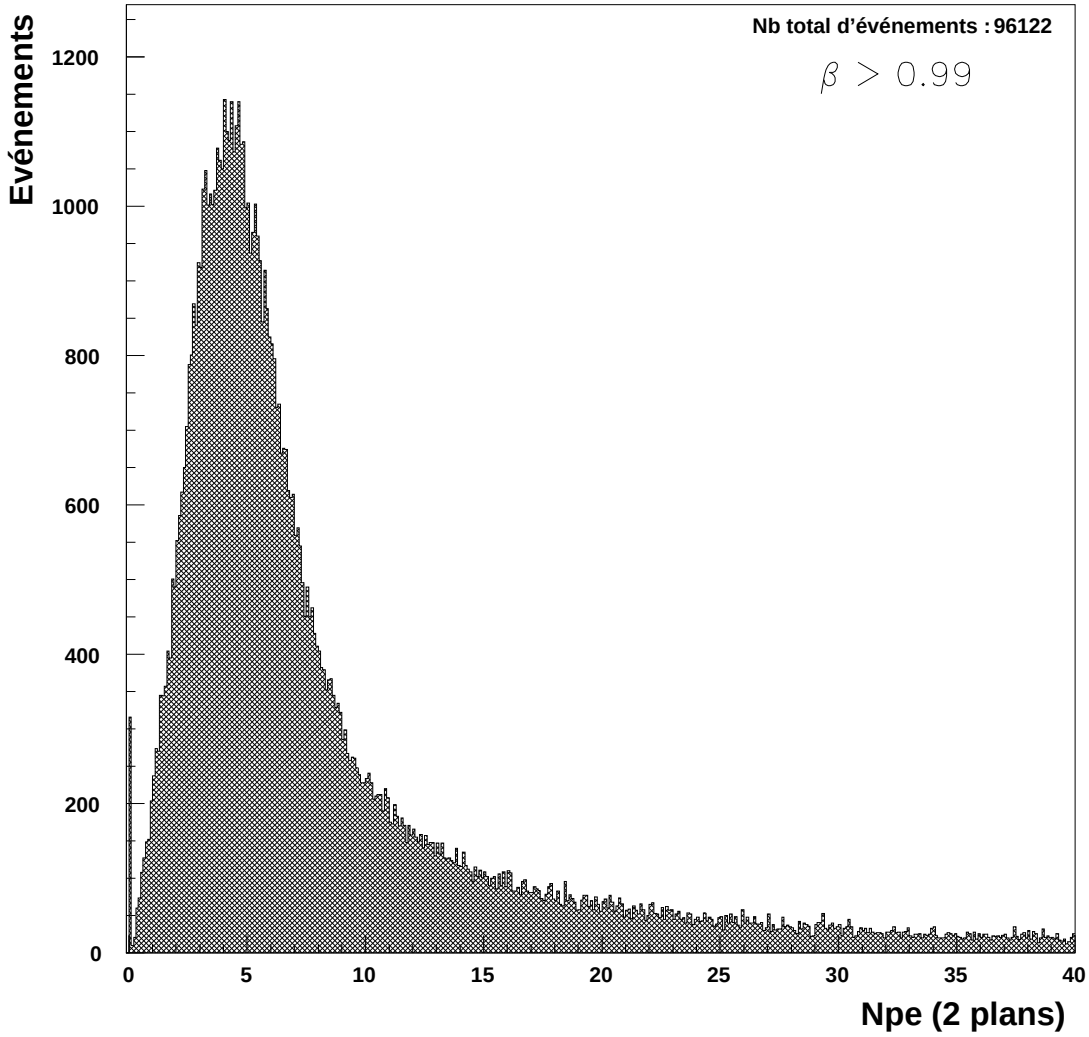


FIG. 5.14: *Particules au-dessus du seuil : Distribution du $n_{p.e}$ dans l'ATC (sommé sur les 2 plans) pour l'échantillon de contrôle "bruit" utilisé afin d'évaluer le signal pour les électrons. Figure extraite de [119].*

Échantillon de contrôle "antiprotons" (signal)

L'échantillon de contrôle utilisé pour évaluer la réponse de l'ATC aux antiprotons (P $\leq$ 3.5 GeV/c) est constitué de protons dont l'impulsion et le β mesurés par AMS sont compatibles avec des particules sous le seuil Čerenkov :

$$\mathrm{P} \leq 3.5\ \mathrm{GeV}/c \ \text{ et } \beta \leq 0.97$$

Comme indiqué sur la figure 5.15, les particules sous le seuil Čerenkov ne donnent pas de signal. On peut cependant remarquer un signal résiduel autour de $1\ p.e$, avec une queue de distribution à plus grand nombre de $p.e$. Cet effet est dû aux raies-δ, à la scintillation et aux post-impulsions (voir sec. 5.4.1). Ce signal résiduel détermine l'efficacité de détection de l'ATC, c'est-à-dire la proportion d'antiprotons rejetés lors de la sélection.

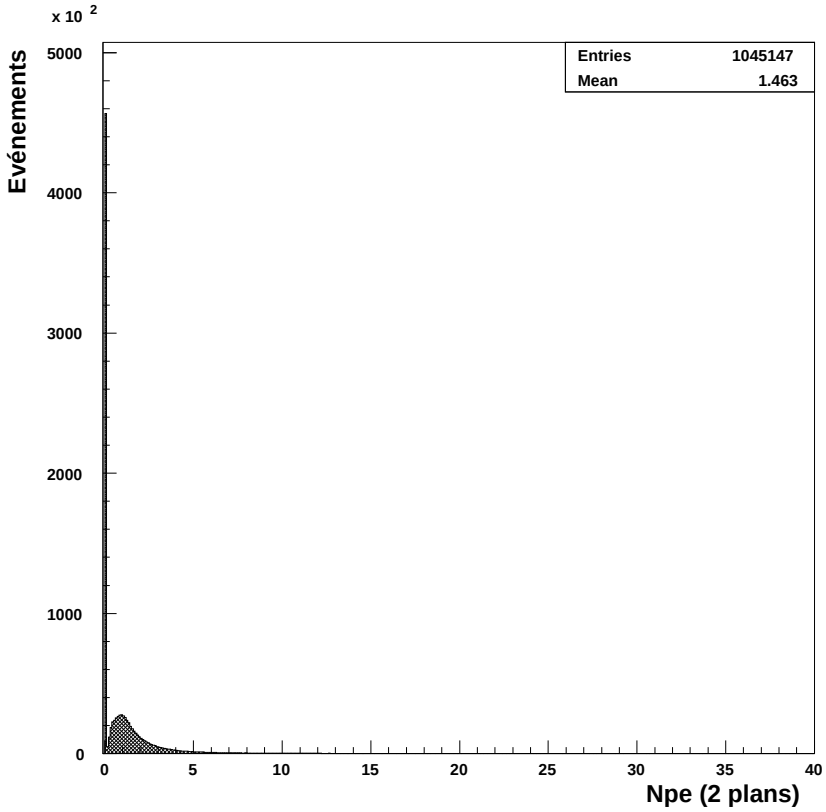


FIG. 5.15: *Particules en-dessous du seuil : Distribution du $n_{p.e}$ dans l'ATC (sommé sur les 2 plans) pour l'échantillon de contrôle "signal", utilisé pour évaluer le signal pour les $\bar{p}$. Figure extraite de [119].*

5.6.2 Signal ($n_{p.e}$) pour des particules de $\beta \simeq 1$

Il existe plusieurs méthodes pour déterminer le nombre moyen de $p.e$ pour des particules de $\beta \simeq 1$, appelé la luminosité de l'ATC (notée $\bar{n}$). Outre l'utilisation de la calibration, une autre méthode consiste à utiliser la valeur moyenne obtenue à partir d'un histogramme en $n_{p.e}$.

Ces deux méthodes ne sont pas les plus précises, dans la mesure où elles sont sensibles aux post-impulsions et à la procédure de calibration pour laquelle les erreurs atteignent jusqu'à 20 %.

La méthode qui a été choisie [119] est donc la suivante : on utilise les événements $\beta \simeq 1$ (l'échantillon de contrôle "électrons") ne donnant pas de signal ($n_{p.e} = 0$). En comparant à la loi de Poisson attendue, on a accès au nombre moyen de $p.e$ ($\bar{n}$). Il est à souligner que cette méthode est également la plus proche de l'utilisation de l'ATC (optimisé pour la recherche d'antiprotons, i.e. d'événements ne donnant pas de signal dans l'ATC).

Pour une particule produisant un effet Čerenkov dans une cellule, la densité de probabilité est donnée par une distribution Poissonienne :

$$P(\bar{n}, r) = \frac{\bar{n}^r e^{-\bar{n}}}{r!} \tag{5.11}$$

où $P(\bar{n}, r)$ est la probabilité d'avoir r $p.e$ et $\bar{n}$ est la valeur moyenne de la distribution.
Ainsi la probabilité de ne pas avoir de signal est donnée par $P(\bar{n}, 0) = e^{-\bar{n}}$ et la réjection[8] est donc liée à $\bar{n}$ par :

$$\mathrm{R} = \ln(\bar{n}) \tag{5.12}$$

L'estimation de R permet donc d'avoir accès à $\bar{n}$, la luminosité de l'ATC.
En utilisant l'échantillon de contrôle "électrons" (cf 5.6.1), et après correction du seuil électronique (fig 5.8) et en tenant compte du fait que l'échantillon (de protons) a une valeur moyenne $\beta \lesssim 1$, on obtient :

$$\begin{cases} \bar{n}_{p.e} = 3.51 \pm 0.02, \text{ pour le plan du haut} \\ \bar{n}_{p.e} = 4.02 \pm 0.02, \text{ pour le plan du bas} \end{cases}$$

Il est à noter que la valeur totale du nombre de $p.e$ ($\bar{n} \simeq 7.5\,\mathrm{p.e}$) ne correspond pas à la réjection évaluée en 5.6.3. En effet, la réjection pertinente pour la sélection de particules (sec. 5.6.3) est celle qui déterminera le facteur de réduction du bruit de fond et non la réjection théorique liée à la luminosité, valeur corrigée des seuils électroniques.

5.6.3 Séparation $\bar{p}/e^-$ avec l'ATC

La séparation des $\bar{p}$ par rapport au fond d'électrons est obtenue en imposant, tout d'abord que la particule ait réellement traversé le détecteur. La condition est donc que les 2 plans de l'ATC aient été traversés :

$$\mathrm{L_{aero}} \geq 16\,\mathrm{cm} \tag{5.13}$$

Cela conduit à une efficacité géométrique $\epsilon_{geo} \sim 72\,\%$.

La deuxième condition est que la particule n'ait pas produit de signal dans l'ATC, ce qui détermine l'efficacité de détection pour les antiprotons ($\epsilon_{\bar{p}}$) et la réjection pour les électrons (R_{e^-}). En appliquant cette sélection aux deux échantillons de contrôle définis précédemment, les performances du détecteur ont pu être évaluées.

[8] $\mathrm{R} = 1/P(\bar{n}, 0)$

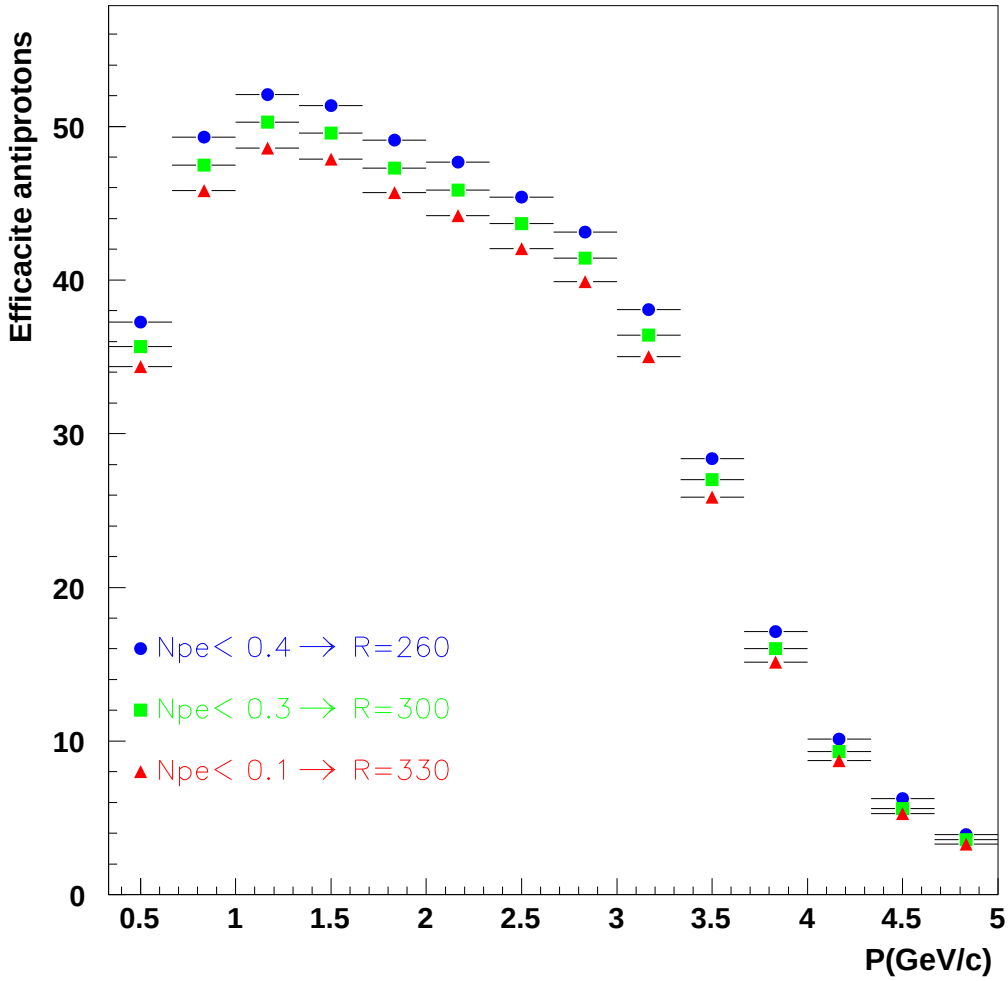


FIG. 5.16: *Efficacité de détection des protons (antiprotons) avec l'ATC, en fonction de P(GeV/c) pour différentes coupures sur $n_{p.e}$. La réjection contre les électrons (R) est également indiquée pour chaque coupure. Figure extraite de [117].*

La figure 5.16 présente l'efficacité de détection des $\bar{p}$ en fonction de P(GeV/c) pour différentes coupures en $n_{p.e}$. La réjection contre les électrons (R_{e^-}) est également indiquée pour chaque coupure. À partir de la figure 5.8, qui présente la distribution des seuils électroniques des différents canaux électroniques, la coupure sur le nombre de $p.e$ suivante a été choisie [119] :

$$n_{p.e} \leq 0.15\, p.e \tag{5.14}$$

Pour cette coupure, la réjection est $R_{e^-} \simeq 330$ et l'efficacité de détection est $\epsilon_{\bar{p}}^{max} \simeq 48\%$, avec une dépendance en impulsion (voir figure 5.16).

Cette sélection, combinée à celles utilisant le Tracker et le TOF, permet de séparer la composante $\bar{p}$ du bruit de fond constitué des électrons, jusqu'à des impulsions de 2-2.5 GeV/c. Au-dessus et jusqu'à 3.5 GeV/c, l'ATC permet d'étendre la plage d'identification des $\bar{p}$. Nous verrons au chapitre 6 l'utilisation de cette sélection dans le cadre de l'analyse des données antiprotons du vol d'AMS-01.

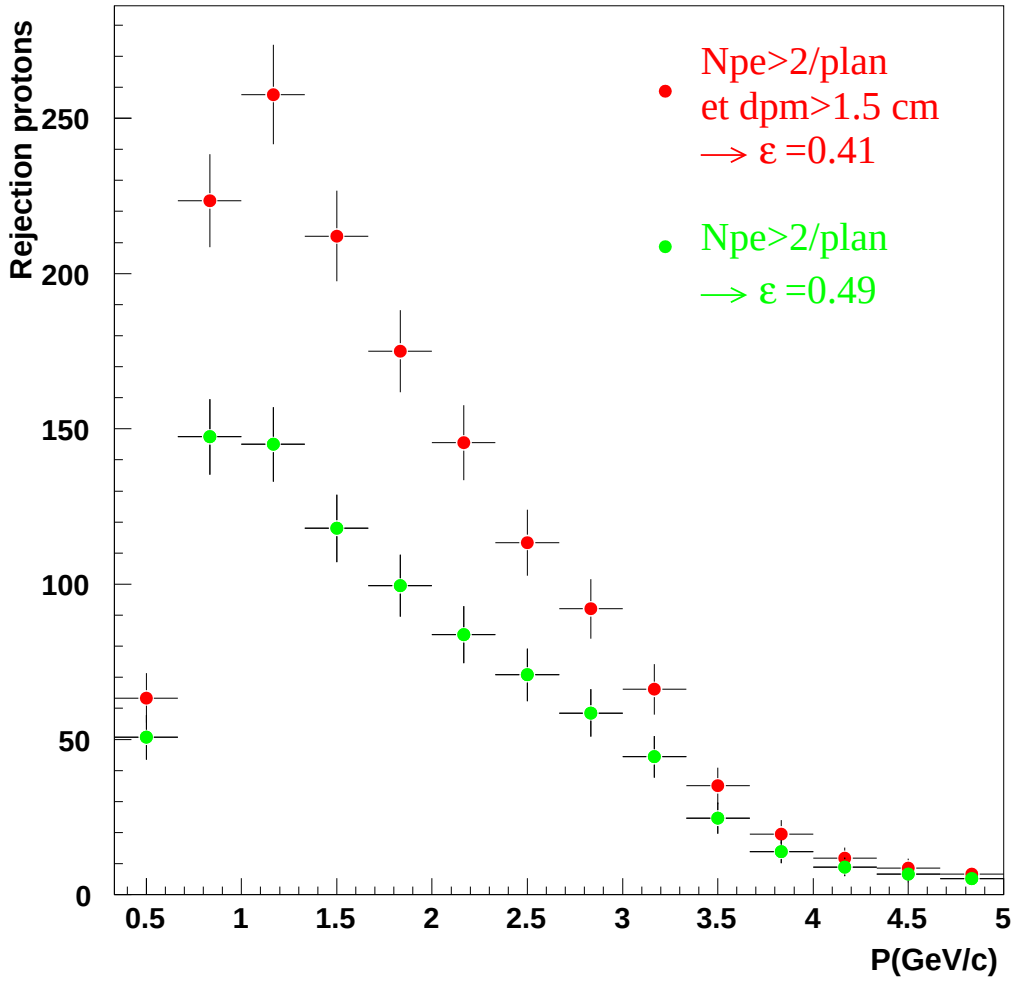


FIG. 5.17: *Réjection contre les protons en fonction de P(*GeV/c*) pour deux types de coupure. L'efficacité de détection des positons (*ϵ*) est indiquée pour chaque sélection. On peut remarquer que, dans les deux cas la réjection contre les protons est maximale à 1* GeV/c*, impulsion pour laquelle le signal des protons est le plus faible (fig. 5.10). Figure extraite de [119].*

5.6.4 Sélection de positons avec l'ATC

Le détecteur ATC peut également être utilisé pour séparer les e^+ du bruit de fond constitué par les protons (le rapport signal sur bruit est estimé à : $e^+/p \sim 10^{-3}$). Une telle sélection s'est avérée utile pour augmenter la redondance sur la sélection de e^+ et ainsi obtenir une bonne mesure du rapport $e^+/(e^- + e^+)$.

Les positons sont supposés laisser un signal important dans chaque cellule traversée, alors que le bruit de fond (protons) ne donne pas de signal, la contamination pouvant venir de la lumière résiduelle (section 5.5.4) et de l'effet Čerenkov dans la fenêtre du PM. De plus ces signaux peuvent être artificiellement amplifiés par le phénomène de post-impulsions (voir section 5.4.1).

Pour assurer une bonne séparation e^+/p, la sélection suivante a été choisie [119] :

- Une longueur d'aérogel (L_{aero}) estimée supérieure à $8\,\mathrm{cm}$ par plan.
- Un nombre de photo-électrons ($n_{p.e}$) supérieur à $2.2\,p.e$ par plan.

Cette sélection permet d'obtenir un bon compromis entre l'efficacité de détection du signal et la réjection du fond : $\epsilon_{e^+} \sim 45\,\%$ avec une réjection contre les protons jusqu'à $\mathrm{R}_p \sim 150$ à $1\,\mathrm{GeV}/c$.

Comme indiqué précédemment (section 5.5.6), les particules passant près de la fenêtre du PM produisent un nombre élevé de photo-électrons. Dans le cas de la séparation e^+/p, ce phénomène aurait tendance à limiter la réjection, en augmentant le nombre d'événements de bruit de fond produisant un signal dans les cellules d'aérogel. Afin de supprimer cet effet, on impose une condition supplémentaire :

- Le paramètre d'impact minimal (d_{PM}) doit être supérieur à $1.5\,\mathrm{cm}$.

Avec une telle sélection, on obtient une réjection bien meilleure tout en conservant une efficacité importante :

$$\epsilon_{e^+} \sim 41\% \text{ et } \mathrm{R}_p(1\,\mathrm{GeV}/c) \sim 260$$

La figure 5.17 présente la réjection contre les protons en fonction de P(GeV/c) pour une sélection avec et sans coupure sur le paramètre d'impact. On peut noter un maximum de réjection autour de $1\ \mathrm{GeV}/c$; en-dessous la scintillation limite la réjection, au-dessus il s'agit essentiellement des raies δ (voir section 5.5.4).

Bien qu'il n'ait pas été optimisé à cet effet, l'ATC permet d'obtenir une bonne séparation e^+/p, complémentaire des autres sélections effectuées à l'aide du TOF et du Tracker. Ce type de discrimination a été utilisé pour l'étude de la composante d'électrons-positons dans les rayons cosmiques [101].

5.7 Conclusion

Le fonctionnement général de l'ATC pendant le vol STS-91 a été un succès. Seul un des 88 canaux électroniques n'a pas fonctionné. Étant situé en marge de l'acceptance géométrique, cela n'a pas affecté les performances de l'ATC. D'autre part, le phénomène de vieillissement du matériau aérogel a été constaté.

En utilisant une méthode originale, basée sur les données du vol et en profitant du phénomène de coupure géomagnétique (cf. sec. 4.3), l'efficacité de détection et la réjection contre le bruit de fond ont été évaluées. Il a été montré que l'ATC permettait une séparation $\bar{p}\ /e^-$ avec une réjection $\mathrm{R} \sim 330$ et une efficacité $\epsilon_{\bar{p}} \sim 48\%$ à $1\ \mathrm{GeV}/c$. Cette sélection a été utilisée pour la sélection des $\bar{p}$ (cf. chap.6).

De plus, et bien que cela ne soit pas son but premier, l'ATC est utilisé pour la séparation e^+/p, avec une efficacité $\epsilon_{e^+} \simeq 41\%$ et une réjection importante, jusqu'à $\mathrm{R} \sim 260$ à $1\ \mathrm{GeV}/c$, et participe donc à la sélection de e^+ (cf. sec. 4.4 et [101]).

Chapitre 6

Recherche de $\bar{p}$ cosmiques avec AMS-01

Ce chapitre décrit une analyse préliminaire dont le but est la mise en évidence d'antiprotons dans les données d'AMS-01. Nous verrons en particulier que l'utilisation du Cherenkov à seuil, combinée aux autres détecteurs constituant AMS, permet d'identifier un signal d'antiprotons.

On insistera en particulier sur le fonctionnement des différents détecteurs et leur utilisation dans le cadre de la sélection d'antiprotons. Les différentes contributions au bruit de fond seront étudiées, dans l'optique de comprendre leur comportement avec les différentes coupures et d'optimiser la sélection.

Il convient de souligner que l'analyse présentée ici est préliminaire. En particulier, le groupe d'analyse n'a pas convergé sur ce thème. Ces résultats ne sauraient donc être considérés comme ceux de la collaboration AMS.

6.1 Introduction

Comme montré au chapitre précédent, le détecteur ATC permet une très bonne séparation entre les électrons et les antiprotons. La réjection évaluée à partir des données du vol est $\mathrm{R} = 330$, ce qui représente 0.3% d'électrons confondus avec des $\bar{p}$, après sélection avec l'ATC. Pour la même sélection, l'efficacité de détection est $\epsilon_{\bar{p}} \simeq 48\%$ à $1\,\mathrm{GeV}/c$.

L'ATC est utilisé en complément des autres détecteurs (Tracker, TOF et ACC) pour permettre la sélection de $\bar{p}$ et la réjection du bruit de fond, celui-ci étant constitué :

- d'électrons et éventuellement de π^-,
- de protons dont la trace a été mal reconstruite et auxquels une charge négative a été attribuée.

On peut noter que même si la confusion de charge est supposée faible dans AMS-01, lorsqu'il s'agit de sélectionner des événements présentant un faible flux, tels que les $\bar{p}$, il convient de prendre en compte des phénomènes relativement rares. À titre indicatif, le rapport $\bar{p}/p$ mesuré en ballon par le détecteur BESS, varie entre $\sim 5 \times 10^{-6}$ à basse énergie cinétique ($\sim 200\,\mathrm{MeV}$) jusqu'à $\sim 10^{-4}$ à plus haute énergie ($\sim 3-4\,\mathrm{GeV}$) [65]. Les antiprotons cosmiques sont donc très largement dominés par les protons et une faible proportion de ces derniers mesurés avec une charge négative peut facilement masquer le signal d'antiprotons.

Les résultats présentés concernent un échantillon de candidats antiprotons, détectés pendant la période post-MIR. L'angle zénithal d'AMS est 0°, 20° et 45°, c'est-à-dire essentiellement des particules provenant de l'espace (cf. fig. 4.6). Un échantillon restreint de protons détectés pendant la même période est utilisé pour la comparaison des efficacités des différentes coupures.

Il convient de souligner que la comparaison avec la simulation Monte Carlo ne sera pas présentée ici. Elle présente en effet un intérêt mineur pour cette analyse, car comme on peut le constater dans [94], les différences entre les données et le Monte Carlo sont importantes au niveau de l'échantillon de protons, de nombreux phénomènes n'étant pas pris en compte, le dysfonctionnement d'un plan du TOF par exemple. En ce qui concerne la sélection d'antiprotons, le bruit de fond provient à la fois des électrons mais aussi de protons mal identifiés, i.e. présentant un comportement anormal qui n'est pas pris en compte dans la simulation Monte Carlo.

6.2 Sélection de niveau 0

Afin de limiter le nombre d'événements traités, une première sélection a été mise en œuvre. Elle est appliquée aux événements de charge $\mathrm{Z} = -1$, détectés pendant la mission STS-91, et ayant donc franchi les différents niveaux de la logique de déclenchement décrite en 4.1.6. Les critères de cette sélection sont :

- une seule particule identifiée, avec une détermination et une seule de la vélocité (β) et de la charge.
- signal nul du compteur d'anticoïncidence (ACC), permettant de rejeter les particules ayant interagi dans le volume de l'aimant.
- au moins trois plans de TOF touchés et effectivement utilisés pour le calcul du β.
- un signe négatif de la charge, celui-ci étant déterminé par la courbure de la trace dans l'aimant.
- une valeur $\mid \mathrm{Z} \mid = 1$, déterminée par le $\mathrm{dE/dx}$ mesuré dans les 4 plans de TOF et les six plans de Tracker.
- une impulsion mesurée dans l'intervalle $0 \leq \mathrm{P} \leq 5\,\mathrm{GeV}/c$, c'est-à-dire légèrement au-delà du seuil nominal du détecteur ATC.

Ces coupures constituent les conditions minimales pour qu'un candidat antiproton, une particule de charge $\mathrm{Z} = -1$, puisse être considéré comme étant détecté correctement.

Aux coupures présentées, s'ajoute une condition supplémentaire portant sur le compteur Temps de Vol. En effet, au cours de l'analyse, il s'est avéré que certaines palettes du TOF ne fonctionnaient pas correctement. Elles présentent en effet une inefficacité bien plus importante que les autres, et sont donc retirées de l'analyse. Il s'agit des palettes $n°8$ du plan 2, $n°10$ du plan 3 et $n°10$ du plan 4.

En utilisant cette sélection, un échantillon de $\sim 1.2 \times 10^6$ candidats antiprotons a pu être sélectionné, stocké indépendamment du reste des données et mis à la disposition des collaborateurs travaillant sur l'analyse $\bar{p}$. Cet échantillon représente $\sim 1\%$ des données totales et constitue

le point de départ de l'analyse antiprotons.

On peut souligner que cet ensemble de particules de $\mathrm{Z} = -1$ est très majoritairement constitué de particules mal identifiées (e^-, π^- ou protons). Le but de l'analyse est d'optimiser les sélections afin de rejeter ce bruit de fond et de conserver uniquement la composante antiprotons qui sera identifiée par sa distribution en masse. L'échantillon de protons permet d'estimer le comportement des "véritables" antiprotons. Le bruit de fond (e^+) est en effet très faible pour ce type de particules.

6.3 Sélections avec le TOF

Le compteur Temps de Vol d'AMS est constitué de quatre plans de scintillateurs. Il est utilisé pour la mesure de la vélocité de la particule qui, combinée à la mesure de l'impulsion, permet d'estimer la masse de la particule.

Pour cette analyse, la sélection effectuée en utilisant le TOF d'AMS-01 a pour but de rejeter les événements ayant eu une mauvaise détermination de la vélocité (β) et qui pourraient donc être confondus avec un antiproton. Il s'agit là essentiellement d'événements électrons.

Cette sélection utilise les différentes informations fournies par ce détecteur, concernant la géométrie, la position et le dépôt d'énergie. Elle est appliquée aux particules ayant subi la sélection de niveau 0.

1. Géométrie de l'événement :

Le quatrième plan du TOF n'a pas fonctionné correctement pendant la fin du vol test de juin 1998. L'information fournie par ce plan de scintillateurs est donc reconstruite à partir des données des autres plans.

Afin d'avoir une bonne estimation du β il est nécessaire de disposer du maximum de mesures possibles. Pour une analyse du type $\bar{p}$, dans laquelle on cherche principalement à éliminer des événements mal-reconstruits, ceux comportant, pour la mesure du β, seulement trois plans dont le quatrième, seront exclus de l'analyse. L'information sur le β ne serait en effet pas assez sûre. Cette première sélection présente une efficacité[1] de 85%, à la fois pour les échantillons protons et antiprotons.

2. Qualité de la mesure :

Le TOF fournit trois à quatre points de mesures, en temps et en position, celles des palettes touchées (cf. sec. 4.1.3). Une procédure de χ^2 est mise en place au niveau des données reconstruites. Elle permet de vérifier la qualité de l'ajustement d'une part dans le temps (χ^2_{time}) et d'autre part dans l'espace (χ^2_{space}). La figure 6.1 présente les distributions de ces deux variables. La sélection retenue est la suivante :

$$\chi^2_{time} \leq 4 \text{ et } \chi^2_{space} \leq 5 \tag{6.1}$$

Cette sélection permet de s'assurer que la mesure de la vélocité est correcte. L'efficacité de cette coupure sur l'échantillon d'antiprotons est de 90%.

[1] Dans la suite de l'analyse présentée ci-après, les effi cacités citées sont partielles, i.e relatives à l'échantillon de particules ayant subi les sélections précédentes.

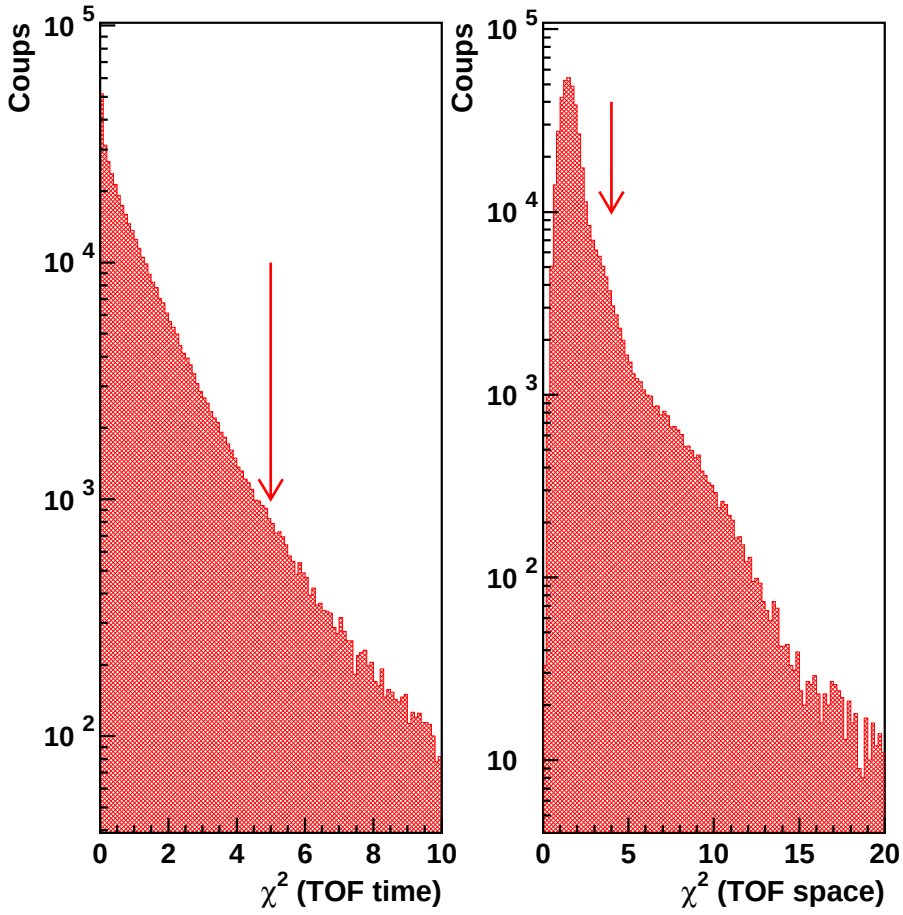


FIG. 6.1: *Distribution des χ^2 du TOF, pour l'échantillon de candidats antiprotons. Les coupures utilisées sont indiquées pour référence.*

3. Compatibilité β-$\mathrm{dE/dx}$:

Les différents plans de scintillateurs du TOF et ceux en silicium du Tracker permettent de mesurer le dépôt d'énergie par unité de longueur ($\mathrm{dE/dx}$). Ces mesures sont indépendantes de celle de la vélocité, elles impliquent en effet l'amplitude des signaux et non leur dépendance dans le temps ou l'espace. Il est donc intéressant de confronter la valeur du $\mathrm{dE/dx}$ à celle de la vélocité, les deux étant liées par la formule de Bethe-Bloch (eq. 4.4). Comme souligné en 4.1.3, le dépôt d'énergie ne dépend que très faiblement (logarithmiquement) de la masse de la particule. En conséquence, la formule de Bethe-Bloch peut être utilisée pour vérifier la cohérence de la mesure de la vélocité par temps de vol avec celle donnée par le $\mathrm{dE/dx}$, et ce sans introduire un biais dans la sélection d'antiprotons.

On peut à ce titre noter qu'une sélection portant sur le $\mathrm{dE/dx}$ en fonction de l'impulsion P est quant à elle biaisée. L'une des variables contient l'information sur β, l'autre sur l'impulsion. La combinaison des deux revient donc à choisir de manière indirecte une fenêtre de masse, à la valeur de la masse de l'antiproton.

Les caractéristiques des matériaux constituant le Tracker et le TOF sont utilisées (tab. 4.1), ainsi que la valeur du β mesuré, pour calculer la valeur théorique $\mathrm{dE/dx}|_{th}$. Ce calcul est mené dans le cas du TOF et du Tracker indépendamment. Les valeurs théoriques sont ensuite confrontées aux valeurs mesurées, en pratique les moyennes tronquées des $\mathrm{dE/dx}$ de chaque détecteur, et ce afin de s'affranchir des fluctuations statistiques du dépôt d'énergie (queue de Landau). On calcule donc un χ^2 pour chaque candidat antiproton :

$$\chi^2 = \left(\frac{\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}}\Big|_{th} - \frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}}}{\sigma} \right)^2 \tag{6.2}$$

où σ est l'incertitude sur la mesure de la perte d'énergie, pour laquelle une erreur relative de 20% a été considérée[2].

Étant donnée la dépendance en $1/\beta^2$ de la formule de Bethe-Bloch, cette procédure ne peut être appliquée que pour des particules de faible vélocité. Pour une valeur de β proche de 1, l'efficacité serait faible. Il a donc été choisi d'effectuer cette coupure pour les particules de vélocité : $\beta \leq 0.85$. Sont rejetés, les événements pour lesquels ce critère de compatibilité n'est pas rempli, soit pour le TOF, soit pour le Tracker.

La figure 6.2 présente la distribution de ces deux variables pour les échantillons protons et antiprotons. On peut constater une déviation importante de la distribution $\bar{p}$. Elle est moins piquée à zéro, et la queue de distribution à grand χ^2 est bien plus importante. La déviation se produit dans le cas du Tracker (TRK) comme du TOF au-delà de $\chi^2 \simeq 2.5$. Cette valeur est donc retenue comme coupure. On adopte donc la sélection suivante :

$$\chi^2_{\mathrm{TOF}} \leq 2.5 \ \text{ et } \ \chi^2_{\mathrm{TRK}} \leq 2.5 \tag{6.3}$$

qui permet de s'assurer de la compatibilité de la mesure du β avec celle du $\mathrm{dE/dx}$ dans les plans de scintillateurs du TOF et ceux en silicium du Tracker.

[2] valeur obtenue à partir de la largeur à mi-hauteur de la distribution du $\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}}$ d'un échantillon de protons, au minimum d'ionisation.

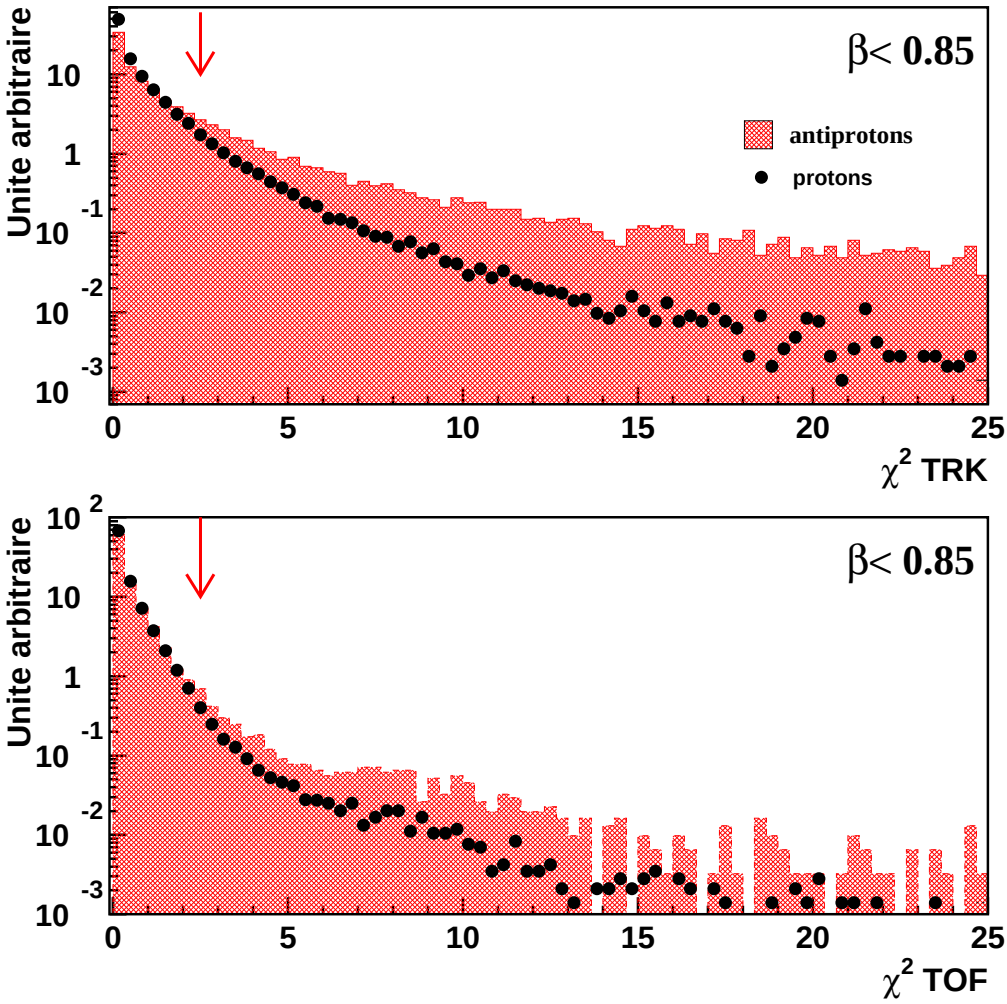


FIG. 6.2: *Distribution des χ^2 pour la compatibilité β-$\mathrm{dE/dx}$, dans le cas du Tracker (en haut) et du TOF (en bas), pour les échantillons protons et antiprotons. Les distributions ont été normalisées afin de faciliter la comparaison, l'axe des ordonnées est donc en unité arbitraire.*

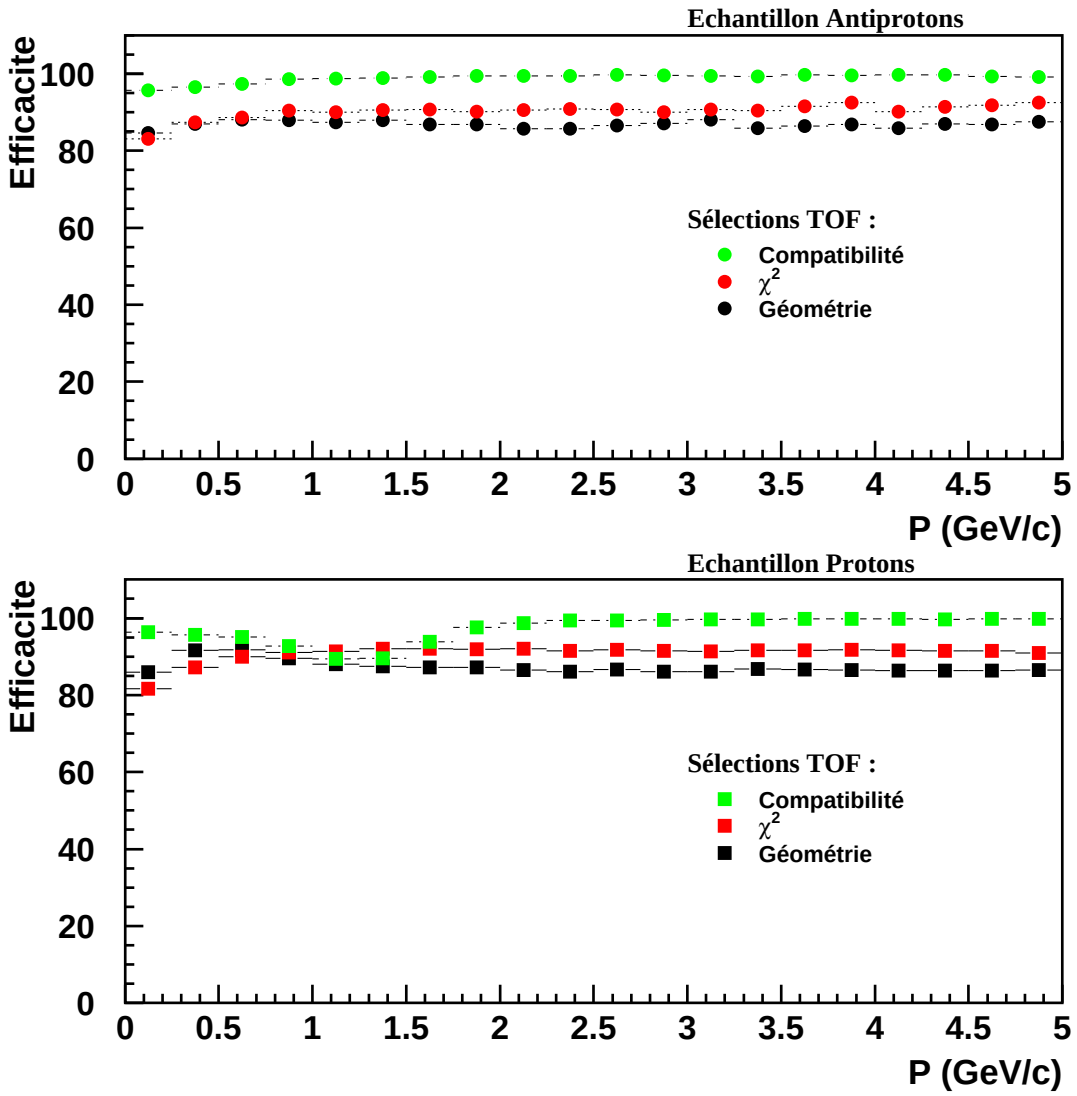


FIG. 6.3: *Efficacités partielles pour les trois sélections TOF, en fonction de l'impulsion de la particule pour les échantillons* $\mathrm{Z}=-1$ *et* $\mathrm{Z}=+1$.

6.4 Sélections avec le Tracker

Les sélections effectuées avec le Tracker d'AMS-01 sont appliquées aux particules ayant passé les coupures précédentes. Elles ont pour but de rejeter les événements ayant une trace mal définie. En effet, un proton incident dont la trace serait mal reconstruite peut être identifié avec une charge négative. Il en résulte que l'impulsion n'est pas correcte et par suite la masse également. La masse (m) est reconstruite à partir de l'information sur la vélocité (β) fournie par la mesure de temps de vol du TOF, combinée à la mesure de l'impulsion (P) :

$$\mathrm{m}^2 = \mathrm{P}^2 \times (1/\beta^2 - 1) \tag{6.4}$$

L'incertitude sur la masse est donc :

$$\frac{\Delta \mathrm{m}}{\mathrm{m}} = \frac{\Delta \mathrm{P}}{\mathrm{P}} + \gamma^2 \times \frac{\Delta \beta}{\beta} \tag{6.5}$$

où γ est le facteur de Lorentz.

Avec une résolution en impulsion de 7% à $1\ \mathrm{GeV}/c^2$ et une incertitude sur la vélocité de l'ordre de 3.3%, la résolution en masse n'est donc pas très bonne. On peut noter en particulier que des particules de $\mathrm{Z} = -1$, telles que les électrons ou les π^-, sont donc susceptibles d'être confondues avec un antiproton. Cependant le bruit de fond principal proviendra essentiellement de protons mal identifiés, i.e. reconstruits avec une charge $\mathrm{Z} = -1$. Les sélections présentées ont pour but de rejeter les événements incorrects au niveau du Tracker.

1. Topologie :

La topologie des événements dans le Tracker peut dans un premier temps se révéler utile. Celui-ci est équipé de six plans de silicium double-face permettant de mesurer les coordonnées de la trace en X pour le côté dopé p, et Y pour le côté dopé n. La coordonnée en Z est fournie par la position verticale des plans du Tracker. Les deux plans extérieurs ayant une surface plus petite, la majorité des événements comporte donc une information en position uniquement pour quatre plans. De plus le côté p du Tracker était relativement bruyant pendant ce vol et une grande partie des données comporte donc une information incomplète en X.

Il en résulte que le bruit de fond pour des événements aussi rares que les antiprotons sera a priori important, ce qui impose des sélections plus sévères, limitant fortement l'efficacité de détection et donc la statistique.

Afin de rejeter les événements susceptibles d'être confondus avec un antiproton, tout en conservant une efficacité raisonnable, les événements n'incluant pas au moins l'un des deux plans extérieurs[3] sont rejetés de l'analyse[4]. Cela permet ainsi de disposer de traces présentant un bras de levier plus grand, garantissant une meilleure évaluation de la rigidité. L'efficacité de cette coupure est de 85% pour les échantillons protons et antiprotons.

[3] Rappelons que ces deux plans sont situés à l'extérieur de l'aimant.

[4] Cette sélection a été proposée par W. J. Burger [98], sur la base d'une étude complète du Tracker.

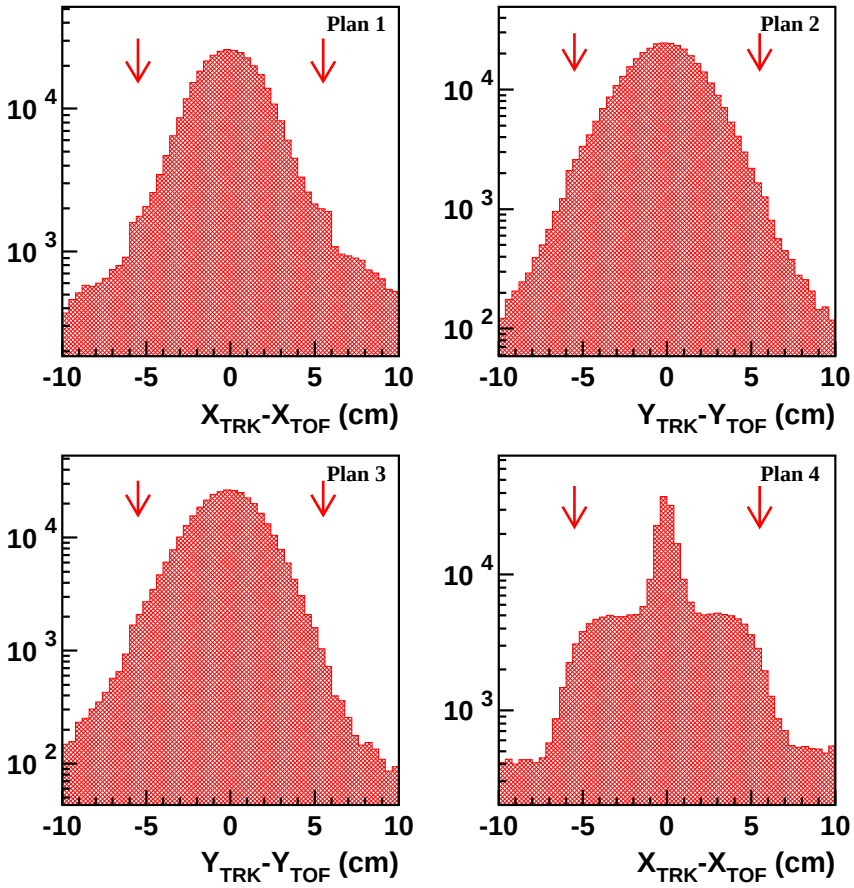


FIG. 6.4: *Distances résiduelles : l'extrapolation de la trace définie par le Tracker est comparée à l'information en position fournie par les palettes touchées dans chaque plan du TOF. La coordonnée en X ou en Y est considérée, suivant l'orientation de la palette.*

2. Compatibilité TOF-TRK :

La trace définie par le Tracker d'AMS-01 peut ensuite être confrontée aux mesures du TOF. Celui étant équipé de palettes de 11 cm de largeur, la résolution en position est faible, néanmoins cette information peut être utilisée pour vérifier la compatibilité avec le Tracker. On impose que l'extrapolation de la trace au niveau des quatre plans du TOF soit compatible avec la position de la palette ayant donné un signal. La sélection est donc la suivante :

$$\mid C_i^{TRK} - C_i^{TOF} \mid \leq 5.6 \text{ cm} \tag{6.6}$$

où C est la coordonnée (X ou Y), i variant entre 1 et le nombre de plans de TOF touchés.
Du fait de l'orientation croisée des palettes constituant les plans, on considère la coordonnée en X pour les plans 1 et 4 et celle en Y pour les plans 2 et 3. La figure 6.4 présente les distances résiduelles ($C_i^{TRK} - C_i^{TOF}$) pour les 4 plans du TOF. La différence importante de la distribution du 4^{eme} plan est due à son dysfonctionnement qui oblige à reconstruire cette coordonnée.

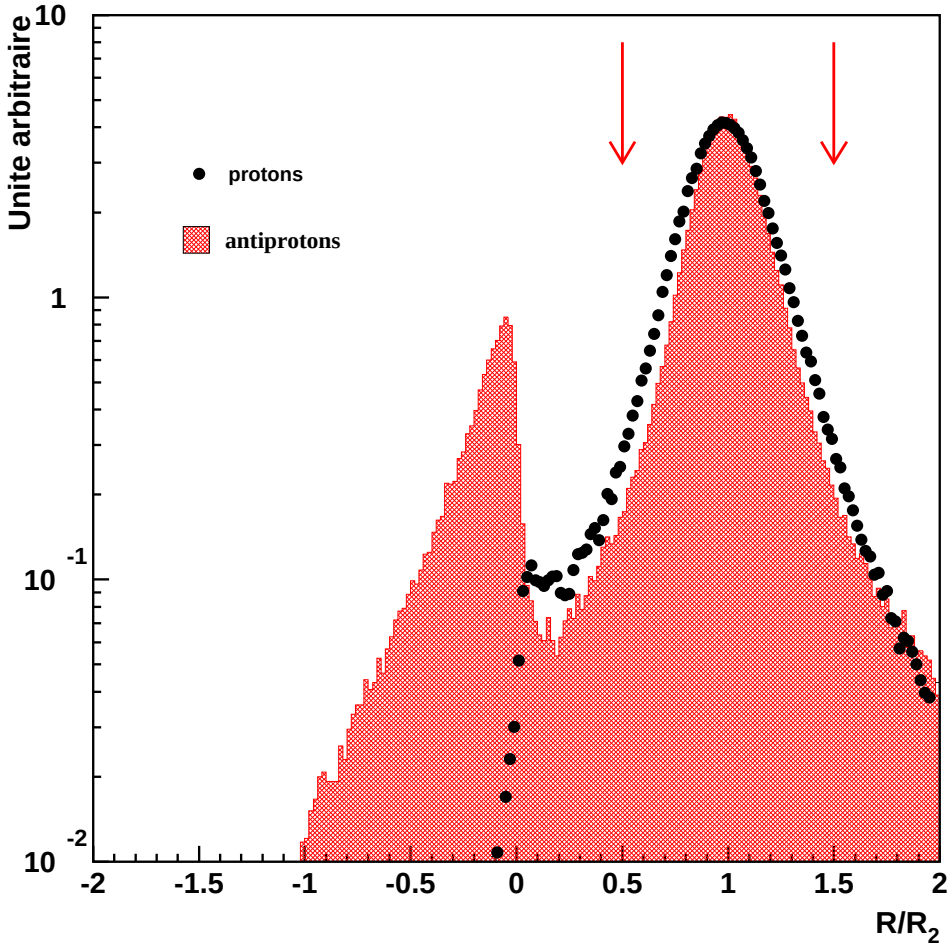


FIG. 6.5: *Distribution du rapport de la rigidité totale à rigidité partielle du bas (R/R_2), pour les échantillons protons et antiprotons. Les distributions ont été normalisées afin de faciliter la comparaison, l'axe des ordonnées est donc en unité arbitraire.*

3. Rigidités partielles :

Dans le cas de la sélection d'antiprotons, le signe de la charge est un des points-clefs. Il convient donc que la trace soit bien définie. En particulier, les événements comportant une diffusion multiple dans l'un des plans du Tracker, sont susceptibles d'être confondus avec un antiproton. Par exemple, un proton de haute énergie ($\mathrm{P} \sim 10\,\mathrm{GeV}/c^2$) dont la trace dans les premiers plans du Tracker sera donc quasi-rectiligne, peut être évalué avec une charge négative si une diffusion multiple se produit dans l'un des derniers plans. Dans le but de rejeter ce type d'événements, on utilise l'information sur les ajustements partiels. Une trace peut en effet être définie, et donc une rigidité, en utilisant les plans du haut d'une part et les plans du bas d'autre part. On notera respectivement R_1 et R_2 les rigidités ainsi évaluées. Il est clair que ces dernières seront bien moins précises que la rigidité totale R. Par contre, il serait souhaitable que les différences ne soient pas trop importantes, et surtout que le signe soit identique.

On peut constater sur la figure 6.5 la différence importante entre les échantillons protons et antiprotons, les deux ayant subi de manière identique les coupures discutées précédemment. Pour les protons la proportion d'événements présentant une rigidité partielle de signe opposé à la rigidité totale est très faible, voire négligeable. Au contraire, les antiprotons présentent une importante composante d'événements pour lesquels ces deux rigidités sont incompatibles au niveau du signe. Cette différence est due au fait que l'échantillon de protons n'est pas contaminé, la fraction de positons étant très faible, alors que l'échantillon "antiprotons" est très majoritairement constitué de bruit de fond, i.e. de particules mal identifiées. On peut souligner que la situation est identique en ce qui concerne la variable R/R_1.

Afin de rejeter ces particules, il a été choisi d'imposer d'une part que les rigidités partielles présentent un signe identique à celui de la rigidité totale, et d'autre part que les valeurs soient compatibles. La sélection choisie est la suivante :

$$50\% \leq \frac{\mathrm{R}}{\mathrm{R}_{1,2}} \leq 150\% \tag{6.7}$$

L'efficacité de cette coupure est présentée sur la figure 6.7, pour laquelle les effets de la compatibilité des signes et des valeurs des rigidités partielles ont été séparés. En ce qui concerne le signe, l'efficacité est $\sim 100\%$ pour les protons. Elle est au contraire beaucoup plus faible pour les antiprotons, avec une forte dépendance en fonction de l'impulsion. On peut en particulier noter que cette coupure n'est pas efficace à basse impulsion. Nous reviendrons plus loin sur le rôle particulier de cette composante basse impulsion (cf. 6.5).

L'efficacité de la sélection sur la compatibilité en valeur est significativement plus basse pour l'échantillon $\bar{p}$, comparée à l'échantillon protons.

4. Diffusions multiples :

Afin de prendre en compte les diffusions multiples (MS) de manière plus précise, on utilise la procédure d'ajustement qui fournit le χ^2 de la trace. En présence de diffusions multiples, à l'incertitude sur la position s'ajoute un terme en η^2/β^2 où η est la courbure de la trace dans le champ magnétique[5]. Le χ^2 de la trace sera donc proportionnel à $1/\beta^2$. Une procédure d'ajustement ($\chi^2_{\mathrm{no-MS}}$) négligeant le terme de diffusions multiples a été mise en place par la collaboration AMS. Il semble clair que la variable $\beta^2\chi^2_{\mathrm{no-MS}}$ est un bon estimateur des traces ayant subi une large déviation, i.e. des protons pouvant être confondus avec un antiproton. On pourra à ce titre consulter l'étude Monte Carlo de [94].

La figure 6.6 présente la distribution de cet estimateur, pour les deux échantillons. On peut constater que la queue de distribution est sensiblement plus importante dans le cas des antiprotons, la déviation se produisant au-delà de $\beta^2\,\chi^2_{\mathrm{no-MS}} \simeq 100$. Cette valeur est donc retenue comme coupure. L'efficacité de cette coupure est présentée sur la figure 6.7. On peut noter que les valeurs obtenues pour les protons et les antiprotons sont du même ordre de grandeur, cette sélection étant particulièrement efficace à basse impulsion. L'efficacité totale de la sélection Tracker varie entre 20% et 50% pour les antiprotons, entre 20% et 70% pour les protons, l'écart le plus important se trouvant pour une impulsion de $1.5 - 2\,\mathrm{GeV}/c$, valeur pour laquelle le fonctionnement du Tracker est optimal (cf. fig.4.4).

[5] La courbure est proportionnelle à l'inverse de la rigidité.

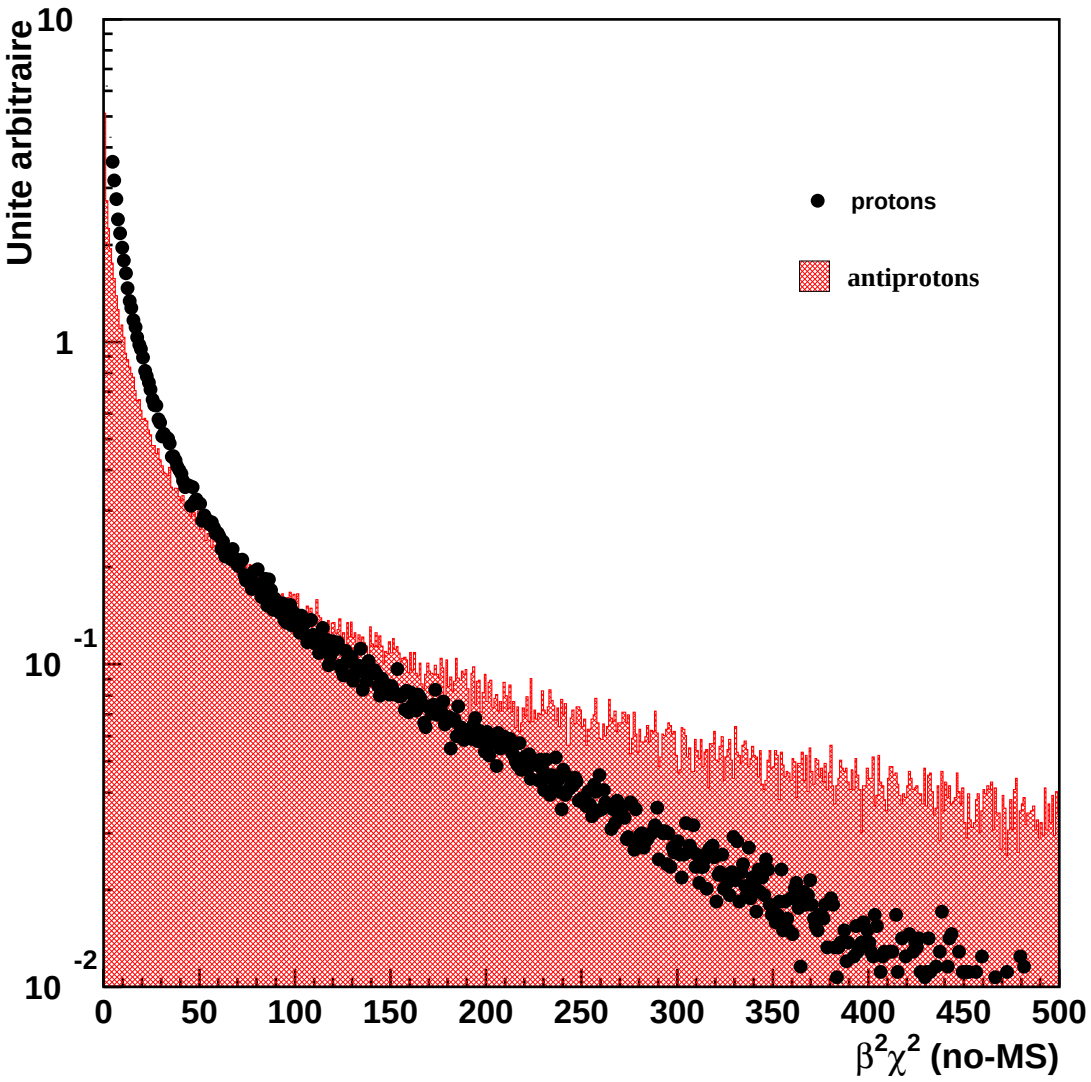


FIG. 6.6: *Distribution de la variable $\beta^2\chi^2_{\mathrm{no-MS}}$ pour les échantillons protons et antiprotons. Les distributions ont été normalisées afin de faciliter la comparaison, l'axe des ordonnées est donc en unité arbitraire.*

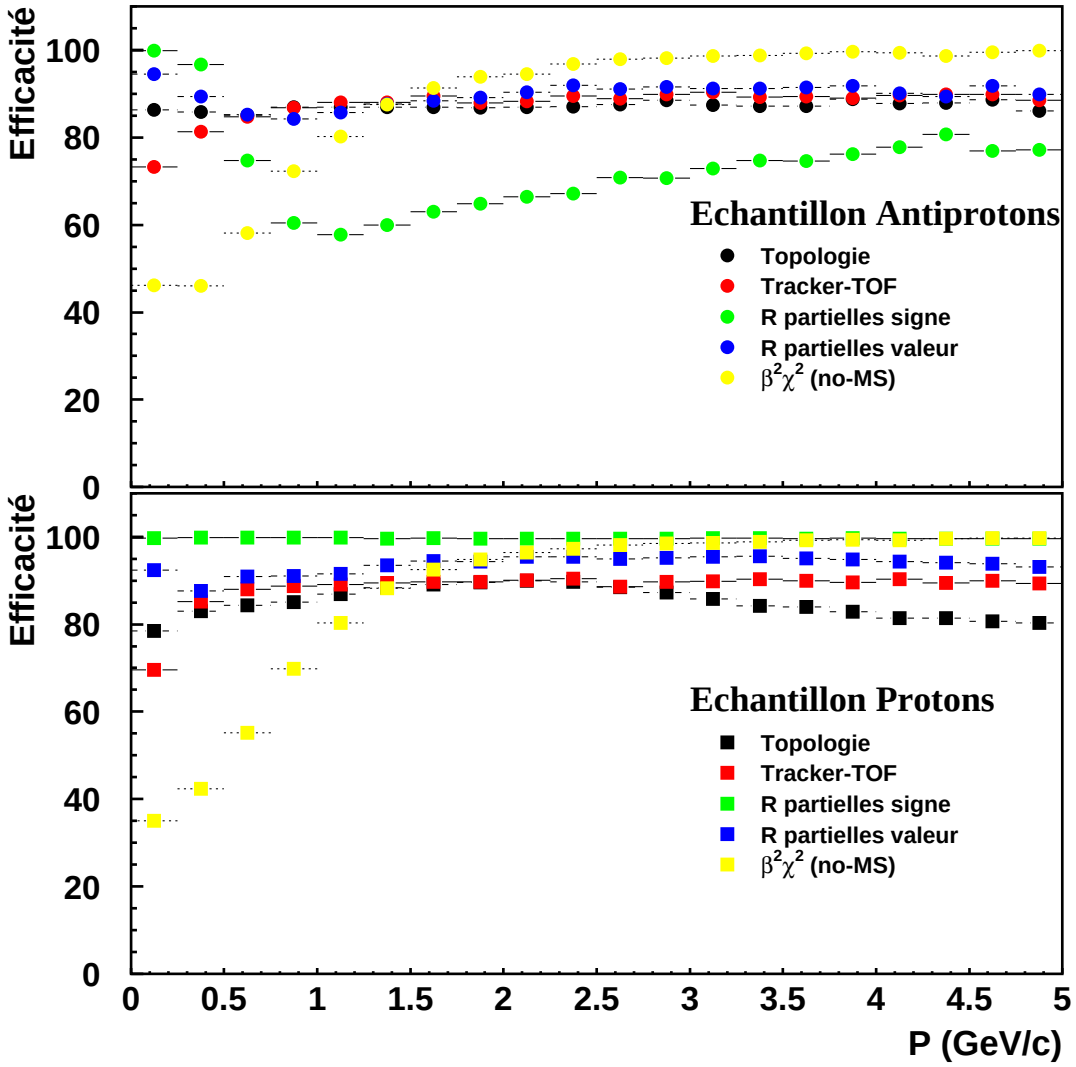


FIG. 6.7: *Efficacités partielles pour les sélections Tracker, en fonction de l'impulsion de la particule pour les échantillons antiprotons (figure du haut) protons (figure du bas).*

6.5 Sélections avec l'ATC

Comme nous l'avons vu au chapitre 5, la sélection de $\bar{p}$ avec l'ATC a été optimisée avec les données du vol elles-mêmes. Il s'agit d'une méthode originale qui utilise d'une part les protons de basse énergie pour évaluer l'efficacité de détection des antiprotons, et d'autre part des protons de haute énergie ($\mathrm{P} \geq 15\,\mathrm{GeV}/c^2$) pour évaluer le pouvoir de réjection des électrons. À cet effet, le phénomène de coupure géomagnétique (cf. sec. 4.3) a été utilisé, permettant ainsi de limiter la composante basse énergie, i.e. sous le seuil Čerenkov. En sélectionnant uniquement des particules mesurées près de l'équateur, le champ magnétique terrestre "sélectionne" de lui-même des particules de haute énergie, typiquement d'impulsion supérieure à $15\,\mathrm{GeV}/c$.

La sélection utilisée dans cette analyse est celle présentée au chapitre 5. Elle utilise l'extrapolation de la trace définie par le Tracker pour évaluer la longueur d'aérogel traversée et pour définir les amas de cellules des deux plans de l'ATC. Les conditions sont :

1) une condition "géométrique" sur la longueur d'aérogel traversée :

$$\mathrm{L_{aero}} \geq 16\,\mathrm{cm} \tag{6.8}$$

2) une condition sur le nombre de photon-électrons total, c'est-à-dire portant sur la somme des signaux des amas de chaque plan (cf. 5.5.3) :

$$n_{\mathrm{p.e}} \leq 0.15\,\mathrm{p.e} \tag{6.9}$$

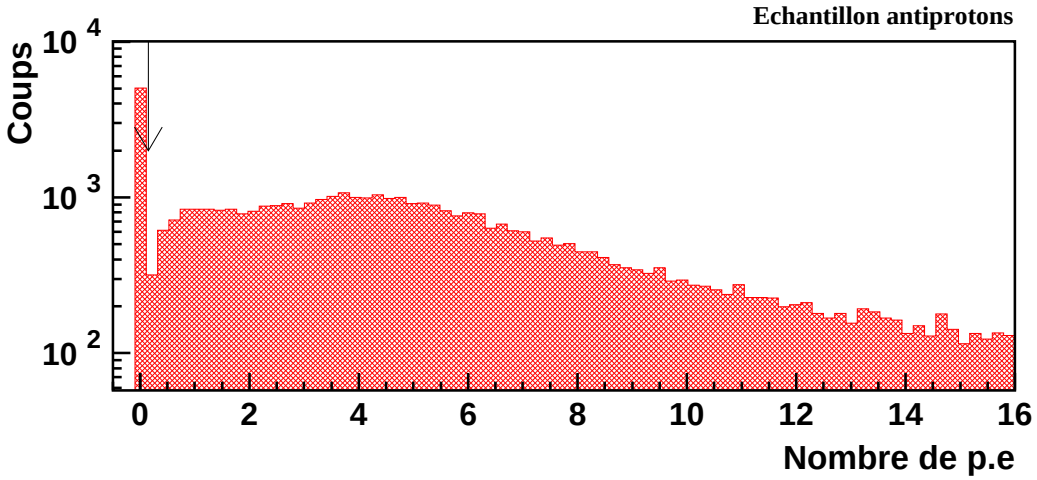


FIG. 6.8: *Distribution du nombre de photo-électrons dans l'ATC, pour un signal sommé sur les deux amas désignés par l'extrapolation du Tracker. On peut observer la différence importante avec la distribution de l'échantillon de contrôle (fig. 5.15), ce qui reflète la présence d'un important bruit de fond "électrons".*

La condition **1)** portant sur la longueur d'aérogel traversée, inclut également l'exclusion des cellules de basse efficacité (cf. tab. 5.2). L'efficacité sur cet échantillon est de 64%, en bon accord avec la valeur évaluée sur l'échantillon de contrôle (cf. 5 et [115]). La figure 6.8 présente

la distribution du nombre de photo-électrons ($n_{p.e}$) pour l'échantillon "$\bar{p}$". On peut constater la différence importante avec l'échantillon de contrôle ayant servi pour l'optimisation de la sélection (cf. fig 5.15). La présence de particules au-dessus du seuil Čerenkov est clairement visible : il s'agit soit d'électrons soit de protons de plus de $3.5\ \mathrm{GeV}/c$.

La réjection[6] (R) de l'ATC ayant été évaluée à partir des échantillons de contrôle, il est intéressant de la comparer avec celle obtenue pour ces particules. Si ces dernières sont uniquement des antiprotons (ou des protons de moins de $3.5\ \mathrm{GeV}/c$), la valeur attendue est ~ 2, correspondant à l'efficacité de $\sim 50\%$. Par contre, s'il s'agit uniquement d'électrons, on attend une valeur $\mathrm{R} \sim 330$. Le compteur ATC profite du seuil de l'effet Čerenkov pour rejeter les particules de vélocité supérieure à celui-ci ($\beta \geq 0.966$). Afin d'étudier la sélection effectuée avec ce détecteur, l'échantillon a été décomposé en deux sous-ensembles :

- les particules identifiées avec un $\beta \geq 1$, c'est-à-dire des particules de vélocité proche de 1, et donc au-dessus du seuil Čerenkov. Elles sont représentatives du bruit de fond électrons.
- les particules identifiées avec un $\beta \leq 1$, i.e. les candidats antiprotons.

La figure 6.9 présente la réjection en fonction de l'impulsion mesurée par le Tracker, pour ces deux sous-ensembles. La réjection obtenue avec un échantillon de protons est également indiquée pour référence. On peut constater que pour les particules de $\beta \geq 1$, la valeur est en bon accord, aux fluctuation statistiques près, avec celle de l'échantillon de contrôle "électrons" (cf. 5 et [115]), indiquant que ce sous-ensemble est majoritairement composé d'électrons. Il sera utilisé par la suite pour estimer le bruit de fond résiduel dû aux électrons.

Par contre pour le sous-ensemble $\beta \leq 1$, la situation est sensiblement différente. Pour des particules d'impulsion élevée, la réjection obtenue est sensiblement plus basse que celle attendue pour un bruit de fond composé uniquement d'électrons. Elle est néanmoins compatible si l'on considère une composante de protons, dont la réjection est moindre. À basse énergie ($\mathrm{P} \leq 0.5\ \mathrm{GeV}/c$), la réjection obtenue est très faible : de l'ordre de 10. Cette différence importante ne peut être attribuée à des fluctuations statistiques. Elle reflète au contraire la présence d'une composante π^- dans cet échantillon. En effet, pour ce type de particules le seuil Čerenkov en impulsion est bas (cf. tab. 5.1). Des pions d'impulsion inférieure à $\sim 500\ \mathrm{MeV}/c$ ne fournissent pas d'effet Čerenkov et ne donnent donc pas de signal dans l'ATC. Au niveau de cette sélection, le signal est donc identique à celui des antiprotons.

La réjection obtenue sur l'échantillon de protons est en bon accord avec la valeur attendue (fig. 5.16), elle correspond à une efficacité $\sim 50\%$, avec une dépendance en impulsion. À basse impulsion, la réjection est cependant trop importante. En comparant à l'efficacité obtenue sur l'échantillon de contrôle, une valeur $\mathrm{R} \simeq 3$ est attendue (fig. 5.16). Avec cet échantillon, elle est près de 6 fois supérieure, la valeur étant identique à celle obtenue à la même impulsion avec l'échantillon $\bar{p}$, ce qui confirme l'idée de la présence d'une contamination de pions parmi les candidats $\bar{p}$.

[6] Rappelons que la réjection est défi nie comme le facteur de réduction du bruit de fond, après sélection. Si ϵ est la proportion d'événements donnant un signal nul dans l'ATC, la réjection est donnée par $\mathrm{R} = 1/\epsilon$, cf. 5.

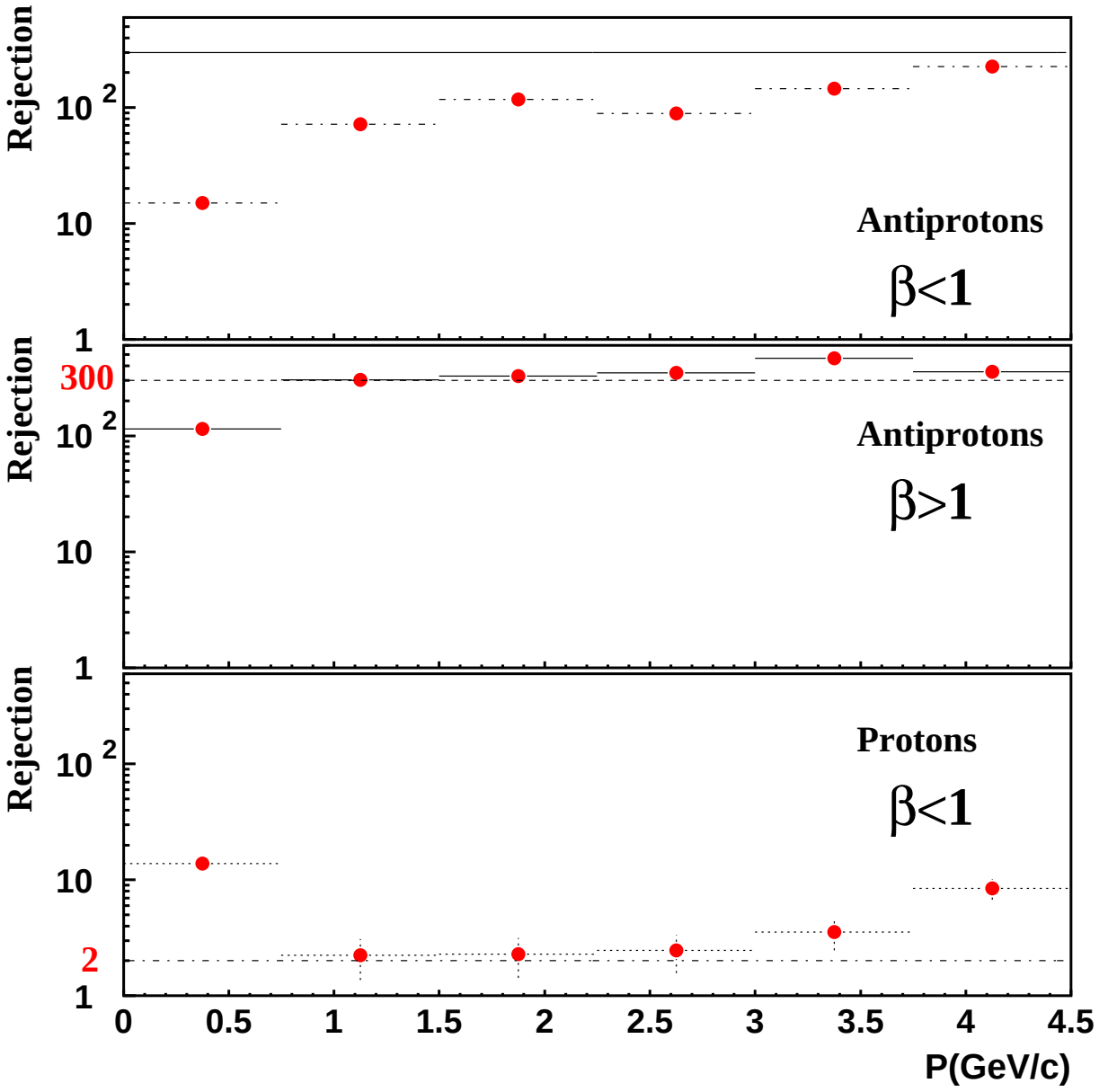


FIG. 6.9: *Réjection de l'ATC en fonction de l'impulsion. La figure du haut présente l'échantillon $\bar{p}$, avec $\beta \leq 1$, celle du milieu ceux identifiés avec $\beta \geq 1$, c'est-à-dire des particules de vélocité proche de 1, typiquement des électrons. La figure du bas présente la réjection obtenue sur l'échantillon protons, en bon accord avec la valeur attendue (fig. 5.16).*

6.6 Résultat préliminaire

Dans cette section, on présente un premier résultat préliminaire obtenu avec la sélection présentée précédemment. Le but n'est pas d'évaluer le flux d'antiprotons mais de montrer que la sélection proposée permet effectivement de séparer les antiprotons des différents bruits de fond électrons et protons.

Afin de pouvoir estimer la composante d'électrons parmi les candidats antiprotons, on utilise l'échantillon de particules mesurées avec une vélocité supérieure à 1. Il s'agit en effet majoritairement d'électrons. La distribution de $1/\beta$ est en première approximation une gaussienne[7] centrée en 1. On attend donc un nombre identique d'événements pour $1/\beta$ supérieur et inférieur à 1. Les particules mesurées avec une vélocité supérieure à 1, ne contribuent pas au bruit de fond, le carré de leur masse étant négatif (cf. eq. 6.4). Par contre, du fait de la symétrie en $1/\beta$, elles peuvent être utilisées pour estimer de manière statistique la composante d'électrons à $\beta \leq 1$, et sa contribution au spectre de masse. Pour l'échantillon $\beta \geq 1$, on calcule une masse m' reconstruite à partir de l'impulsion mesurée P et du symétrique en vélocité β', où $1/\beta' = 2 - 1/\beta$. La distribution de m' sera un bon indicateur statistique de la contamination d'électrons dans la distribution en masse des antiprotons.

La figure 6.10 présente la distribution de masse pour l'échantillon de candidats antiprotons, pour différentes coupures : celles concernant le TOF et le Tracker (notées TOF+TRK), puis en ajoutant les sélections de l'ATC, puis en ne considérant que des impulsions supérieures à $500\,\mathrm{MeV}/c$. Dans le cas des particules identifiées avec un $\beta \geq 1$, la masse reconstruite m' est utilisée.

On peut tout d'abord souligner l'importance de la sélection réalisée avec l'ATC. Avant celle-ci, le nombre d'événements ayant une vélocité supérieure ou inférieure à 1, est du même ordre de grandeur. L'utilisation de l'ATC permet de ramener la composante $\beta \geq 1$ à un niveau très faible, indiquant que la réjection des électrons est efficace. En particulier, la contribution de ces particules au niveau du pic attendu pour les antiprotons peut-être considérée comme très faible. Pour les particules $\beta \leq 1$, un pic est observé à la masse de l'antiproton. On peut constater que le bruit de fond demeure néanmoins relativement important. Nous avons vu que la contribution des électrons est négligeable, il s'agit donc soit de protons soit de pions, comme indiqué précédemment. En ne considérant que des impulsions supérieures au seuil Čerenkov des pions, on peut constater sur la figure 6.10 que le bruit de fond est réduit de manière importante, tout en conservant une bonne efficacité au niveau du pic.

La figure 6.11 présente la distribution de masse pour l'échantillon protons. On peut tout d'abord noter la largeur relativement importante du pic de masse. La résolution en masse est liée aux résolutions en impulsion ($\Delta\mathrm{P}/\mathrm{P} \simeq 7\%$ à $1\,\mathrm{GeV}/c$) et en vélocité ($\Delta\beta/\beta \simeq 3.3\%$). La composante de positons est également indiquée ($\beta \geq 1$). On peut constater le facteur de réduction lié à l'utilisation de l'ATC. À la suite de cette coupure, la contribution des positons au niveau de la masse du proton est négligeable, inférieure à 1%.

[7] car $1/\beta = \Delta t/\Delta L$, Δt étant l'intervalle de temps mesuré par le TOF.

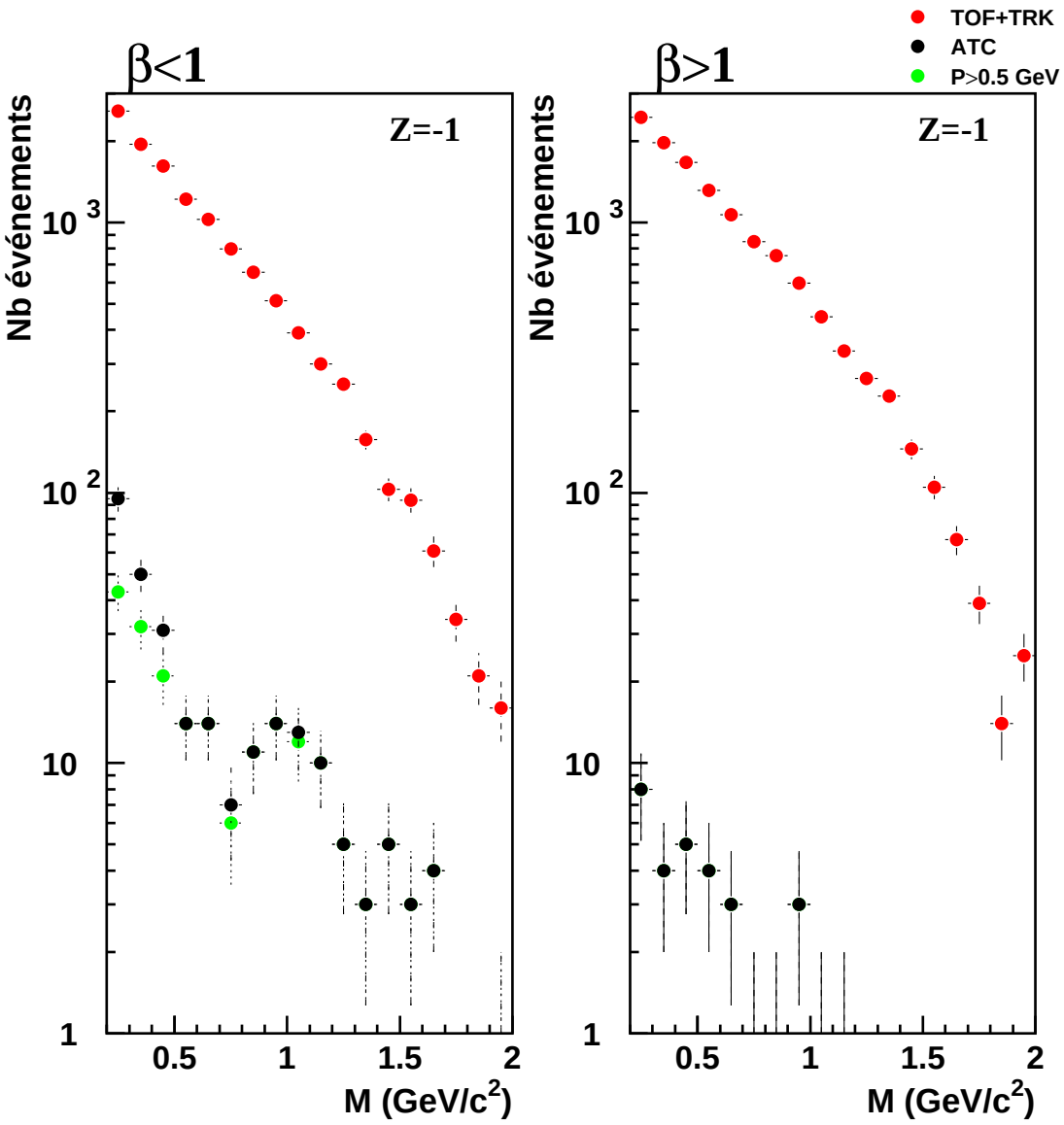


FIG. 6.10: *Distribution en masse pour l'échantillon antiprotons. La figure de gauche présente les particules de $\beta \leq 1$, celle de droite les particules identifiées avec $\beta \geq 1$, c'est-à-dire la composante électrons. Pour ces derniers, la masse reconstruite m' a été considérée. Les trois niveaux de sélections présentés sont : celui concernant le Tracker et le TOF (notée TOF+TRK), auquel s'ajoutent la sélection de l'ATC, puis une coupure en impulsion ($\mathrm{P} \geq 0.5\,\mathrm{GeV/c}$).*

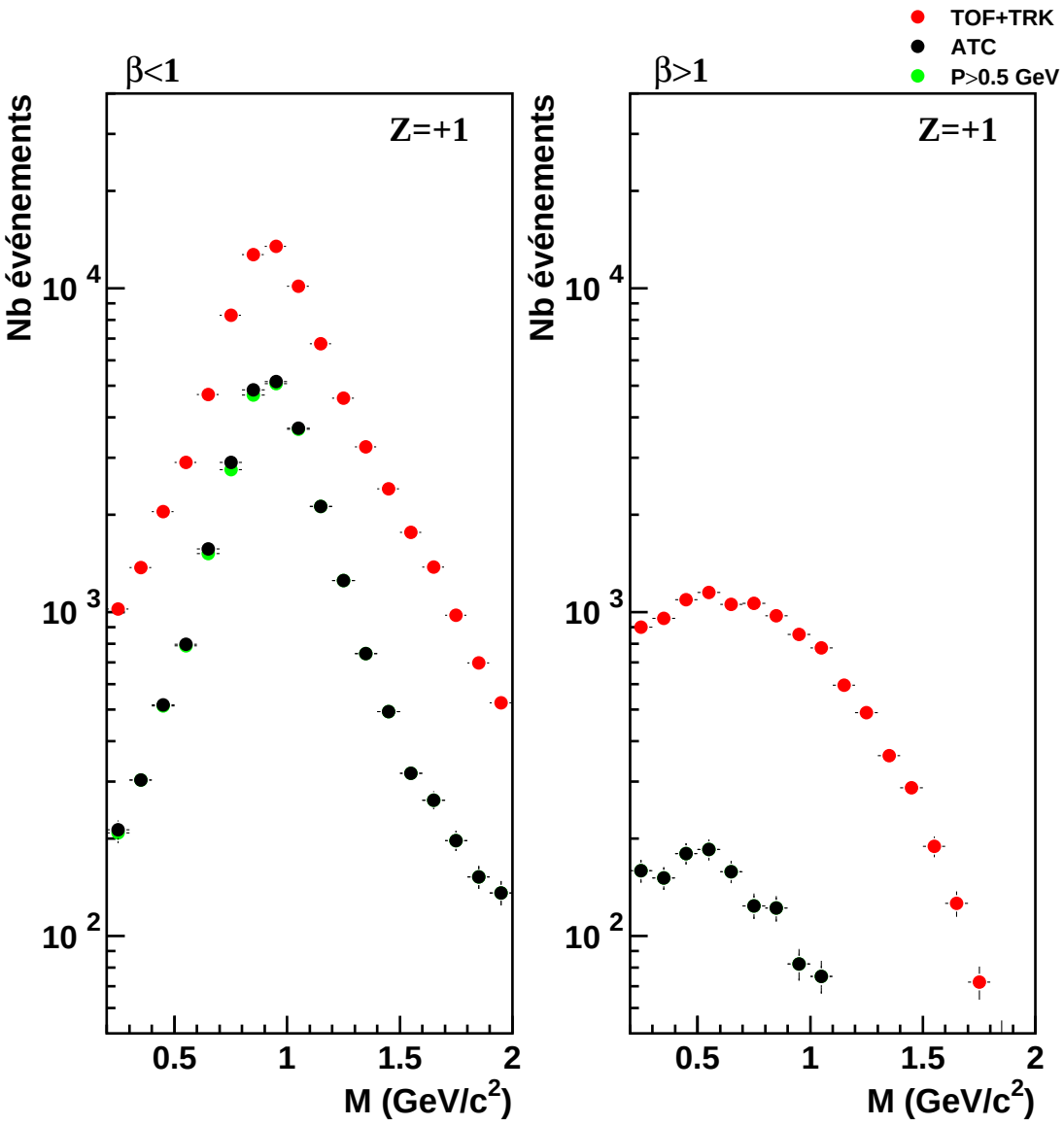


FIG. 6.11: *Distribution en masse pour l'échantillon protons. La figure de gauche présente les particules de $\beta \leq 1$, celle de droite les particules identifiées avec $\beta \geq 1$, c'est-à-dire la composante positons. Pour ces derniers, la masse reconstruite m' a été considérée. Les trois niveaux de sélections présentés sont : celui concernant le Tracker et le TOF (notée TOF+TRK), auquel s'ajoutent la sélection de l'ATC, puis une coupure en impulsion ($\mathrm{P} \geq 0.5\,\mathrm{GeV/c}$).*

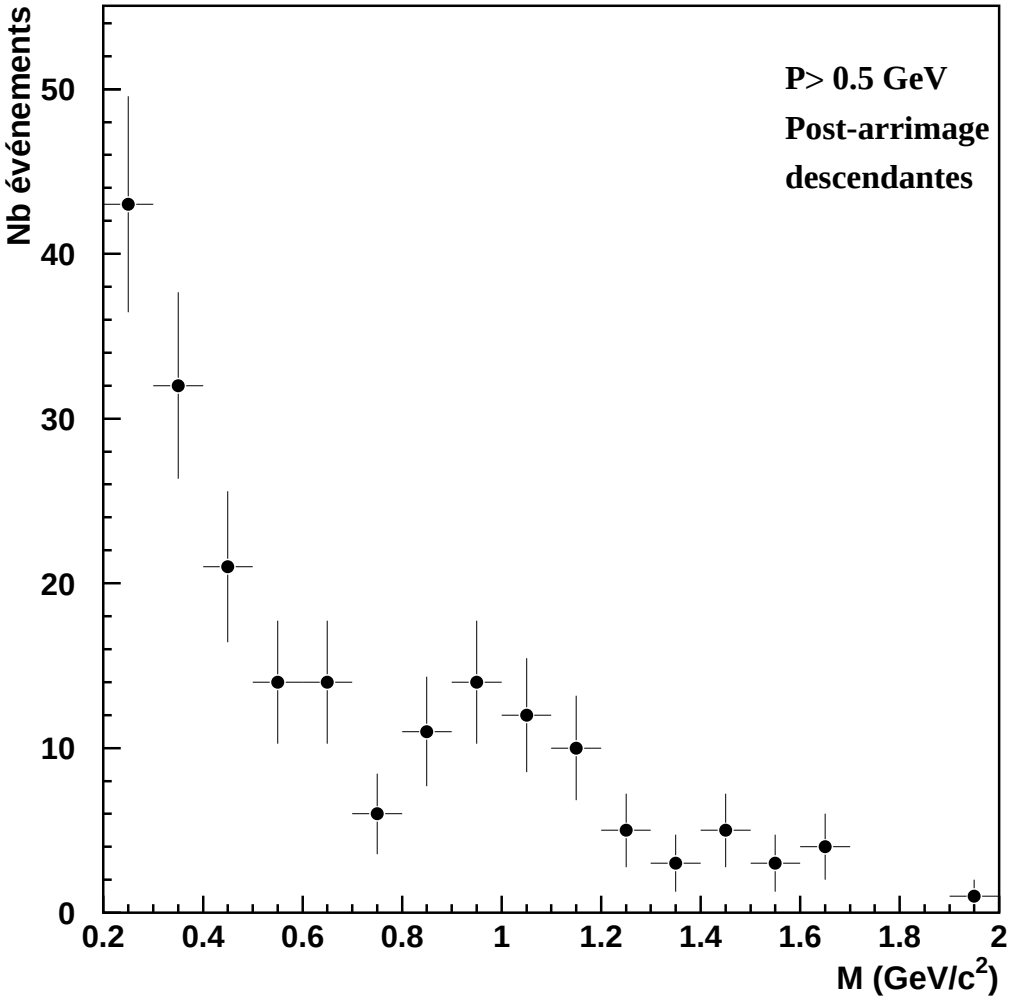


FIG. 6.12: *Distribution en masse pour l'échantillon antiprotons, pour des particules descendantes, i.e. provenant de l'espace, détectées pendant la période post-arrimage (cf. fig. 4.6).*

Il est important de souligner que l'efficacité globale sur l'échantillon de protons est faible. Pour les événements ayant subi les coupures dites de niveau 0 (cf. sec. 6.2), elle varie entre 3% à $0.5\,\mathrm{GeV}/c$ et 16% à $2\,\mathrm{GeV}/c$, elle diminue ensuite avec l'impulsion, en particulier au-delà de $3.5\,\mathrm{GeV}/c$, le seuil de l'ATC. Cette faible efficacité est imposée par le bruit de fond important observé dans l'échantillon $\mathrm{Z} = -1$. Pour les "véritables" antiprotons de celui-ci, on attend donc la même valeur pour l'efficacité, ce qui explique le nombre d'événements observés.

La figure 6.12 présente également la distribution de masse pour l'échantillon de candidats antiprotons, pour une impulsion supérieure à $500\,\mathrm{MeV}/c$ et pour des particules descendantes, i.e. venant de l'espace. On peut observer, d'une part le bruit de fond résiduel relativement important, celui-ci étant dû, comme nous l'avons vu, essentiellement à des protons mal-identifiés,

et d'autre part le pic d'antiprotons.

L'intérêt de cette analyse est de montrer qu'en utilisant des coupures adaptées, pour les différents détecteurs et en particulier le détecteur Čerenkov à aérogel, une sélection d'antiprotons est possible avec les données du vol. En particulier les effets des différentes sélections ont été étudiés.

On peut souligner à nouveau que les résultats présentés sont obtenues dans le cadre de la sélection proposée et ne constituent pas ceux de la collaboration AMS.

6.7 Conclusions

Les résultats de l'analyse préliminaire présentée dans ce chapitre indiquent que la mise en évidence d'antiprotons dans les données d'AMS-01 est possible. Nous avons vu en particulier le rôle prépondérant joué par le compteur ATC.

Pour aller plus loin, il conviendrait de disposer d'une simulation Monte Carlo adaptée à cette problématique, c'est-à-dire des événements simulant le bruit de fond observé. Comme nous l'avons vu, les électrons sont bien rejetés avec les sélections de l'ATC. Il demeure néanmoins une composante de π^- à basse impulsion, i.e. sous le seuil Čerenkov pour ce type de particules ($\mathrm{P} \leq 0.5\,\mathrm{GeV}/c^2$).

Il ressort que le bruit de fond observé semble provenir essentiellement de protons mal-identifiés, essentiellement au niveau du Tracker. Il s'agit d'événements n'ayant donné un signal que dans quatre des six plans du Tracker, avec souvent 4 mesures de la coordonnée en Y et aucune de celle en X. Les coordonnées manquantes sont en fait reconstruites avec les informations du TOF. L'imprécision sur la trace est donc importante et une partie des protons peuvent être associés à une courbure négative (identique aux $\bar{p}$). L'impulsion est donc fausse et par suite la masse également. Une simulation Monte Carlo devrait donc être développée, permettant de reproduire le comportement de ces événements dans le spectromètre, afin d'optimiser la sélection. Cela permettrait également de confirmer l'idée selon laquelle les protons dominent le bruit de fond observé dans le spectre de masse des antiprotons. Les étapes suivantes pourraient alors être entamées : "unfolding"[8], évaluation de l'acceptance dans le but de calculer le flux.

Il apparaît donc que cette analyse a permis de sélectionner des événements $\bar{p}$. Les résultats sont à ce titre encourageants. En particulier, il semble qu'une sélection finale pourrait bénéficier de coupures plus raffinées sur le Tracker, ou du développement d'un Monte-Carlo dédié à la problématique du bruit de fond.

Comme souligné précédemment (cf. 3), la comparaison des résultats d'AMS-01 avec ceux obtenus en ballon est du plus grand intérêt, et ce même si le nombre d'événements détectés est plus faible. Elle permettrait d'estimer la contribution des antiprotons atmosphériques aux spectres mesurés. Dans cette optique, il conviendrait d'étudier le flux d'antiprotons en fonction de la latitude magnétique et de l'orientation de la navette (événements albédo) pour pouvoir signer une composante de $\bar{p}$ piégés dans le champ magnétique terrestre. Ce phénomène a en

[8] Il s'agit de la correction de la possible migration d'un bin en énergie à un autre.

effet été observé pour les protons (cf. 4.4 et [100, 108]).

L'installation d'AMS à bord de la station spatiale internationale (ISS) permettra d'obtenir des résultats bien meilleurs en ce qui concerne les antiprotons. Le compteur ATC sera remplacé par un imageur Čerenkov (RICH) qui offrira la possibilité de disposer d'une mesure très précise de la vélocité : $\Delta\beta/\beta \sim 10^{-3}(10^{-2})$ pour un radiateur aérogel (NaF). L'utilisation d'un aimant supraconducteur permettra de disposer d'un champ magnétique plus important, $\sim 1\ \mathrm{Tesla}$ contre 0.14 pour l'aimant permanent d'AMS-01. Ajouté à la nouvelle configuration du Tracker, qui bénéficiera de l'expérience acquise au cours de la première phase, cela permettra d'améliorer la résolution en masse. Le TRD (détecteur à radiation de transition) d'AMS-02 offrira en complément la possibilité de discriminer les antiprotons du bruit de fond électrons. L'utilisation d'un calorimètre électromagnétique permettra de surcroît de séparer les composantes hadronique et leptonique. Enfin, la prise de données d'AMS pendant plusieurs années permettra d'élargir la statistique de manière considérable (par un facteur ~ 1000).

Troisième partie

Détection directe : le projet MACHe3

Chapitre 7

Détection directe de Matière Sombre

La détection directe de $\widetilde{\chi}$ du halo galactique a été proposée dès 1985 par M. W. Goodman et E. Witten [126]. Le principe est de mesurer l'énergie déposée par un $\widetilde{\chi}$ incident, lors d'une diffusion élastique sur un noyau-cible.

Pour ce type de détection, la problématique essentielle est la distinction entre les événements $\widetilde{\chi}$ et ceux dus au bruit de fond, constitué par les neutrons, les muons et les rayons γ de la radioactivité naturelle.

Ce chapitre présente les deux contributions possibles à la diffusion élastique d'un neutralino sur un noyau constituant le milieu sensible du détecteur (sec. 7.1), puis une première évaluation du taux journalier attendu (sec. 7.2) qui souligne la nécessité de pouvoir discriminer le signal et le bruit de fond, par réjection de ce dernier au niveau de l'analyse des données (sec. 7.3), ou alternativement en profitant de la modulation annuelle (sec. 7.4).

7.1 Interactions scalaire et axiale

Au niveau microscopique, l'interaction se fait sur l'un des quarks constituant le nucléon. Du fait de la très faible vitesse des neutralinos du halo galactique, l'interaction est considérée dans la limite non-relativiste. Il s'agit d'une interaction 4 fermions qui peut s'écrire comme une interaction courant-courant. Le Lagrangien de l'interaction devant être un invariant de Lorentz, les différents courants possibles sont : scalaire (S) : $\bar{\psi}\psi$, pseudoscalaire (P) : $\bar{\psi}\gamma^5\psi$, vectoriel (V) : $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$, axial vectoriel (A) : $\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi$ et tensoriel (T) $\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi$, où ψ est le champ fermionique, γ^μ les matrices de Dirac et $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$.

Dans la limite non-relativiste, on peut montrer [128] que les combinaisons invariantes de Lorentz sont : SS, VV et AA. La dernière simplification provient du fait que le neutralino est un fermion de Majorana, ce qui rend nulle la contribution vectorielle (cf. [128]). Il existe donc deux contributions à la diffusion élastique d'un neutralino sur un quark : l'interaction scalaire et axiale, c'est-à-dire respectivement indépendante (SI) et dépendante du spin (SD) [1].

[1] Par abus de langage, on utilisera dans la suite indifféremment les termes axial/dépendant du spin et scalaire/indépendant du spin, qui sont strictement équivalents dans le cas du neutralino, mais pas pour un WIMP au sens large du terme.

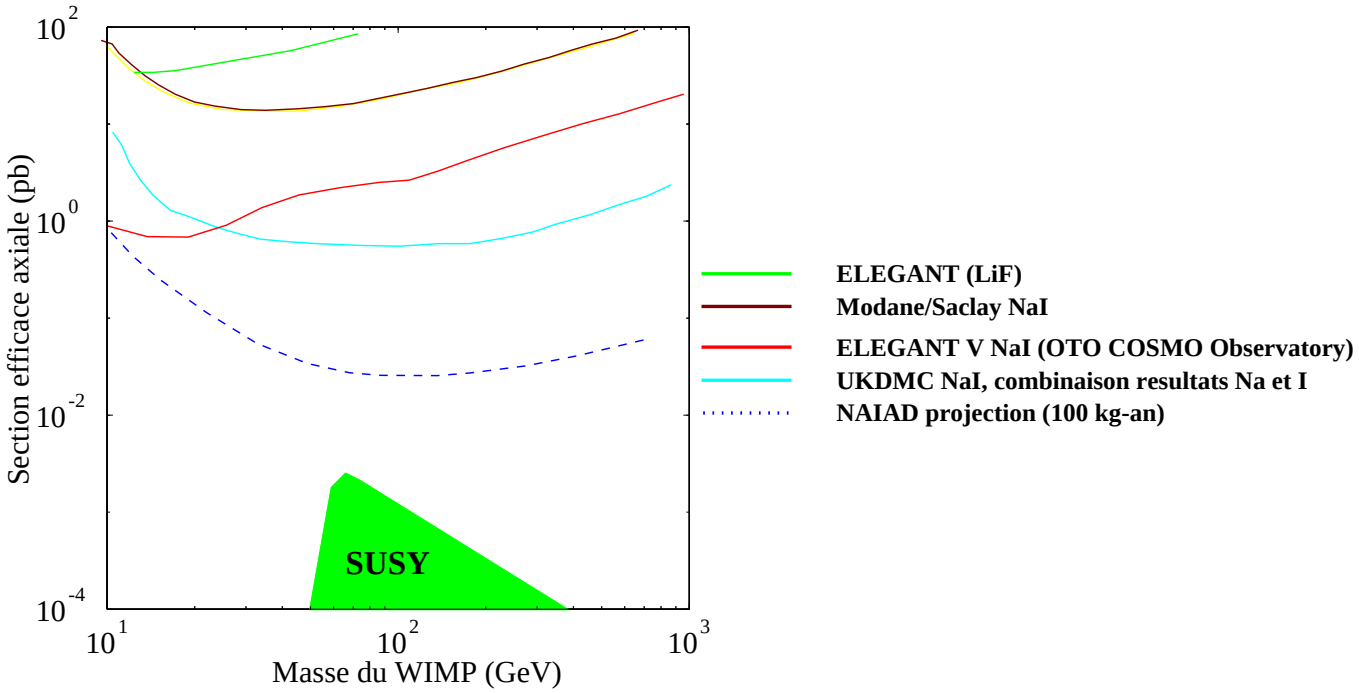


FIG. 7.1: *Diffusion dépendante du spin : section efficace axiale proton-$\widetilde{\chi}$. Les limites d'exclusion obtenues par différentes expériences sont présentées de même que les projections des expériences en projet. Ces courbes ont été obtenues à l'aide de [127]. La prédiction théorique est également indiquée (zone "SUSY"). Elle a été obtenue à partir d'une étude réalisée avec le code DarkSUSY [56], dans le cadre du modèle de la section 2.5.*

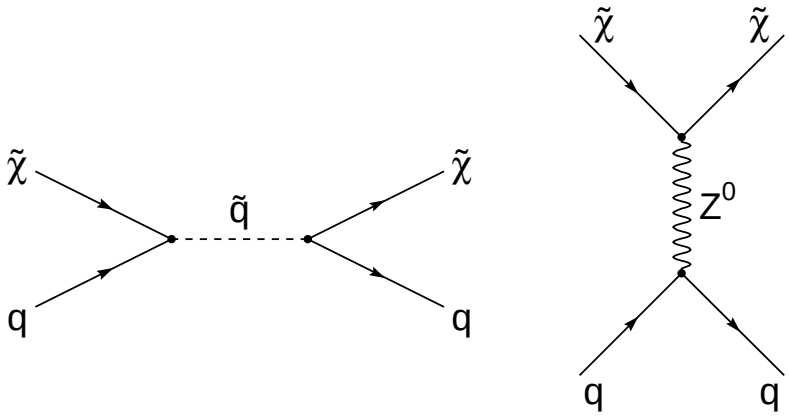


FIG. 7.2: *Diagrammes contribuant à l'arbre à la section efficace axiale.*

À l'arbre, les diagrammes de Feynman contribuant à l'amplitude sont :
– un échange de squark ou Z^0 pour la diffusion dépendante du spin (fig 7.2),
– et un échange de squark[2] ou d'un Higgs pour la diffusion scalaire (fig. 7.4).

On peut noter que des contributions à l'ordre d'une boucle existent pour la section efficace scalaire. Il s'agit de boucles de gluons (cf. sec. 7.2 dans [43]). Celles-ci ne sont pas prises en compte dans DarkSUSY, cf. [56] et sec. 2.5.

Interaction axiale :

L'amplitude sur un nucléon (a_N) se calcule en sommant les amplitudes de diffusion sur les différents quarks (a_{qi}), pondérées par le contenu en spin du nucléon (Δ_i^N) :

$$a_N = \sum_i a_{qi} \frac{\Delta_i^N}{\sqrt{2} G_{\mathrm{F}}} \tag{7.1}$$

Les valeurs pour un proton sont [129] : $\Delta_u^{(p)} = 0.74$, $\Delta_d^{(p)} = -0.40$ et $\Delta_s^{(p)} = -0.12$, celles pour un neutron sont obtenues par une rotation d'isospin ($u \leftrightarrow d$).

La section efficace[3] dépendante du spin (SD), pour un noyau ${}^A\mathrm{X}$, est donnée par [43] :

$$\sigma^{SD}({}^A\mathrm{X}) = \frac{32}{\pi} G_F^2 \, m_r^2 \frac{J+1}{J} \left(a_p < S_p > + a_n < S_n >\right)^2 \tag{7.2}$$

où m_r est la masse réduite du système $\widetilde{\chi}$-noyau, $< S_p >$ et $< S_n >$ les contributions des protons et des neutrons au spin J du noyau considéré.

Afin d'avoir une sensibilité à ce type d'interaction, il est donc indispensable de choisir un noyau de spin non nul. La figure 7.1 présente la section efficace axiale sur un proton, en fonction de la masse du $\widetilde{\chi}$, dans le cadre du modèle SUSY de la section 2.5. On peut constater que la section efficace axiale sur un proton est au maximum $\sim 3 \times 10^{-3}$ pb. On reviendra plus en détail au chapitre 10 sur cette évaluation, mais l'on peut retenir cette valeur comme ordre de grandeur pour la suite.

Par ailleurs, en utilisant l'équation 7.2, on peut montrer qu'en première approximation, la section efficace axiale sur un noyau ${}^A\mathrm{X}$ dépend de celle sur un nucléon :

$$\sigma^{SD}({}^A\mathrm{X}) \sim \sigma^{SD}(p) \times A^2 \tag{7.3}$$

Typiquement, dans le cas du noyau d'${}^3\mathrm{He}$, cela correspond donc à un maximum de section efficace : $\sim 10^{-2}$ pb.

La figure 7.1 présente également les limites d'exclusion obtenues par les différentes expériences, en utilisant des milieux constitués d'atomes de Na, I ou F. Il est intéressant de souligner qu'il y a d'une part peu d'expériences sensibles à ce type d'interaction et que les limites d'exclusion sont toutes bien supérieures au maximum de section efficace évalué précédemment.

[2] Ce diagramme contribue à l'interaction scalaire si les quarks, dans l'état initial et final, ont la même hélicité.
[3] Il s'agit de la section efficace, calculée pour un moment transféré nul ($q = 0$), habituellement utilisée : cf. [43]

Une amélioration de la sensibilité d'un ordre de grandeur nécessite des années de R&D. Nous verrons par la suite (cf. chap. 10) que le projet MACHe3 est sensible à ce type d'interaction.

Interaction scalaire :

Ce type d'interaction est noté SI ("Spin Independant"). La diffusion est cohérente et la section efficace est donnée par [43] :

$$\sigma^{SI}(^{\mathrm{A}}\mathrm{X}) = \frac{4m_r^2}{\pi}\left(\mathrm{Z}f_p + (\mathrm{A}-\mathrm{Z})f_n\right)^2 \tag{7.4}$$

où f_p et f_n sont respectivement les amplitudes de diffusion sur un proton et un neutron.

Comme on peut le constater, si $f_p \simeq f_n$, la section efficace sur un noyau $^{A}\mathrm{X}$ varie comme la puissance quatrième de la masse du noyau-cible :

$$\sigma^{SI}(^{\mathrm{A}}\mathrm{X}) \propto \sigma^{SI}(N) \times \mathrm{A}^4 \tag{7.5}$$

On peut noter que dans le cas général, i.e. pour un moment transféré non-nul, il convient de considérer, pour la section efficace de diffusion sur un noyau (eq. 7.4), le facteur de forme $\mathrm{F(q)}$. Ce terme tient compte de la distribution de nucléons dans le noyau $\rho(x)$. Il s'agit en fait de sa transformée de Fourier de celle-ci. Dans le cas de la diffusion axiale, un terme $\mathrm{F_S(q)}$ est considéré. Ces facteurs de forme limitent l'avantage de l'utilisation de noyaux lourds comme milieux sensibles. Dans le cas de l'$^3\mathrm{He}$, un noyau très léger, on considère $\mathrm{F_S(q)} \simeq 1$.

L'interaction est néanmoins privilégié pour les noyaux lourds, la section efficace sur un nucléon étant beaucoup plus faible que dans le cas de l'interaction axiale.

La figure 7.3 présente dans le plan $\mathrm{M}_\chi - \sigma_{\chi-\mathrm{p}}$, d'une part une prédiction des valeurs attendues dans le cadre du modèle de la section 2.5, et d'autre part les limites d'exclusion obtenues par les expériences en cours. On peut noter que les futurs détecteurs (Edelweiss, CRESST et CDMS) semblent en mesure d'accéder, dans les prochaines années, à la partie haute de la zone SUSY de la figure 7.3.

7.2 Taux d'événements

Le taux d'événements (R) attendu dans un détecteur de masse $\mathrm{M_{det}}$ peut, en première approximation, être estimé de la manière suivante : il est proportionnel d'une part à la section efficace d'interaction et à la vitesse relative des $\widetilde{\chi}$ par rapport à la Terre ($< v >$), et d'autre part au nombre local de $\widetilde{\chi}$ (ρ_0/M_χ) et à celui de noyaux constituant le détecteur ($\mathrm{M_{det}}/\mathrm{m_N}$). Le taux d'événements est donc :

$$\mathrm{R} = \sigma < v > \times \frac{\rho_0}{\mathrm{M}_\chi} \times \frac{\mathrm{M_{det}}}{\mathrm{m_N}} \tag{7.6}$$

où $\rho_0 = 0.3\,\mathrm{GeV}/c^2\,\mathrm{cm}^{-3}$ est la densité locale[4] de $\widetilde{\chi}$ au niveau du Soleil, $< v > \simeq 250\,\mathrm{km\,s}^{-1}$ est la vitesse relative moyenne du $\widetilde{\chi}$ par rapport au détecteur.

[4] Cf. note de bas de page, p. 1.1.

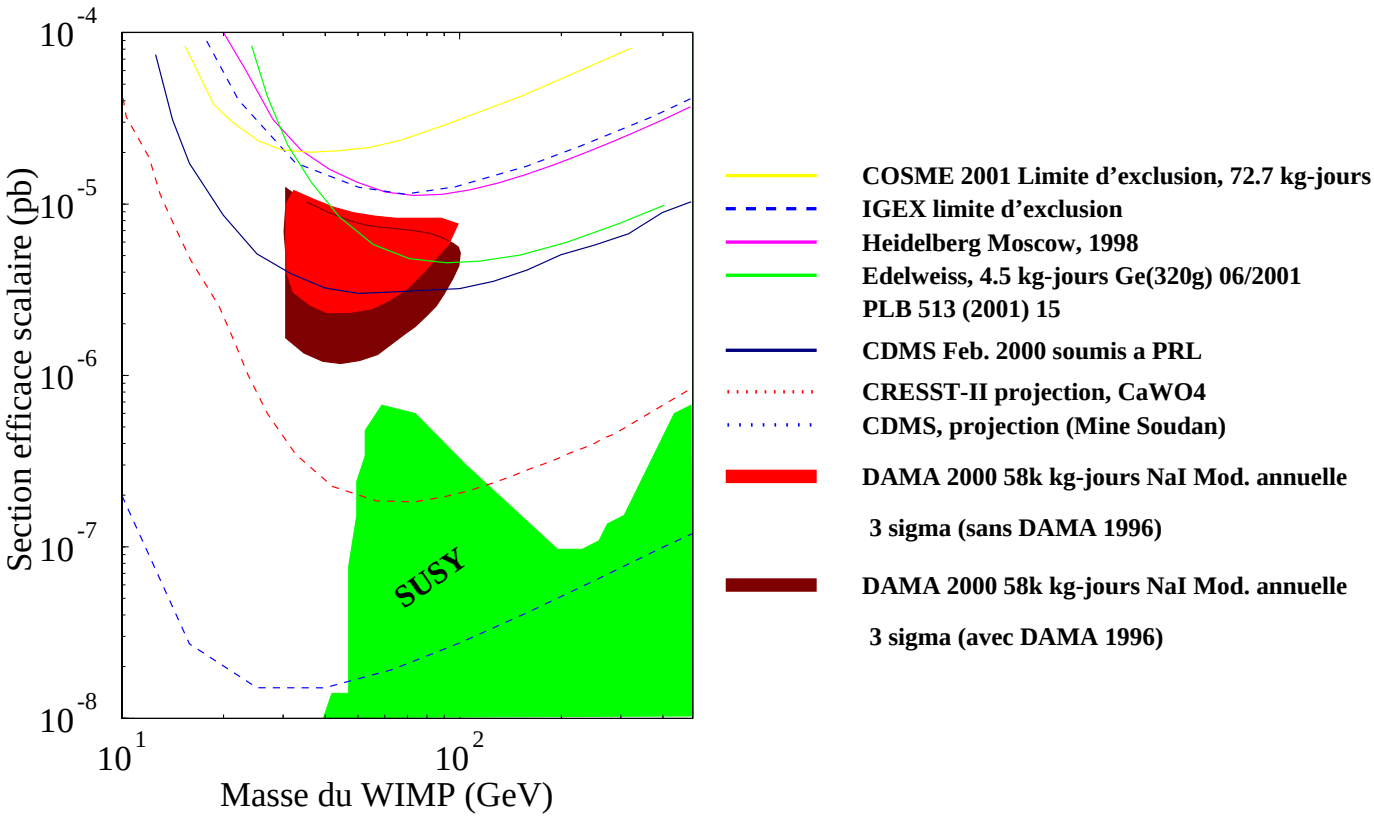


FIG. 7.3: *Diffusion indépendante du spin : section efficace scalaire proton-$\widetilde{\chi}$. Les limites d'exclusion obtenues par différentes expériences sont présentées de même que la* zone DAMA *et les projections des expériences en projet. Ces courbes ont été obtenues à l'aide de [127]. La prédiction théorique est également indiquée (zone "SUSY"). Elle a été obtenue à partir d'une étude réalisée avec le code DarkSUSY [56], dans le cadre du modèle de la section 2.5.*

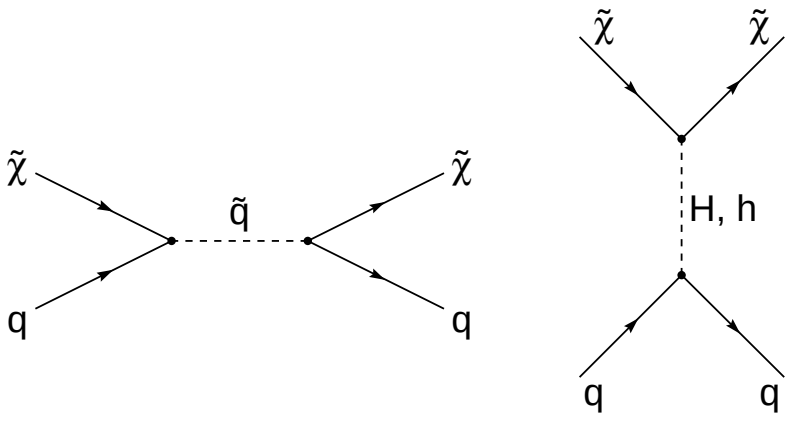


FIG. 7.4: *Diagrammes contribuant à l'arbre à la section efficace scalaire.*

De manière plus précise, il faut tenir compte à la fois de la distribution de vitesse du $\widetilde{\chi}$ dans le halo $f(v)$ et également du seuil en énergie du détecteur [43] :

$$\mathrm{dR} = \frac{\rho_0}{\mathrm{M}_\chi}\frac{\mathrm{M_{det}}}{\mathrm{m_N}} \times v\, f_1(v)\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}|\,\vec{q}\,|^2}\mathrm{d}|\,\vec{q}\,|^2\mathrm{d}v \tag{7.7}$$

où $f_1(v)$ est la distribution de vitesse relative du $\widetilde{\chi}$ par rapport au détecteur et $\vec{q}$ est l'impulsion transférée. En considérant une distribution de Maxwell pour la vitesse et un seuil de détection E_T pour le détecteur, on obtient [43] :

$$\mathrm{R} = \frac{\rho_0\,\sigma}{\mathrm{M}_\chi}\frac{\mathrm{M_{det}}}{\mathrm{m_N}}\frac{2}{\sqrt{\pi}}\,v_0\exp\Big(-\frac{\mathrm{E}_T\,\mathrm{m_N}}{2\,m_r^2\,v_0^2}\Big) \tag{7.8}$$

où m_r est la masse réduite et $v_0 = 220\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ la vitesse de rotation du Soleil autour du centre galactique.

La formule 7.6 sera cependant utilisée pour la suite ; il s'agit en effet d'une bonne approximation pour un noyau léger et pour un seuil de détection bas, comme cela est le cas pour le projet de détecteur MACHe3.

Pour donner un ordre de grandeur des taux d'événements attendus, on peut effectuer une application numérique, en utilisant les équations 7.5, 7.3 et 7.6 :

Dans le cas de la diffusion axiale, si l'on considère un noyau léger ($m_\mathrm{N} = 3\,\mathrm{GeV}/c^2$) et une section efficace $\widetilde{\chi}$-noyau $\sigma_\mathrm{A}^{SD} \simeq 10^{-2}\,\mathrm{pb}$. Avec les valeurs de ρ_0 et $< v >$ citées plus haut, et pour un neutralino relativement léger $\mathrm{M}_\chi = 30\,\mathrm{GeV}/c^2$, on obtient :

$$\mathrm{R} \simeq 7 \times 10^{-2}\,\mathrm{kg^{-1}jour^{-1}} \tag{7.9}$$

Un détecteur de quelques dizaines de kilogrammes semble donc bien adapté pour ce type de détection. Les valeurs obtenues pour la diffusion scalaire, dans le cas d'un milieu sensible constitué d'un noyau lourd ($\mathrm{A} = 100$), sont du même ordre de grandeur, la dépendance en A^4 permettant de compenser la faible section efficace sur un proton.

Bien que cette application numérique soit très dépendante du modèle, elle souligne la nécessité de disposer d'un détecteur massif. En particulier, les expériences en cours atteignent la centaine de kilogrammes, et celles en projet ambitionnent une masse de l'ordre de la tonne [130]. Il convient également de disposer d'un détecteur présentant un excellent pouvoir de réjection contre le bruit de fond.

7.3 Réjection du bruit de fond

Comme indiqué précédemment, le taux d'événements attendu est très faible : de l'ordre de $10^{-3} - 10^{-2}$ par jour et par kilogramme au maximum.

Il convient donc de disposer de détecteurs de taille importante et/ou d'un temps de comptage long, de l'ordre de l'année. Au niveau de l'analyse des données, ils doivent également présenter

un pouvoir de réjection très important contre le bruit de fond, et ce pour différents types de bruit de fond potentiel : muons cosmiques, neutrons thermiques et rapides et rayons gamma provenant de la radioactivité naturelle ambiante. Le bruit de fond provenant du détecteur lui-même (γ, X, β) doit également être considéré, il impose des choix sur les matériaux utilisés.

Ce type de détecteur doit de plus être placé dans un milieu souterrain. En effet, au niveau du sol, le rayonnement cosmique induit un taux d'événements de l'ordre de $100\ \mathrm{kg}^{-1}\,\mathrm{jour}^{-1}$ [43]. Cependant, même dans un laboratoire souterrain, le bruit de fond demeure relativement important, du moins par rapport au taux de comptage $\widetilde{\chi}$ attendu. Pour donner un ordre de grandeur, on peut citer le flux de neutrons mesuré [131] au laboratoire souterrain de Modane (LSM) qui est situé dans le tunnel du Fréjus :

$$\Phi_n \simeq 3.5 \times 10^3\,\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{jour}^{-1} \quad \text{pour} \quad \mathrm{E}_n \in [2 - 6\,\mathrm{MeV}] \tag{7.10}$$

et celui de muons mesuré au laboratoire souterrain[5] du Gran Sasso [132] :

$$\Phi_\mu = 2.0 \times 10^1\ \mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{jour}^{-1} \quad \text{pour} \quad \mathrm{E}_\mu \simeq 200\,\mathrm{GeV} \tag{7.11}$$

Pour la construction du détecteur, il convient donc de choisir des matériaux très purs par rapport aux éventuels contaminants radioactifs (Rn par exemple). Le détecteur doit également être muni d'un blindage approprié (Plomb, Cu, Paraffine) et présenter, comme souligné plus haut, une discrimination signal-bruit très efficace.

La réjection du bruit de fond γ est a priori possible. En effet, lors d'une diffusion Compton ou d'un effet photoélectrique, la particule qui recule dans le milieu sensible est un électron qu'il est éventuellement possible de discriminer par rapport au noyau de recul provenant d'une diffusion de $\widetilde{\chi}$.

A cet effet, quelques détecteurs (Edelweiss [133], CDMS [134]) sont équipés de systèmes permettant de mesurer simultanément la chaleur et l'ionisation dans le milieu sensible. Le noyau de recul ayant en général un parcours très faible dans le milieu, la perte d'énergie sera majoritairement sous forme de chaleur et une faible proportion sous forme d'ionisation. Le phénomène est inverse pour un électron, permettant ainsi la discrimination. Typiquement, dans le cas du détecteur Edelweiss, un recul nucléaire produit 3.5 fois moins d'ionisation qu'un événement γ [135]. De la même façon, la collaboration CRESST développe une détection chaleur-scintillation, basée également sur une thermométrie à basses températures.

Néanmoins, aucun des détecteurs existants ne présente la propriété de pouvoir séparer un neutron et un neutralino. En effet, dans les deux cas, le phénomène est le même : on observe un noyau de recul dans le détecteur. Les détecteurs sont donc équipés d'un blindage de paraffine, d'une épaisseur de l'ordre de $30\ \mathrm{cm}$. Cependant, une fois les événements γ rejetés, il est très difficile d'assigner *sans ambiguïté,* le signal observé à un $\widetilde{\chi}$ incident. Les détecteurs actuellement en prise de données sont en fait tous très au-dessus de la sensibilité nécessaire pour l'observation d'un signal SUSY (cf. fig. 7.1 et 7.3). Les résultats présentés étant des limites d'exclusion ils ne nécessitent pas une identification du $\widetilde{\chi}$.

[5] On pourra consulter le tableau 9.1, pour les flux de muons dans les différents laboratoires existants

Cependant, la meilleur façon de pouvoir mettre en évidence la présence de neutralinos dans le halo galactique, consiste à réellement séparer un événement $\widetilde{\chi}$ et un événement neutron, ayant eu lieu à l'intérieur du milieu sensible. Il faut donc disposer d'un système du même type que les réjections γ mises en œuvre. Le projet de détecteur MACHe3 (chapitre 8 et suivants) propose une méthode originale permettant de discriminer les $\widetilde{\chi}$ et les neutrons. Basé sur la très bonne résolution en énergie et la granularité du détecteur, ce système permet en effet de rejeter les neutrons incidents, au niveau de la sélection des événements. Une simulation Monte Carlo de ce projet de détecteur sera présentée au chapitre 9.

7.4 Modulation annuelle et directivité

Une méthode pour signer une interaction d'un $\widetilde{\chi}$ dans le détecteur consiste à profiter du phénomène de modulation annuelle [136]. En effet, la vitesse relative du $\widetilde{\chi}$ par rapport au détecteur intervient dans le calcul du taux d'événements (cf. eq. 7.6). Durant l'été, la vitesse de la Terre s'ajoute à celle du Soleil, donnant un taux d'événements plus important. À l'inverse, le nombre d'événements attendu est plus faible en hiver. La variation est sinusoïdale [136] :

$$v = v_0\left[1.05 + 0.07\cos\left(2\pi(t - t_p)/365\,\text{jours}\right)\right] \tag{7.12}$$

où $t_p = 2\ \text{juin} \pm 1.3\ \text{jour}$
C'est ce type de recherche qui a conduit la collaboration DAMA à publier [137] dès 1996 une première indication en faveur de la découverte du $\widetilde{\chi}$. À l'heure actuelle, les résultats indiquent une variation saisonnière sur deux ans avec un maximum au mois de juin et un minimum au mois de décembre, ce qui d'après [137] est compatible avec :

$$\mathrm{M}_\chi = 52^{+10}_{-8}\ \mathrm{GeV}/c^2 \text{ et } \sigma(\chi - \text{nucléon}) = 7.2^{+0.4}_{-0.9}\times 10^{-6}\ \mathrm{pb} \text{ à } 4\sigma \tag{7.13}$$

On peut noter que ce résultat est très fortement controversé. On pourra consulter [138] où les biais expérimentaux possibles sont étudiés en détail.
D'autre part, la collaboration CDMS a observé 13 événements, tous attribués à des interactions neutrons, permettant d'imposer une limite d'exclusion dans le diagramme $(\sigma_\chi - \mathrm{M}_\chi)$. Ces résultats excluent en partie la zone favorisée par DAMA, comme on peut le constater sur la figure 7.3. Plusieurs expériences sont susceptibles dans un avenir proche de pouvoir couvrir cette zone et d'apporter ainsi une réponse définitive sur le sujet.

La deuxième méthode pour signer l'interaction d'un neutralino dans un détecteur consiste à être sensible à la directivité de l'interaction. En effet, le halo galactique étant considéré comme fixe, la vitesse relative des $\widetilde{\chi}$ est donnée par la vitesse de rotation du soleil autour du centre galactique ($v_0 \simeq 220\ \mathrm{kms}^{-1}$). Le vecteur vitesse pointe en fait sur la constellation du Cygne. Par conséquent, une expérience sensible à la direction d'interaction devrait observer un excès dans la distribution angulaire, en direction de la constellation du Cygne. Le projet DRIFT [139] se propose de développer une TPC remplie d'un mélange de gaz, l'un servant de cible, l'autre gaz électronégatif permettant d'avoir une dérive d'ions et ainsi de limiter la diffusion. Ce projet permettrait d'avoir des résultats comparables à DAMA avec une exposition (en $\mathrm{kg\,jour}$) trois ordres de grandeur inférieure [139].

7.5 Conclusions

Il apparaît au vu de cette brève introduction à la détection directe de matière sombre non-baryonique, qu'il s'agit d'un domaine de recherche très dynamique, en particulier du point de vue des techniques de détection variées et innovantes. Il nécessite une interaction entre plusieurs domaines : la physique nucléaire, la matière condensée, la cosmologie et la physique des particules.

Comme nous l'avons vu, la détection directe de $\widetilde{\chi}$ du halo galactique semble être un véritable défi. En effet, les bruits de fond γ, neutron et muon doivent être pris en compte. Ils dominent généralement le signal $\widetilde{\chi}$ de plusieurs ordres de grandeur. Le bruit de fond (X, β, γ) lié à la radioactivité du détecteur doit également être considéré et maîtrisé.

Afin d'effectuer *une détection* de $\widetilde{\chi}$, et non seulement une limite d'exclusion, deux stratégies différentes peuvent être identifiées :

1) le détecteur permet de *signer*, de manière statistique, les événements $\widetilde{\chi}$. Dans ce cas, les deux possibilités existant à l'heure actuelle sont la directivité et la modulation annuelle. Cette dernière stratégie nécessite une exposition relativement importante, c'est-à-dire un détecteur de grande masse (jusqu'à une tonne, et même plus) et/ou un temps de comptage très long, i.e. supérieur à l'année. Le bruit de fond peut, dans ce cas, être relativement important, mais on doit s'assurer qu'il ne présente pas une modulation semblable à celle du signal.

2) l'alternative est de pouvoir signer et donc rejeter, événement par événement, le bruit de fond, afin d'augmenter le rapport signal sur bruit. Il convient donc de développer un détecteur offrant une excellente réjection contre le bruit de fond, permettant ainsi d'identifier un événement comme *n'étant pas* du bruit de fond, et ce avec une très bonne significance. La réjection doit donc se faire au niveau de l'analyse des données sur les muons, les γ (chaleur/ionisation par exemple) et également sur les **neutrons**. En effet, les neutrons interagissant de la même façon que les $\widetilde{\chi}$ dans le détecteur, ils constituent à ce titre le bruit de fond ultime pour la détection directe. Aucun des détecteurs existants ne propose de réjection contre les neutrons, ceux-ci n'étant qu'atténués par un blindage passif et/ou un veto actif contre les muons.

Le projet MACHe3, dans la version présentée dans les chapitres suivants, offre la possibilité de pouvoir signer le bruit de fond "neutron", en utilisant les propriétés du noyau d'$^3\mathrm{He}$. Il est d'autre part bien trop léger ($\sim 10\,\mathrm{kg}$) pour être sensible à la modulation annuelle. Il se place donc clairement dans la seconde de ces deux stratégies, ce qui nécessite donc une très bonne maîtrise du bruit de fond.

Chapitre 8

Test expérimental de la cellule d'^{3}He

8.1 Introduction au projet MACHe3

MACHe3 (**MA**trice de **C**ellules d'**He3** superfluide) est un projet de nouveau détecteur pour la détection directe de matière sombre supersymétrique. Il fait suite aux travaux effectués par deux équipes travaillant sur l'^{3}He à très basses températures. G. Pickett *et al.* (de Lancaster) et Y. Bunkov *et al.* du CRTBT-Grenoble ont en effet montré la possibilité d'utiliser l'^{3}He à ultra-basses températures ($T \simeq 100\,\mu K$) et en particulier de détecter l'énergie déposée dans le volume sensible [140, 141]. À la suite de ces études, les équipes du CRTBT et de l'ISN ont proposé d'utiliser ce dispositif expérimental pour la détection directe de neutralinos.

Ce chapitre présente tout d'abord une brève introduction au dispositif expérimental développé par l'équipe du CRTBT (sec. 8.2). Celui-ci a été utilisé en juin 2001 pour une expérience sur une cellule prototype dont l'analyse des données et les premiers résultats sont présentés.

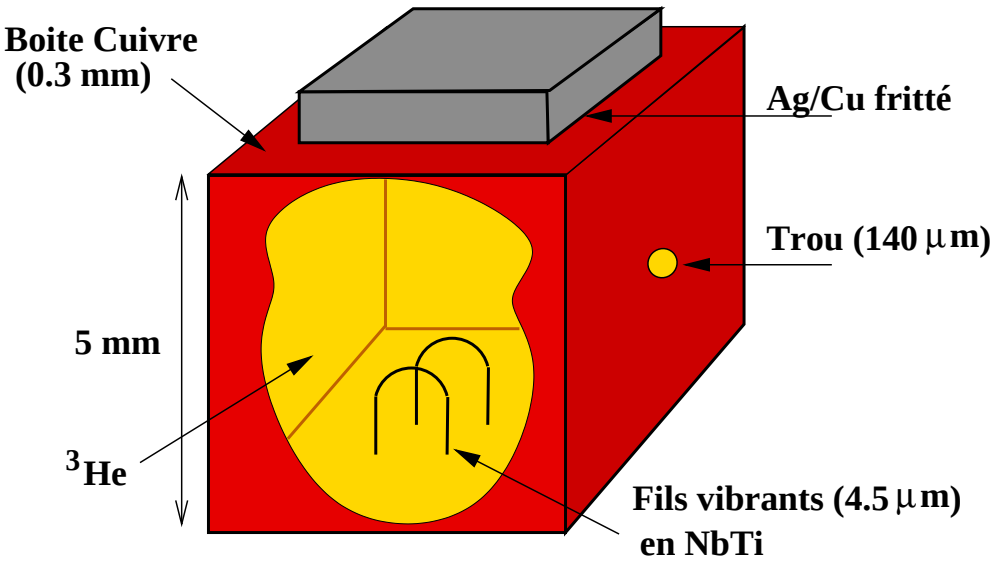
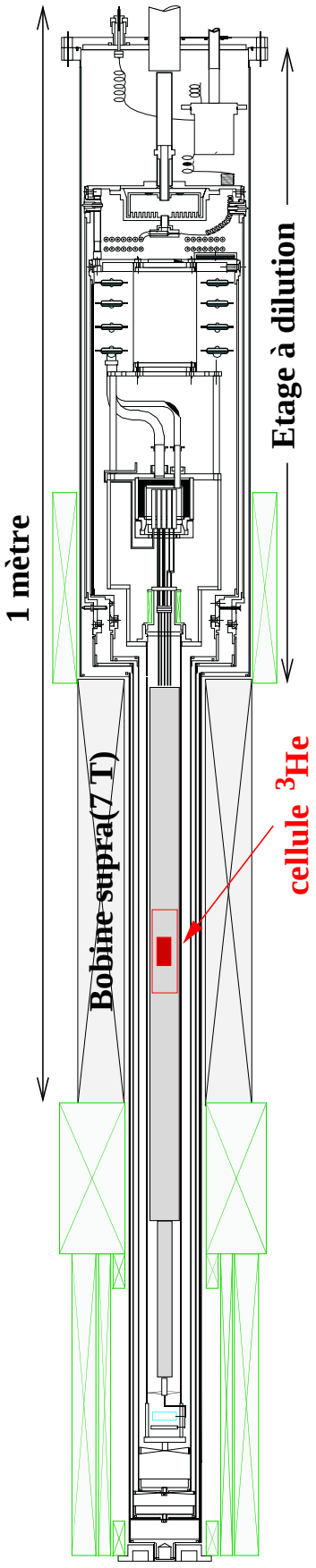


FIG. 8.1: *Schéma de la cellule d'*^{3}He.



8.2 Dispositif expérimental

L'élément principal du dispositif expérimental est la cellule d'^{3}He superfluide (fig. 8.1). Elle est utilisée à ultra-basses températures, c'est-à-dire de l'ordre de $\sim 100\,\mu$K. L'obtention de températures aussi basses est réalisée en utilisant le cryostat développé par le CRTBT et présenté ci-contre.
Il comporte tout d'abord un étage à dilution ^{3}He-^{4}He qui permet d'atteindre une température de l'ordre de $7\,$mK. Cette méthode classique de refroidissement ne permet néanmoins pas de descendre plus bas en température.
Une bobine supraconductrice NbTi multifilaments fournit un champ magnétique intense ($\sim 7\,$T) qui est utilisé pour la désaimantation adiabatique nucléaire. Le principe est le suivant : le volume entourant la cellule comporte du Cu, sous forme de poudre par exemple. Les spins des noyaux de Cu sont alignés au champ magnétique, permettant d'atteindre une entropie très basse. Le dispositif contenant la cellule est ensuite découplé thermiquement du reste du cryostat. On procède alors, à entropie constante, à une désaimantation. Le champ magnétique est abaissé d'un facteur environ 100, ce qui pour un processus adiabatique implique que la température diminue également, l'entropie étant proportionnelle à $\mathrm{B/T}$. Après la désaimantation, le champ magnétique est de $\sim 75\,$mT, permettant d'atteindre une température de l'ordre de $\sim 100\,\mu$K.
La stabilité en température est ensuite liée au fait que la chaleur spécifique du système est très importante; elle dépend cependant de la température. Les fuites thermiques vont donc limiter la période de stabilité, qui est typiquement de l'ordre de la semaine pour l'expérience réalisée sur le prototype MACHe3. Il faut ensuite procéder à un autre cycle de désaimantation, pour pouvoir atteindre à nouveau une température de $\sim 100\,\mu$K.

Le dispositif de détection est constitué d'une petite cellule cubique de cuivre remplie d'^{3}He (cf. fig. 8.1). D'un volume $\mathrm{V} \simeq 0.125\,\mathrm{cm}^3$, elle est placée dans un plus grand volume contenant également de l'^{3}He et les fines plaques de cuivre utilisées pour la désaimantation. Elle est par ailleurs munie de deux fils vibrants placés à l'intérieur (cf. fig. 8.1). Ces fils en NbTi ont un diamètre de $4.5\,\mu$m et forment une boucle de $4\,$mm. Ils sont utilisés pour la détection de l'énergie déposée dans la cellule, comme nous le verrons en 8.2.1.
Par ailleurs, une des faces de la boite de cuivre est percée d'un trou ($\phi = 140\,\mu$m) qui permet de diffuser l'énergie déposée dans la cellule lors de l'interaction d'une particule.

FIG. 8.2: *Photographie du cryostat (au centre en bleu) muni du blindage de Plomb, lors de l'expérience au CRTBT. La cellule d'*$^3\mathrm{He}$ *se trouve à mi-hauteur du blindage.*

Lors de l'expérience réalisée en juin 2001, le cryostat était équipé pour la première fois d'un blindage de Plomb, réalisé par l'ISN (cf. fig. 8.2). Celui-ci est constitué de briques de Plomb de $5\,\mathrm{cm}$ d'épaisseur. Les parties inférieure et supérieure du cryostat sont complétées par des billes de Plomb[1]. Le poids total du blindage est de l'ordre de 4 tonnes, la couverture angulaire étant quant à elle de l'ordre de 80%. Ce blindage permet essentiellement de diminuer les événements provenant de la radioactivité naturelle ambiante et donc de limiter le bruit de fond γ.

8.2.1 Principes de la détection

Le principe de la détection d'énergie dans la cellule d'$^3\mathrm{He}$ est le suivant : lorsqu'une particule interagit dans la cellule, elle dépose de l'énergie qui est convertie en un nombre de quasiparticules qui dépend de la température. Ce nuage de quasiparticules est en régime balistique et interagit donc seulement avec les fils vibrants. Ceux-ci sont à la fréquence de résonance et la mesure de l'atténuation de celle-ci permet ensuite d'avoir accès, après étalonnage, à l'énergie déposée.

La figure 8.3 présente le schéma du dispositif de mesure. Une tension sinusoïdale (V) est

[1] Préparées en collaboration avec E. Perbet.

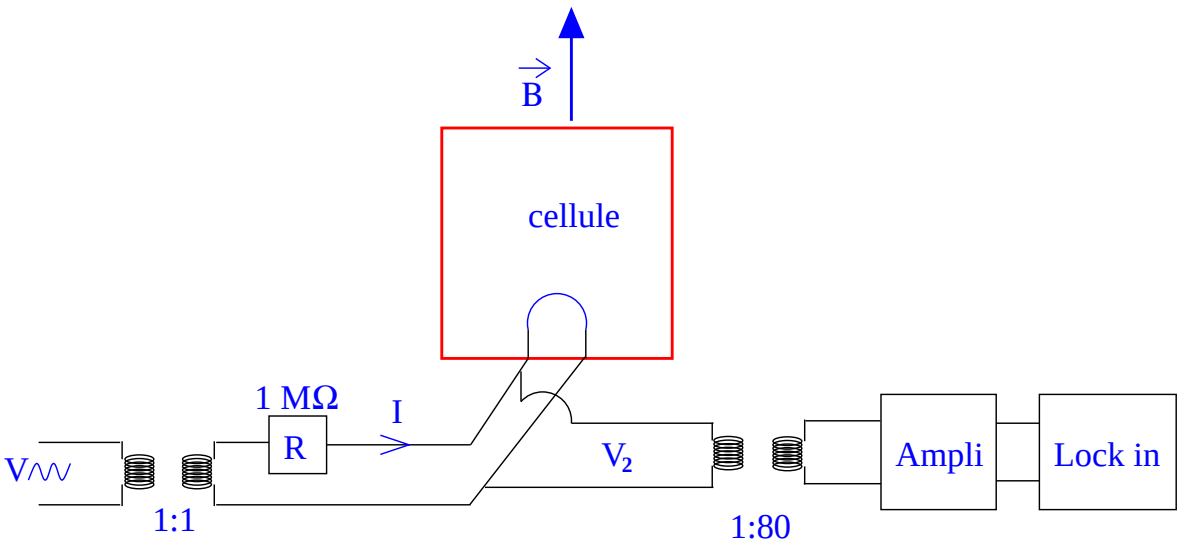


FIG. 8.3: *Schéma du dispositif de mesure de l'énergie déposée dans la cellule.*

appliquée au système. Le courant qui circule donc dans le fil induit en présence du champ magnétique ($75\,\mathrm{mT}$) une force de Laplace qui fait osciller le fil. Celui-ci entre en résonance à une fréquence de 600 Hz. Par induction, il y a création d'une tension V_2 qui est amplifiée. Le "Lock in" permet de mesurer la tension à une fréquence donnée. Pour avoir accès à la largeur de la résonance, il y a deux méthodes :

- soit la fréquence de la tension d'entrée est balayée, ce qui implique un temps relativement long (de l'ordre de la minute), inadapté aux mesures souhaitées,
- soit la mesure est faite à une fréquence fixe, la largeur de la résonance, en profitant du fait que la résonance est une Lorentzienne, dont la hauteur est liée à sa largeur.

C'est ce type de mesure qui a été choisi par l'équipe du CRTBT. La mesure de la tension induite, à la fréquence de résonance ($600\,\mathrm{Hz}$), permet donc d'avoir accès à la largeur de la résonance.

• Étalonnage :

La cellule utilisée est en fait équipée de deux fils identiques, permettant en particulier d'étalonner le dispositif en énergie. Des tensions connues sont appliquées à l'un des fils. L'énergie libérée dans la cellule est donc connue, permettant de calibrer les fils. Cet étalonnage permet d'obtenir le coefficient liant la largeur de résonance à l'énergie déposée. Il a été réalisé par l'équipe du CRTBT. L'énergie en keV est obtenue à partir de la largeur de résonance :

$$\mathrm{E(keV)} = \frac{\Delta \mathrm{f(Hz)}}{6.5 \times 10^{-4}} \tag{8.1}$$

Cet étalonnage préliminaire est utilisé pour tous les résultats préliminaires présentés ci-après.

8.3 Analyse des données

8.3.1 Principes de l'analyse

Lors de l'interaction d'une particule dans la cellule, le signal observé présente deux temps caractéristiques :

– le temps de montée, de l'ordre de la seconde, qui est lié au facteur de qualité Q du fil,

– le temps de descente, de l'ordre de la dizaine de secondes, qui est lié au diamètre du trou.

La figure 8.4 présente la fonction de réponse du fil, que l'on notera $g(t)$ dans la suite. Un spectre d'acquisition en fonction du temps, noté $f(t)$, est donc constitué de la somme des fonctions de réponse détectées aux temps t_i :

$$f(t) = \sum_i a_i \, g(t - t_i) \tag{8.2}$$

où a_i est l'amplitude du signal, proportionnelle à l'énergie déposée dans la cellule au temps t_i. En utilisant la distribution de Dirac $\delta_i \equiv \delta(t - t_i)$, on obtient :

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_i a_i \delta\big[\mathrm{X} - (t - t_i)\big] \times g(\mathrm{X}) \; d\mathrm{X} \tag{8.3}$$

La quantité recherchée est en fait le "peigne" de Dirac $h(t)$, c'est-à-dire les amplitudes a_i détectées au temps t_i :

$$h(t) = \sum_i a_i \, \delta(t - t_i) \tag{8.4}$$

En utilisant les deux équations précédentes, et après changement de variables, on obtient :

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\mathrm{T}) \, g(t - \mathrm{T}) \, d\mathrm{T} \equiv (h \star g) \tag{8.5}$$

Comme attendu, le spectre mesuré $f(t)$, est donc la convolution du peigne de Dirac $h(t)$ par la fonction de réponse $g(t)$. La figure 8.4 présente à titre d'illustration, ces trois fonctions, pour des données obtenues avec une source de neutrons. Une procédure de déconvolution a été développée, utilisant la technique classique suivante. On utilise en fait les propriétés du produit de convolution. En effet, en notant $F(t)$, $G(t)$, $H(t)$, les transformées de Fourier (notées $\mathcal{F}$) respectives de $f(t)$, $g(t)$ et $h(t)$, on montre que :

$$F(\omega) = \mathcal{F}(h \star g) = \mathcal{F}(h) \times \mathcal{F}(g) = H(\omega) \times G(\omega) \tag{8.6}$$

Le spectre de réponses $h(t)$ est donc obtenu en appliquant la transformée de Fourier inverse au quotient des transformées de Fourier des fonctions $f(t)$ et $g(t)$. En particulier, il s'est avéré que la méthode la plus performante consistait à utiliser, non pas la fonction de réponse théorique du fil, mais une moyenne de fonctions de réponses expérimentales (présentée sur la figure 8.4).

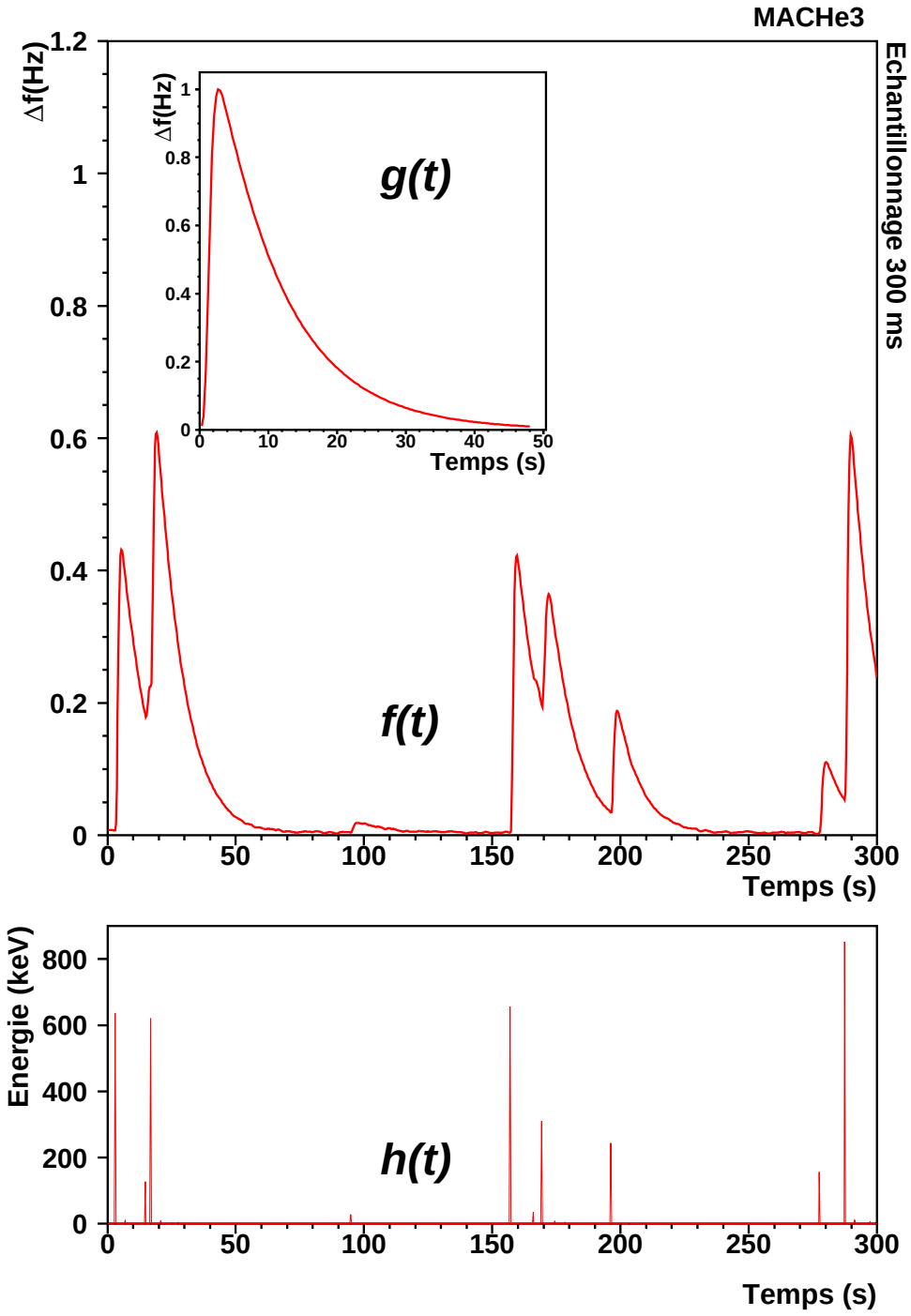


FIG. 8.4: *Principe de la déconvolution des données de MACHe3. La figure du haut présente le spectre brut, pour une mesure avec une source de neutrons, i.e. la largeur de résonance (en Hz) en fonction du temps. En incrustation, la fonction de réponse $g(t)$ du fil est indiquée. La figure du bas présente le spectre déconvolué, après étalonnage.*

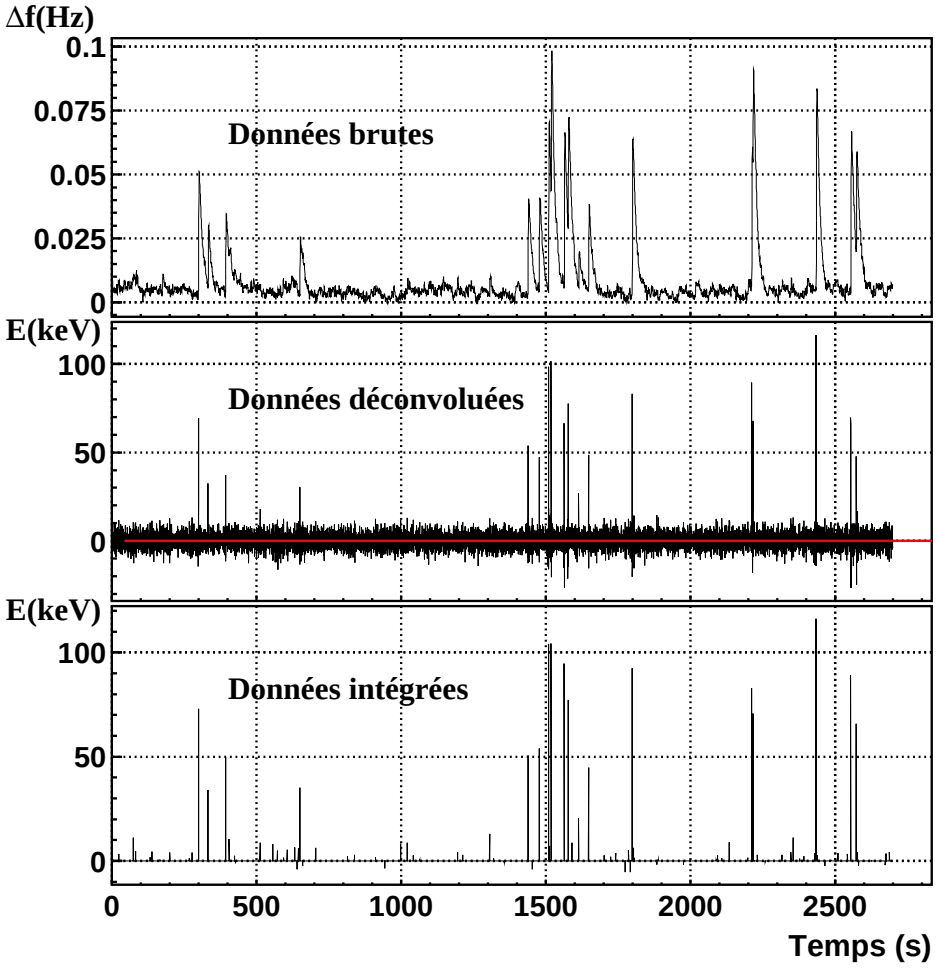


FIG. 8.5: *Exemple de spectres brut, déconvolué et intégré, pour un échantillon des données "bruit de fond", i.e. sans source et avec blindage de Plomb.*

D'autre part, à la suite de la déconvolution, les données sont intégrées localement autour de chaque position t_i, pendant un temps $\pm 1\,\mathrm{s}$, afin de limiter le bruit résiduel. La figure 8.5 présente les trois spectres : brut, déconvolué et intégré, pour un échantillon des données obtenues sans source et avec un blindage de plomb. On peut observer sur la figure du milieu le bruit de fond résiduel après déconvolution, et sur la figure du bas l'effet du traitement d'intégration. Cette procédure a été mise en place pour l'analyse des données expérimentales obtenues lors de l'expérience réalisée au CRTBT en juin 2001.

8.3.2 Résultats préliminaires

Cette section présente les résultats préliminaires de l'expérience sur la cellule prototype, réalisée au CRTBT. On peut tout d'abord souligner que pour cette expérience, la cellule utilisée était en fait cylindrique, d'une hauteur de $4.7\,\mathrm{mm}$ pour un diamètre de $5.4\,\mathrm{mm}$.

Grâce à la très bonne stabilité en température obtenue, plusieurs types de mesures ont pu être effectués au cours des 8 cycles de désaimantation :

– Sans blindage de Plomb, avec et sans source γ,
– Avec blindage de Plomb, du bruit de fond (i.e. sans source),
– Avec blindage de Plomb, avec une source de neutrons (Am/Be).

L'expérience réalisée sur ce prototype ne permettra, bien entendu, pas d'imposer des contraintes sur la matière sombre non-baryonique. Le dispositif devrait pour cela être, d'une part beaucoup plus volumineux (cf. chap. 9) et d'autre part muni d'un blindage complet et placé dans un laboratoire souterrain. En ce sens, le taux d'événements pour cette expérience ne permet pas d'estimer la qualité du dispositif et a fortiori de le comparer avec les expériences existantes. On s'intéressera ici au comportement de la cellule dans différentes configurations expérimentales, et en particulier à deux points fondamentaux pour la suite du projet :

1. le seuil de détection ($\mathrm{E_{seuil}}$), i.e. la sensibilité,
2. le comportement par rapport aux neutrons et à la radioactivité naturelle.

En effet, comme nous le verrons par la suite, l'un des avantages de l'utilisation de l'$^3\mathrm{He}$ comme milieu sensible pour la détection directe, est lié à sa capacité à signer les neutrons. Il convient donc de bien estimer la réponse de la cellule d'$^3\mathrm{He}$. De même, l'énergie déposée par un neutralino incident est : $\mathrm{E} \leq 6\,\mathrm{keV}$. Le seuil de détection constitue donc l'autre point à évaluer pour cette étude préliminaire, dans le cadre de la faisabilité d'un projet pour la détection directe.

1. Estimation du seuil de détection ($\mathrm{E_{seuil}}$) :

Dans l'optique d'utiliser ce dispositif pour la détection de matière sombre supersymétrique, l'un des points-clefs est le seuil de détection, c'est-à-dire la plus faible énergie détectable. On peut à ce titre observer sur la figure 8.6, la réponse de la cellule, lors de l'interaction d'un rayon γ déposant $60\,\mathrm{keV}$. Pendant le temps de descente, nécessaire à la thermalisation et fixé par la taille du trou de la cellule, on peut remarquer la présence d'événements de plus faible énergie. La vue détaillée permet d'apprécier la présence de pics de l'ordre du keV ($2\,\mathrm{keV}$ dans le cas présenté). En un sens, le dispositif est "sensible" à des dépôts d'énergie de l'ordre du keV. Néanmoins, ces événements ne sont pas reconstruits correctement par la procédure de déconvolution. Ils sont en particulier masqués par le bruit de fond issu de la déconvolution.

Afin d'avoir une estimation plus quantitative du seuil de détection, celui-ci a été évalué à partir des données déconvoluées. En effet, comme on peut le constater sur la figure 8.5, celles-ci présentent un fond résiduel, a priori lié à plusieurs facteurs :

1. le bruit des données brutes, provenant des micro-vibrations par exemple,
2. la précision du pas d'échantillonnage,
3. la connaissance de la fonction de réponse $g(t)$, cf. sec. 8.3.1.

Les points 1. et 2. peuvent être améliorés lors d'une prochaine expérience, en améliorant le système par rapport aux micro-vibrations ou en développant une nouvelle acquisition. En particulier, le bruit des données brutes devra être compris et maîtrisé, afin d'en limiter l'importance. À l'heure actuelle, ce bruit "numérique", présent après déconvolution, limite la détection de très faibles énergies, et fixe donc la sensibilité du système (le seuil). Ce bruit de fond est en fait symétrique autour de la valeur 0 (cf. fig. 8.5). Pour l'évaluation du seuil, on considère

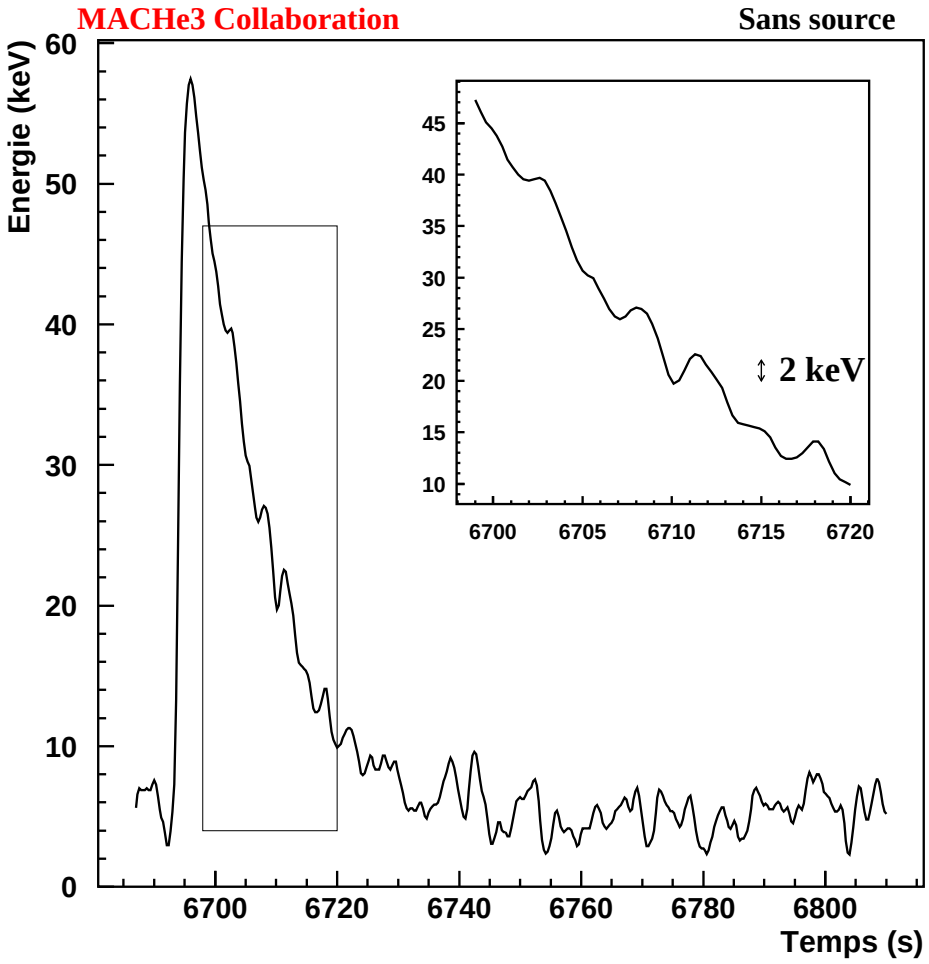


FIG. 8.6: *Réponse du fil à un événement γ déposant $60\,\mathrm{keV}$ dans la cellule. La vue détaillée permet d'observer, pendant le temps de descente, des événements de très basse énergie.*

donc la largeur de la distribution $\mathrm{N(E)}$, du côté des valeurs négatives, où l'on n'attend pas d'événements. Le seuil est donc défini de la manière suivante :

$$\frac{\int_{-\mathrm{E_{seuil}}}^{0} \mathrm{N(E)\,dE}}{\int_{-\infty}^{0} \mathrm{N(E)\,dE}} = \zeta_{\mathrm{seuil}} \tag{8.7}$$

où ζ_{seuil} est le niveau de seuil. Pour cette analyse, il a été choisi de considérer une valeur $\zeta_{\mathrm{seuil}} = 90\,\%$ qui permet d'obtenir une contribution faible du bruit de fond issu de la déconvolution.

La figure 8.7 présente le seuil de détection dans différentes configurations expérimentales. On peut tout d'abord constater que le seuil dépend fortement de la température de la cellule. Le seuil le plus bas est obtenu pour les données enregistrées à $\sim 100\,\mu\mathrm{K}$, il est d'environ $7\,\mathrm{keV}$.

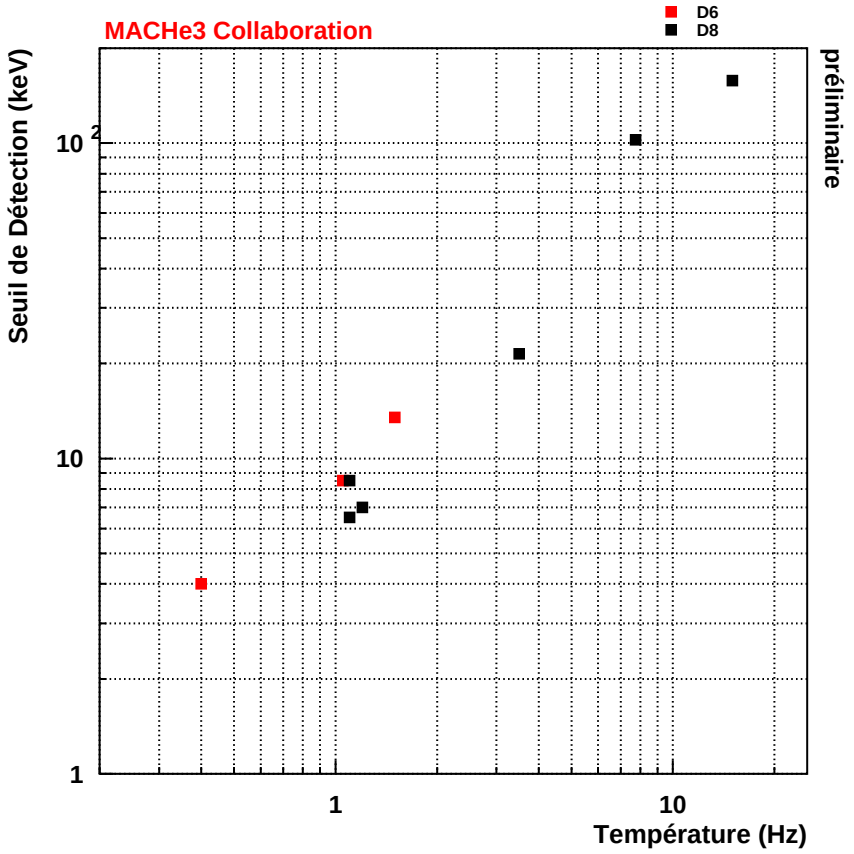


FIG. 8.7: *Seuil de détection (en* keV*) en fonction de la température de la cellule, exprimée en* Hz *! Typiquement* $1\,\mathrm{Hz}$ *correspond à* $\sim 100\,\mu\mathrm{K}$*, alors que* $20\,\mathrm{Hz}$ *correspond à* $\sim 160\,\mu\mathrm{K}$.

Les données à plus haute température correspondent à des tests dans le but de comprendre le comportement du bruit avec la température. Il est intéressant de souligner que, dans la configuration utilisée et avec cette acquisition, les données à $\sim 160\,\mu\mathrm{K}$ ne sauraient être utilisées pour la détection de matière sombre : le seuil y est en effet très élevé, de l'ordre de $150\,\mathrm{keV}$.

En conclusion, il semble que, pour ce qui est des basses énergies, le dispositif expérimental fonctionne de manière satisfaisante. Un seuil inférieur à $10\,\mathrm{keV}$ a été observé pour toutes les données enregistrées à $\sim 100\,\mu\mathrm{K}$. Ce résultat satisfaisant est néanmoins trop élevé pour permettre la détection de neutralinos, qui déposent moins de $6\,\mathrm{keV}$ (cf. chap. 10). Il est cependant très encourageant et susceptible d'être amélioré avec les différents perfectionnements envisagés, au niveau de l'acquisition de données, du blindage ou de la réduction des micro-vibrations. On peut également noter que, au niveau des données actuelles, un travail sur la corrélation entre les deux fils de la cellule pourrait être mené. En effet, si le bruit observé sur les données brutes, est lié à l'électronique d'acquisition, indépendante pour les deux fils, une corrélation entre les deux fils devrait permettre de le diminuer fortement. Les premières études indiquent que cela semble être le cas.

2. Réponse de la cellule aux neutrons :

Le noyau d'$^3\mathrm{He}$ présente la propriété de capturer les neutrons, selon la réaction :

$$\mathrm{n} + {}^3\mathrm{He} \rightarrow \mathrm{p} + {}^3\mathrm{H} + 764\ \mathrm{keV} \tag{8.8}$$

L'énergie libérée est partagée en énergie cinétique entre le proton et le tritium. Ceux-ci effectuent un parcours très faible dans l'$^3\mathrm{He}$, de l'ordre de la dizaine de $\mu\mathrm{m}$ et toute l'énergie est donc déposée dans la cellule de $5\,\mathrm{mm}$ de côté. Nous verrons au chapitre 9, l'utilisation de cette propriété dans le cadre de la détection de neutralinos du halo galactique, pour séparer ces particules de la contribution du bruit de fond due aux neutrons thermiques.

Afin de tester la réponse de la cellule aux neutrons, une source Am/Be a été utilisée. L'activité est environ $2 \times 10^5\ \mathrm{neutrons/s}$, avec un spectre en énergie allant jusqu'à $\sim 10\,\mathrm{MeV}$. La source est placée à $\sim 30\,\mathrm{cm}$ du cryostat, avec une protection de paraffine ($\sim 10\,\mathrm{cm}$), permettant en particulier de ralentir les neutrons et donc de favoriser le processus de capture.

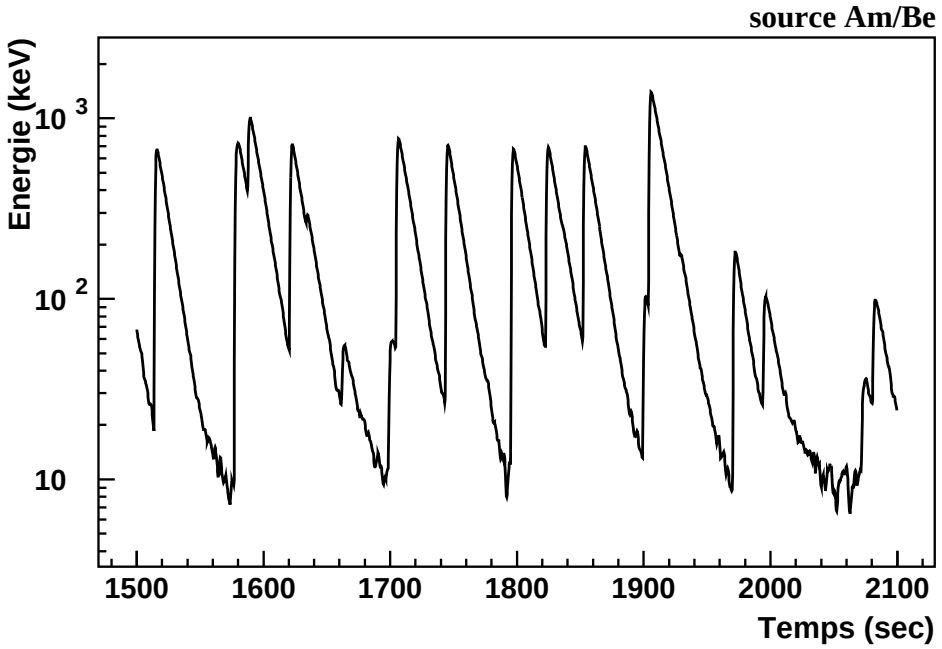


FIG. 8.8: *Exemple de spectre brut d'acquisition, avec une source Am/Be. Les énergies (en* keV*) déposées sont présentées en fonction du temps.*

La figure 8.9 présente l'énergie déposée par les neutrons dans la cellule, pour un temps d'acquisition de l'ordre de $3\,\mathrm{h}$. On peut observer que le pic de capture est bien présent, il est néanmoins décalé vers des énergies plus faibles que le Q de la réaction (eq. 8.8). Ce phénomène a en fait déjà été observé lors d'une précédente expérience [142]. Il s'agit ici d'une confirmation, avec une statistique plus importante. Le déficit en énergie a été attribué à la formation de défauts topologiques dans l'$^3\mathrm{He}$ superfluide, par le mécanisme de Kibble [143].

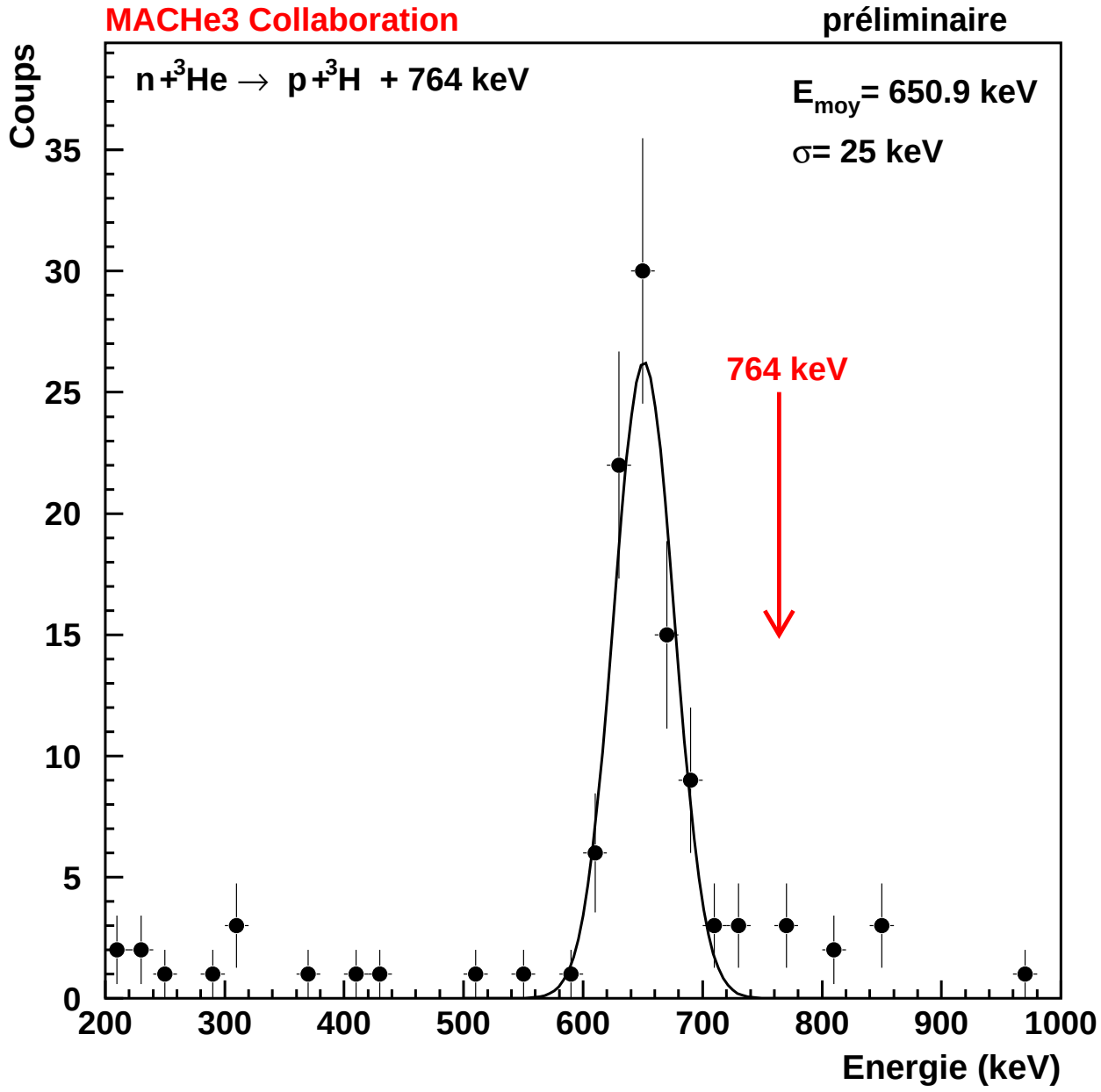


FIG. 8.9: *Énergies (en* keV *) déposées par des neutrons incidents sur la cellule d'*$^3\mathrm{He}$*. Le pic de capture est observé à* $650\,\mathrm{keV}$*, avec une largeur* $\sigma \sim 25\,\mathrm{keV}$*, voir texte.*

Comme souligné précédemment, le parcours des produits de la capture (proton et tritium) est très faible. Toute l'énergie libérée par la capture est donc concentrée dans un volume de l'ordre de $\sim 1\ \mu\mathrm{m}^3$. Il apparaît donc un point chaud dans le volume d'$^3\mathrm{He}$. L'énergie apportée est en fait suffisante pour que localement l'$^3\mathrm{He}$ passe de la phase superfluide à la phase normale. Ce point chaud repasse ensuite à la phase superfluide, en un temps $\sim 1\ \mu s$. On observe un phénomène de trempage qui va créer à l'intérieur de ce volume des zones caractérisées par des paramètres d'ordre différents : il y a donc probablement apparition de défauts topologiques (vortex). Ces derniers stockent de l'énergie qu'ils libèrent en un temps beaucoup plus long que le temps de mesure. Cela explique ainsi, à la fois le décalage en énergie du pic de neutron et sa largeur relativement importante ($\sigma \sim 25\,\mathrm{keV}$).

On peut noter que la production d'UV dans l'$^3\mathrm{He}$ peut également contribuer au décalage du pic de neutrons. Nous reviendrons plus loin sur l'utilisation éventuelle des UV dans le contexte de la recherche de matière sombre.

Dans le but d'étudier le décalage du pic de neutrons, des mesures ont été faites à différentes températures et champs magnétiques résiduels. Au moment de la rédaction de ce manuscrit, elles n'ont pas encore été analysées.

Les premières estimations semblent indiquer que ce décalage ne se produit qu'à haute énergie. En effet, il faut que l'énergie déposée dans le volume défini par le parcours des produits de la capture soit suffisant pour que l'$^3\mathrm{He}$ passe de la phase superfluide à la phase normale. Qualitativement, dans le cas d'une interaction d'un $\widetilde{\chi}$, le parcours de l'$^3\mathrm{He}$ de recul est du même ordre de grandeur, alors que l'énergie déposée est plus faible par deux ordres de grandeur. On ne s'attend donc pas a priori à observer de déficit à très basse énergie. Une mesure expérimentale demeure néanmoins nécessaire.

8.3.3 Conclusions et Perspectives

En conclusion de ces résultats préliminaires, on peut dire que ce test sur la cellule prototype a été un succès. En particulier, le seuil de détection a été évalué dans différentes configurations expérimentales : il est remarquablement bas pour un dispositif expérimental qui peut être largement amélioré, au niveau de l'acquisition, du contrôle des micro-vibrations, et de l'analyse des données. À plus haute énergie, la capture de neutrons a été observée, avec un décalage systématique de l'ordre de $100\,\mathrm{keV}$, qui confirme les mesures précédentes. Il peut être attribué à la formation de défauts topologiques dans l'$^3\mathrm{He}$ superfluide et/ou à la production d'UV.

De nombreux développements sont cependant nécessaires avant d'envisager la construction d'un détecteur plus massif, réellement dédié à la recherche de $\widetilde{\chi}$ du halo galactique :

a) La partie très basse énergie du spectre ($\mathrm{E} \lesssim 10\,\mathrm{keV}$) doit être étudiée de manière plus approfondie. Il conviendrait par exemple, de disposer d'un étalonnage en énergie indépendant, pour pouvoir confirmer, d'une part la méthode d'étalonnage dans cette plage, et d'autre part que le mécanisme de Kibble ne génère pas un déficit en énergie analogue à celui observé à haute énergie avec la source de neutrons. L'utilisation de sources de $^{57}\mathrm{Co}$ ou de $^{109}\mathrm{Cd}$ est envisagée. Elles sont émettrices d'électrons de conversion, d'énergie $7\,\mathrm{keV}$ et $\sim 64\,\mathrm{keV}$ respectivement, ce qui permettrait de disposer de références supplémentaires, dont une à très basse énergie.

b) Comme indiqué au chapitre 7, la problématique essentielle de la détection directe de matière sombre supersymétrique est la réjection du bruit de fond. Le processus de capture de neutrons sera utilisé pour signer les événements neutron (cf. chap. 9). Pour la réjection des événements γ, un dispositif complémentaire pourrait être étudié.

La production d'UV a par exemple été observé [144] dans l'^{4}He. Elle résulte de la dissociation de dimères $\mathrm{He}_2^\star$ formés le long de la trace de la particule incidente. Typiquement, l'énergie est comprise entre 13 et $19\,\mathrm{eV}$. Ce mécanisme est en compétition avec les collisions dimère-dimère qui diminuent la production d'UV. La proportion d'énergie libérée en UV est donc a priori dépendante du parcours des particules dans le milieu : de l'ordre du $\mu\mathrm{m}$ pour un noyau de recul résultant de la diffusion élastique d'un neutron ou d'un neutralino, et de l'ordre du cm pour un électron de recul caractéristique d'une diffusion Compton. Les résultats du projet HERON indiquent que la fraction d'énergie libérée dans l'^{4}He sous forme d'UV est $\sim 25\%$ pour des électrons de $364\,\mathrm{keV}$ et $\sim 8\%$ pour des alphas de $\sim 3\,\mathrm{MeV}$, ce qui est en bon accord avec le mécanisme de dissociation/collisions de dimères [144].

Dans l'optique d'améliorer la réjection des événements γ, la mesure de la production d'UV dans l'^{3}He constitue donc un axe d'étude intéressant, à la fois pour la discrimination elle-même, mais aussi pour l'évaluation de sa contribution au décalage du pic de capture neutron, en compétition avec le mécanisme de Kibble (cf. 8.3.2).

c) L'une des prochaines étapes consiste à tester une cellule de taille plus importante, de l'ordre de $5\,\mathrm{cm}$, et également une petite matrice, $3\times3\times3$ par exemple, afin de confirmer la possibilité de développer un détecteur granulaire de taille importante ($10\,\mathrm{kg}$). Récemment, la fabrication de fils résonants à partir d'un substrat de silicium a été effectuée [145]. Elle ouvre la voie à la fabrication d'un nombre important de fils, de caractéristiques bien contrôlées, étape nécessaire à la construction d'une matrice de cellules.

Chapitre 9

Simulation du bruit de fond dans MACHe3

Après une introduction aux différents types d'interaction des neutrons et rayons γ dans l'^{3}He, la simulation Monte-Carlo de MACHe3 sera présentée (sec. 9.3), permettant ainsi de définir la configuration optimale d'une matrice de cellules d'^{3}He superfluide et également d'évaluer la réjection d'une matrice de ce type. En utilisant le flux mesuré de neutrons et muons dans un laboratoire souterrain, ces résultats permettent d'accéder à une estimation du taux de faux événements $\widetilde{\chi}$ attendu dans MACHe3 (sec. 9.3.3 et 9.3.4).

9.1 Introduction au détecteur granulaire

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le dispositif expérimental, la cellule-prototype d'^{3}He fonctionne de manière satisfaisante. Comme souligné en 8.3.3, de nombreuses améliorations sont envisageables.

L'idée du projet MACHe3 est d'utiliser cette cellule d'^{3}He pour la détection de $\widetilde{\chi}$ du halo galactique, ce qui nécessite un volume bien plus important et surtout une stratégie appropriée à la réjection du bruit de fond. À cet effet, un détecteur granulaire à ^{3}He superfluide, une matrice de cellules, a été proposé afin de pouvoir discriminer le bruit de fond (γ, n, μ) et le signal $\widetilde{\chi}$. Ce chapitre reprend et complète l'étude publiée dans [146].

Le noyau d'^{3}He présente des caractéristiques intéressantes pour ce type de détection, notamment concernant :

- **le bruit de fond environnant :** le processus de capture de neutrons est utilisé pour signer ce type de particules (cf. sec. 9.2.1),
- **le signal $\widetilde{\chi}$:** le caractère fermionique du noyau d'^{3}He confère à ce milieu une grande complémentarité avec les expériences de détection directe scalaire (cf. chap. 10).

L'objectif de cette étude est d'une part d'optimiser la configuration de la matrice, et donc de définir la version finale du détecteur, et d'autre part d'évaluer ses performances futures, i.e. la réjection du bruit de fond neutron, muon et gamma. On insistera en particulier sur le taux de faux événements induits par les neutrons. Dans le cas des rayons γ, on peut noter que pour ce type de contamination, il faut également tenir compte de la radioactivité naturelle intrinsèque du détecteur. Il semble que la meilleure estimation du taux de faux événements dû à ce type de bruit de fond devra être effectuée sur la base d'un travail expérimental, après une sélection des matériaux constituants le détecteur.

9.2 Bruit de fond pour la détection directe de $\widetilde{\chi}$

L'estimation du bruit de fond constitue une des problématiques principales de la détection directe de matière sombre. Le taux d'événements $\widetilde{\chi}$ attendu étant très faible (cf. chap. 10), il convient donc d'avoir une estimation très précise du comportement du détecteur aux différents types de bruit de fond (neutrons, muons et rayonnement γ). Cette section décrit les différentes interactions possibles pour ces trois types de bruits de fond.

9.2.1 Interaction des neutrons dans l'^{3}He

Lors de l'interaction d'un neutron dans l'^{3}He, deux interactions sont dominantes. Il s'agit de :

- la diffusion élastique, typiquement pour des neutrons d'énergie cinétique $\mathrm{E}_n \gtrsim 100\ \mathrm{keV}$,
- la capture par le noyau d'^{3}He, dominante pour les neutrons thermiques.

La section efficace totale d'interaction varie de $\sigma_{tot} \simeq 1000\ \mathrm{barns}$, à basse énergie ($\mathrm{E}_n \simeq 1\ \mathrm{eV}$), jusqu'à $\sigma_{tot} \simeq 1\ \mathrm{barn}$ pour des neutrons de $10\ \mathrm{MeV}$, comme on peut le constater sur la figure 9.1. À basse énergie, i.e. pour des neutrons thermiques, la capture neutronique est le processus dominant :

$$\mathrm{n} + {}^3\mathrm{He} \rightarrow \mathrm{p} + {}^3\mathrm{H} + 764\ \mathrm{keV} \tag{9.1}$$

L'énergie libérée lors de la capture est partagée entre le tritium ^{3}H (énergie cinétique $191\ \mathrm{keV}$) et le proton (énergie cinétique $573\ \mathrm{keV}$). Le parcours dans l'^{3}He pour ces deux particules est particulièrement faible [147] : $12\ \mu\mathrm{m}$ pour le tritium et $67\ \mu\mathrm{m}$ pour le proton.

En conséquence, les neutrons capturés dans une cellule d'^{3}He, d'une taille de l'ordre du cm, vont laisser un dépôt d'énergie de $764\ \mathrm{keV}$. Comme nous le verrons dans le chapitre 10, l'énergie maximale de recul du noyau cible, lors de la diffusion élastique d'un neutralino incident, est : $\mathrm{E}_{\mathrm{recul}} \leq 6\ \mathrm{keV}$, et ce quelle que soit sa masse (cf. fig. 10.1). Les neutrons capturés produisent donc un signal clairement discriminable par rapport à un signal de $\widetilde{\chi}$.

Par ailleurs, il est à noter que le tritium, produit lors de la capture neutronique, va subir un processus de désintégration β^-, avec une période $\mathrm{T} = 12.33\ \mathrm{ans}$:

$${}^3\mathrm{H} \rightarrow {}^3\mathrm{He} + e^- + \bar{\nu} \tag{9.2}$$

L'énergie maximale emportée par l'électron est $\sim 18\,\mathrm{keV}$. En conséquence, ce type d'événements est susceptible d'être confondu avec un événement $\widetilde{\chi}$. Il sera donc important de dénombrer le nombre de captures neutroniques dans chaque cellule, afin de pouvoir estimer (et donc retrancher) la contribution de ce type d'événements.

Comme indiqué sur la figure 9.1, la section efficace de capture diminue lorsque l'énergie cinétique du neutron augmente, rendant a priori la réjection des neutrons de haute énergie plus problématique. Cependant, l'énergie déposée dans la cellule, lors d'une interaction élastique, augmente avec l'énergie du neutron, diminuant ainsi la probabilité de laisser moins de $6\ \mathrm{keV}$.

En conséquence, à haute énergie on s'attend à ce que la proportion de neutrons confondus avec un $\widetilde{\chi}$ soit faible, à cause du dépôt d'énergie important; alors qu'à très basse énergie

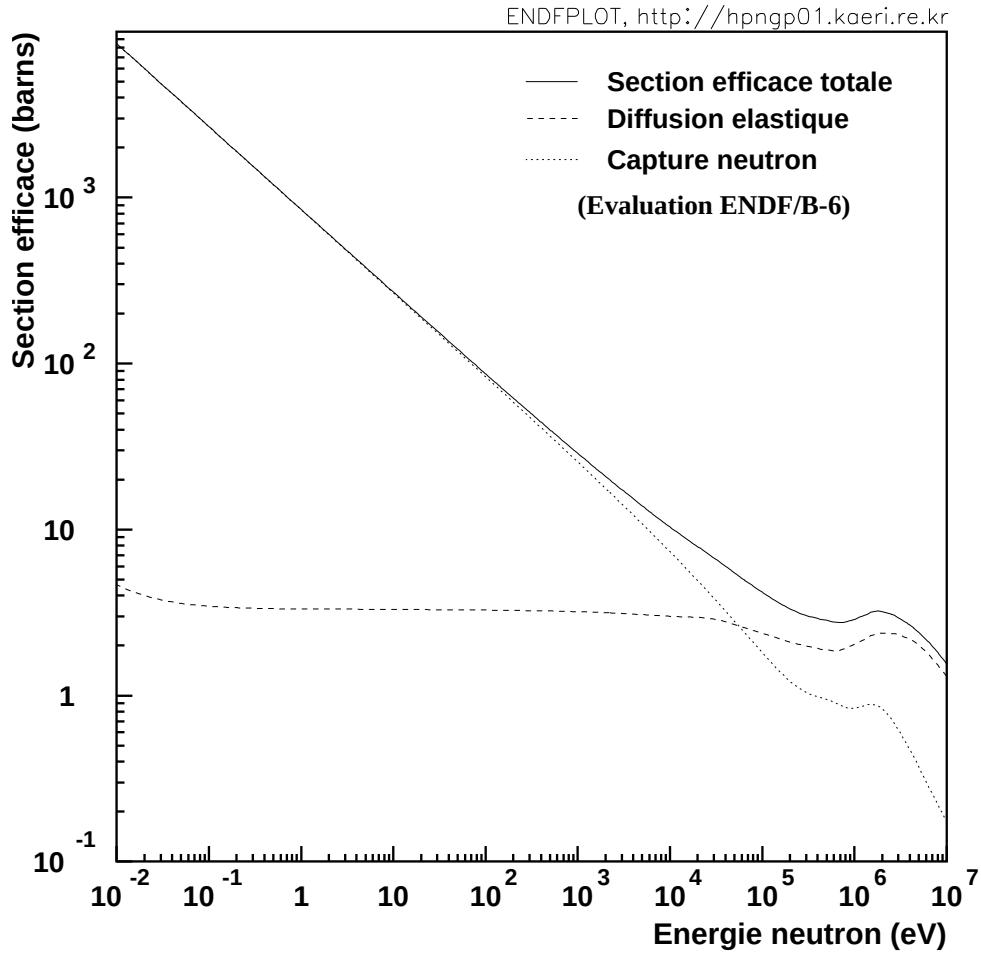


FIG. 9.1: *Interaction des neutrons dans l'*^{3}He*. Sections efficaces en fonction de l'énergie cinétique des neutrons. La section efficace totale est présentée en trait plein, la section efficace de diffusion élastique en tirets et la section efficace de capture neutron en pointillés. La capture radiative dont la section efficace est plusieurs ordres de grandeur plus faible, n'est pas représentée. Figure extraite de [148].*

la majorité des neutrons seront capturés, laissant un signal clairement assignable à un événement neutron. Le cas le plus défavorable est donc un neutron de $8\ \mathrm{keV}$ pour lequel la section efficace de capture est déjà faible et qui laissera toujours, par diffusion élastique, moins de $6\ \mathrm{keV}$ dans la cellule d'^{3}He.

Afin de séparer les événements neutron d'un événement $\widetilde{\chi}$, le principe est donc d'avoir :

- une cellule suffisamment grande pour que le neutron y soit capturé après plusieurs diffusions élastiques
- et/ou un grand nombre de cellules afin d'avoir une corrélation entre les cellules

La granularité du détecteur MACHe3 et la propriété de capture neutronique du noyau d'^{3}He, fournissent à ce type de détecteur la possibilité unique de différencier le bruit de fond neutron du signal $\widetilde{\chi}$, comme nous le verrons dans la section 9.3.2.

Il s'agit d'une propriété fondamentale pour la détection directe de neutralinos. En effet, dans la mesure où l'interaction des neutrons dans la matière est identique à celle des $\widetilde{\chi}$- il s'agit du recul d'un noyau nucléaire- ceux-ci sont en général considérés comme le bruit de fond ultime pour ce type de détection.

9.2.2 Interaction des γ dans l'^{3}He

Le noyau d'^{3}He est caractérisé par une section efficace photo-électrique très faible (cf. fig. 9.2), l'effet Compton étant largement dominant. Pour des γ de cette énergie, on peut estimer le rapport des sections efficaces : $\sigma_{comp}/\sigma_{phot} \simeq 10$. Le processus dominant est donc la diffusion Compton.

En conséquence, la stratégie pour séparer les événements γ et le signal est la suivante :

- soit la cellule est suffisamment grande pour que le γ subisse plusieurs interactions Compton à l'intérieur de la cellule, réduisant ainsi la probabilité de laisser moins de $6\,\mathrm{keV}$,
- soit le nombre de cellules est suffisamment important pour qu'il y ait une interaction dans plusieurs cellules. Ce type d'événements sera noté corrélé ou multi-cellules par la suite.

On peut souligner que les rayons γ interagissant dans la matrice d'^{3}He vont également produire, par interaction sur le cuivre, des rayons X et des électrons (diffusion Compton et effet photo-électrique). Ce type d'interactions est pris en compte dans la simulation et a tendance à augmenter la réjection contre les γ, en générant des corrélations entre les cellules.

Par contre, le cuivre entourant la cellule devra être produit avec un très faible taux de contamination radioactive. Dans l'étude présentée ci-après, on ne tiendra pas compte de ce type de bruit de fond, mais uniquement de la radioactivité γ provenant de sources extérieures à la matrice de cellules. Cette contribution devra être étudié sur la base d'une mesure expérimentale, après un choix des matériaux constituant la cellule (c'est-à-dire la paroi et les fils), et le cryostat.

9.2.3 Interaction des μ dans l'^{3}He

Lors de l'interaction d'un muon dans l'^{3}He, la section efficace d'interaction est très importante ($\sigma \simeq 100$ barns, à haute énergie). Comme on peut le constater sur la figure 9.3 le dépôt d'énergie par unité de longueur ($\mathrm{dE/dx}$) dans l'^{3}He est presque constant au-delà de $\sim 100\,\mathrm{MeV}$. Les muons en milieu souterrain étant principalement de très haute énergie ($\mathrm{E}_\mu = \mathcal{O}(100)\,\mathrm{GeV}$), les caractéristiques d'un événement μ dans MACHe3 ne dépendent que très faiblement de l'énergie.

Dans un détecteur granulaire constitué de cellules d'une taille de l'ordre du cm, un événement μ sera donc caractérisé par un dépôt d'énergie $\mathrm{E} \simeq 200\,\mathrm{keV}$, et ce dans chaque cellule traversée. En conséquence, la réjection contre les μ est a priori excellente, le phénomène limitant étant les événements passant dans l'interstice entre deux couches de cellules. Ce type de particules ne sera donc pas considéré pour l'optimisation du détecteur. Il a néanmoins été simulé et l'on trouvera une évaluation du taux de faux événements en 9.3.4.

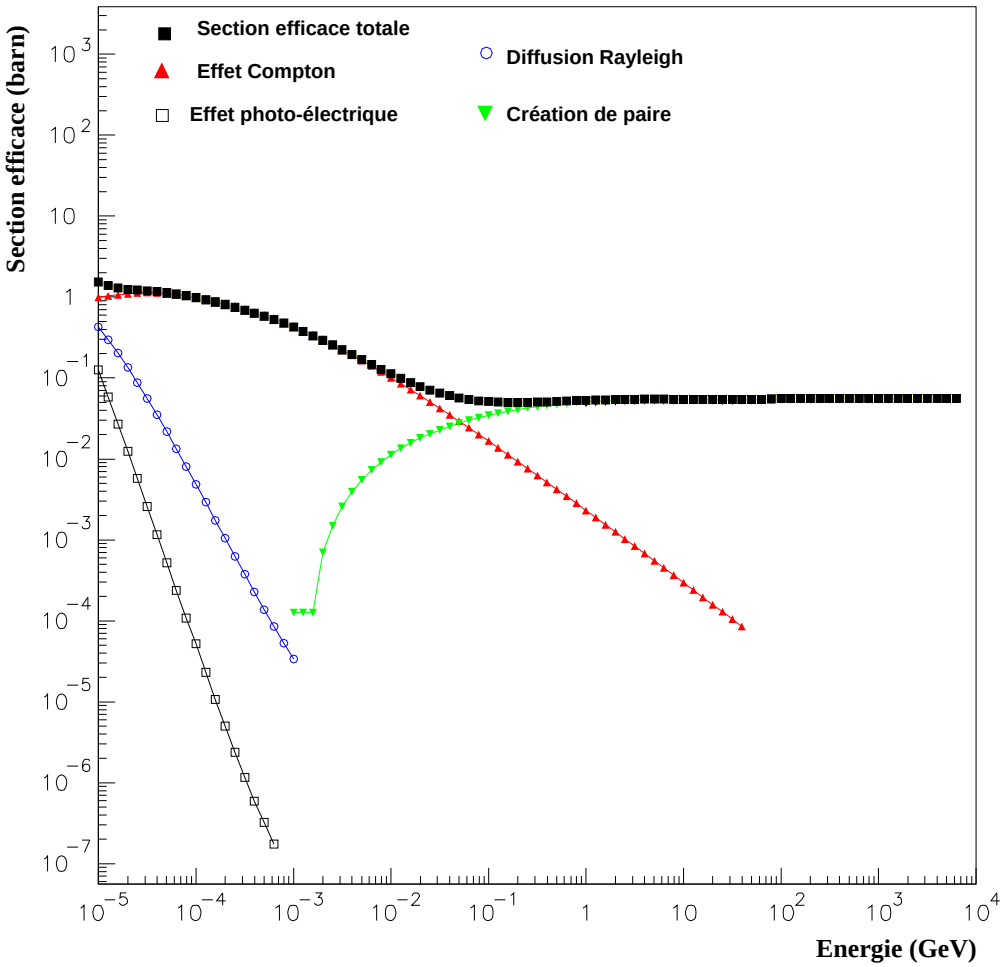


FIG. 9.2: *Interaction des γ dans l'^{3}He [149]. Sections efficaces en fonction de l'énergie. L'effet Compton est dominant sur la plage d'énergie d'intérêt (100 keV - 10 MeV).*

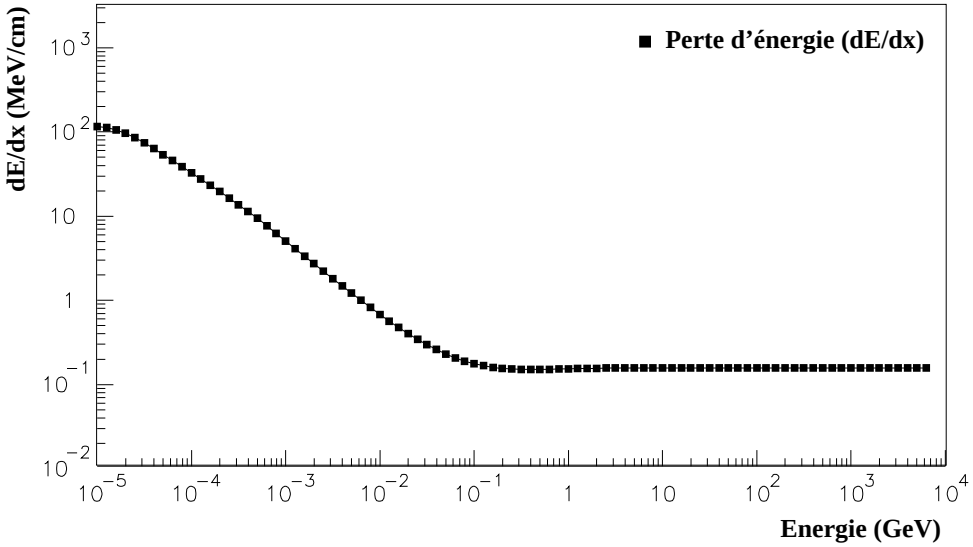


FIG. 9.3: *Interaction des μ dans l'^{3}He [149] : $\frac{dE}{dx}$ en fonction de l'énergie des μ en* GeV.

9.3 Simulation de la réponse de MACHe3 aux bruits de fond

Afin d'évaluer la capacité de réjection contre le bruit de fond, d'une matrice d'$^3\mathrm{He}$ superfluide, une simulation Monte-Carlo a été effectuée. Les résultats présentés ici ont été publiés dans [146, 150, 151].

Après une introduction au principe de la simulation, les résultats concernant l'optimisation de la configuration de la matrice seront présentés (sec. 9.3.1). Les performances de réjection, dans cette configuration, seront ensuite détaillées (sec. 9.3.2), permettant ainsi d'avoir accès au taux de faux événements (sec. 9.3.3 et 9.3.4).

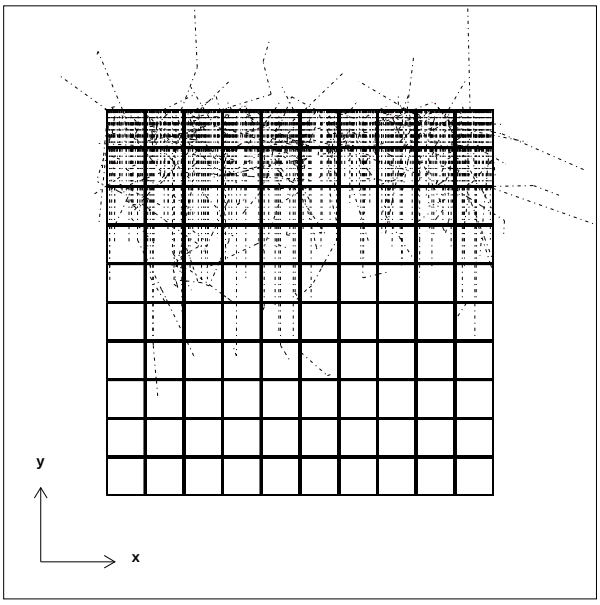


FIG. 9.4: *Vue 2-D d'une matrice de 1000 cellules de 125 cm^3. Les événements, générés avec une direction perpendiculaire à la face supérieure de la matrice sont des neutrons de 10 keV. On peut remarquer qu'une grande proportion de ceux-ci sont capturés dans la première couche de cellules. Figure extraite de [146].*

La simulation a été effectuée avec GEANT3.21 [149] et en particulier le code[1] GCALOR-MICAP [152], qui permet de traiter les interactions des neutrons dans la matière jusqu'à des énergies cinétiques très faibles.

Le détecteur simulé (fig. 9.4) consiste en un cube contenant un nombre variable de cellules cubiques d'$^3\mathrm{He}$, immergé dans un grand volume contenant de l'$^3\mathrm{He}$ (densité $\rho_{\mathrm{SF}} = 0.08\ \mathrm{g\,cm^{-3}}$). Chaque cellule est entourée d'une fine couche de cuivre ($0.1\ \mathrm{mm}$) et séparée des cellules voisines par $2\,rmmm$ d'$^3\mathrm{He}$. Les événements sont générés sur la face supérieure avec une direction perpendiculaire à la matrice[2]. Le nombre d'événements par simulation est de l'ordre de 200×10^3. La sélection des événements est faite sur la corrélation entre les cellules (événements

[1] Il se substitue au code FLUKA, dès que l'énergie du neutron est inférieure à $20\ \mathrm{MeV}$. La version utilisée pour cette simulation est : GCALOR-MICAP(1.04/10).

[2] On a pu vérifi er que cette procédure n'affectait pas les valeurs et le comportement général des paramètres de qualité de la matrice Elle permet d'obtenir des temps de calcul beaucoup moins importants.

multi-cellules) et la mesure du dépôt d'énergie.

Dans un premier temps, il convient de définir la meilleure configuration pour la matrice, c'est-à-dire le nombre de cellules et la taille des cellules. Cette configuration devra donc présenter la réjection totale la plus élevée possible. Des paramètres des qualité de la matrice sont définis, afin de séparer les différents effets : événements multi-cellules ou mesure du dépôt d'énergie.

Il est également nécessaire de connaître les caractéristiques de l'interaction d'un $\widetilde{\chi}$ dans l'$^3\mathrm{He}$. Celles-ci seront détaillées au chapitre 10, les propriétés essentielles étant :

1. un dépôt d'énergie toujours inférieur à $6\ \mathrm{keV}$,
2. une section efficace d'interaction élastique très faible (inférieure au pbarn).

En conséquence, un $\widetilde{\chi}$ sera caractérisé par un événement uni-cellulaire (une seule cellule touchée), avec une probabilité identique pour toutes les cellules de la matrice. La réjection contre le bruit de fond sera donc obtenue en sélectionnant les événements ayant les caractéristiques suivantes :

- une seule cellule touchée (événement uni-cellulaire). Le paramètre de qualité lié à cette sélection est définie plus bas comme C_{geo},
- dépôt d'énergie dans la cellule inférieur à $6\,\mathrm{keV}$ et au-dessus d'un seuil à 0.5 keV (paramètre R_{ener}),
- contrainte supplémentaire : la cellule touchée doit être dans la partie intérieure de la matrice (C_{veto}). Ainsi, on considère la couche extérieure de cellules comme un veto, permettant ainsi de rejeter les neutrons interagissant élastiquement.

Soit N le nombre d'événements donnant un signal dans la matrice (quel que soit le dépôt d'énergie, quel que soit le nombre de cellules touchées), N_1 le nombre d'événements uni-cellulaires (quel que soit le dépôt d'énergie) et N_6 le nombre d'événements uni-cellulaires ayant un dépôt d'énergie inférieur à $6\,\mathrm{keV}$. M_1 et M_6 sont définis de la même manière, mais pour des événements hors-veto. On définit ensuite les paramètres de qualité de la matrice :

- $\mathrm{C}_{geo} = \mathrm{N}_1/\mathrm{N}$: le coefficient de corrélation (proportion d'événements uni-cellulaires),
- $\mathrm{R}_{ener} = \mathrm{N}_1/\mathrm{N}_6$: la réjection par mesure de l'énergie déposée,
- $\mathrm{C}_{veto} = \mathrm{N}_1/\mathrm{M}_1$: le coefficient de veto,
- $\mathrm{R}_{int} = \mathrm{N}/\mathrm{M}_6$: la réjection intrinsèque.

On peut noter que le paramètre pertinent, pour l'évaluation du taux de faux événements, est en fait la réjection totale ($\mathrm{R}_{\mathrm{tot}}$), i.e. le rapport du nombre de particules incidentes (noté N^0) au nombre d'événements confondus avec un événement $\widetilde{\chi}$ (M_6) :

$$\mathrm{R}_{\mathrm{tot}} = \frac{\mathrm{N}^0}{\mathrm{M}_6} \tag{9.3}$$

Il s'agit donc du facteur de réduction du bruit de fond, pour chaque type de particules et pour une énergie cinétique donnée.

La section suivante présente la dépendance de ces quatre paramètres de qualité en fonction du nombre de cellules et de leur taille, permettant ainsi d'optimiser la configuration de la matrice.

9.3.1 Optimisation de la configuration de la matrice

Afin de définir la meilleure configuration pour une matrice d'^{3}He superfluide, une simulation Monte-Carlo complète a été développée. Les résultats concernant trois types de bruit de fond (rayons γ de 2.6 MeV, neutrons de 10 keV et 1 MeV) sont présentés ci-après. Pour chaque échantillon, les quatre paramètres de qualité sont évalués dans différentes configurations :

- taille des cellules de 0.5, 1.0, 2.5 et 5.0 cm,
- matrice contenant 3^3, 5^3, 7^3, 10^3 (20^3) cellules.

La meilleure configuration est celle pour laquelle C_{geo} est le plus faible, minimisant ainsi la proportion d'événements de bruit de fond uni-cellulaire, et R_{ener} est le plus élevé, indiquant une faible proportion d'événements avec un dépôt inférieur à 6 keV. À cause du fait que la simulation est faite sans contrainte sur le volume du détecteur, le coefficient de corrélation dépendra fortement de la taille de la matrice.

Bruit de fond γ

Comme on peut le constater sur la figure 9.5, le coefficient de corrélation, pour des γ de 2.6 MeV, dépend presque uniquement de la taille de la matrice. La meilleure configuration est une matrice 8000 cellules de 2.5 cm de côté pour laquelle le coefficient de corrélation est $C_{geo} \simeq 45\%$.

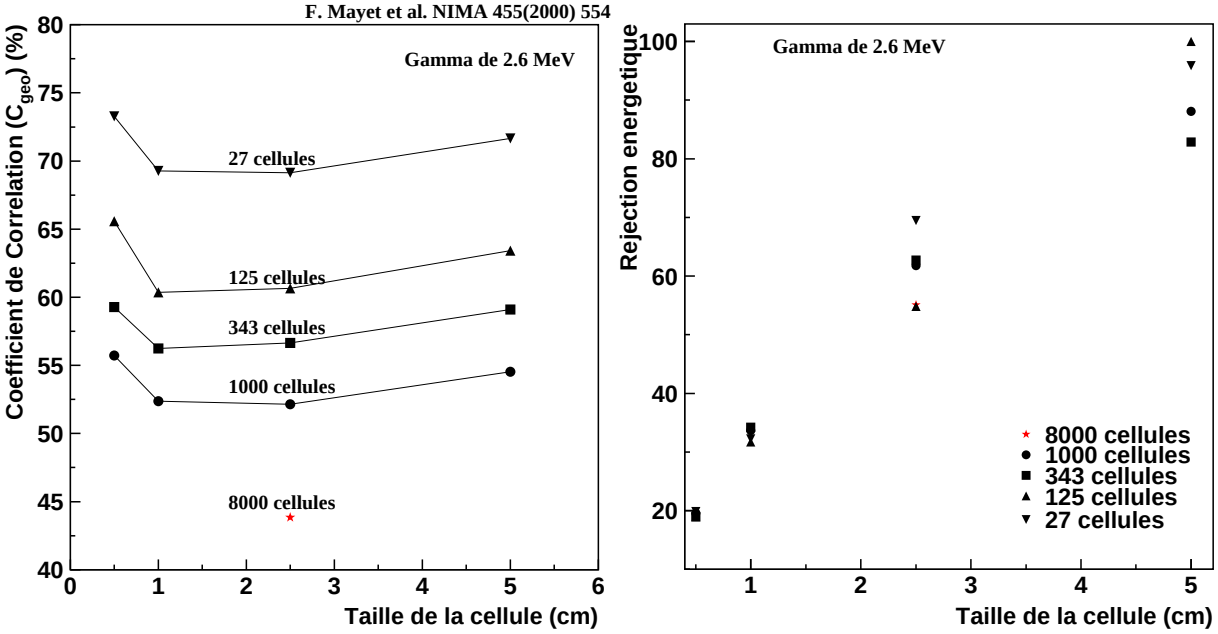


FIG. 9.5: *Coefficient de corrélation (C_{geo}) et réjection énergétique (R_{ener}) en fonction de la taille de la cellule d'*^{3}He*, pour des rayons γ de 2.6 MeV. Les différentes courbes correspondent à différentes taille de matrice, comme indiqué sur la figure.*

Il convient cependant de conserver un nombre raisonnable de cellules et il est donc intéressant à ce titre de noter qu'une matrice de 1000 cellules de $5.0\,\mathrm{cm}$, de même volume mais avec une granularité moindre, présente également un bonne corrélation ($C_{geo} \simeq 55\%$).

Un événement multi-cellulaire peut être soit un événement multi-Compton, soit un événement simple-Compton pour lequel l'électron s'échappe de la cellule et interagit dans une cellule voisine. Ce dernier processus dépend principalement de la taille de la cellule et explique le fait que C_{geo} demeure constant au-delà de $1\,\mathrm{cm}$ (voir fig. 9.5).

Par ailleurs, la réjection énergétique (R_{ener}) dépend principalement de la taille de la cellule et légèrement de la taille de la matrice[3]. Pour une grande cellule ($5.0\,\mathrm{cm}$ de coté), une réjection $R_{ener} \simeq 90$ est obtenue, permettant ainsi de rejeter 98 % des γ de $2.6\ \mathrm{MeV}$. La réjection totale (voir fig. 9.10), qui tient compte de la corrélation, du dépôt d'énergie, du veto, ainsi que de la probabilité d'interaction, est $\mathrm{R} \simeq 700$ pour une matrice de 1000 cellules de $5.0\,\mathrm{cm}$ de côté (pour des γ de $2.6\ \mathrm{MeV}$).

En conséquence, en ce qui concerne la réjection des γ, une cellule de $5.0\,\mathrm{cm}$ de côté présente la meilleure réjection énergétique et une matrice de 1000 cellules de cette taille permet d'obtenir un bon compromis corrélation/faisabilité.

Bruit de fond neutron

Pour le bruit de fond neutron, le choix s'est porté sur deux énergies[4] : des neutrons de $1\ \mathrm{MeV}$ et de $10\ \mathrm{keV}$. Comme souligné précédemment (sec. 9.2.1), les processus mis en jeu sont différents à ces deux énergies : la diffusion élastique est dominante à haute énergie, alors qu'un neutron de $10\ \mathrm{keV}$ constitue le cas le plus défavorable pour la réjection de MACHe3.

La figure 9.6 présente les deux coefficients en fonction de la taille de la cellule, dans le cas de neutrons de $10\ \mathrm{keV}$ incidents. Les paramètres de qualités dépendent à la fois de la taille de la cellule et de la taille de la matrice, à cause de la compétition entre les processus de capture et de diffusion élastique.

Pour une grande grande matrice (1000 cellules), un coefficient de corrélation de 85% est obtenu, alors que la réjection énergétique atteint $R_{ener} \simeq 22$ pour une cellule de taille importante.

La meilleure configuration est donc une matrice de 1000 cellules de $5\,\mathrm{cm}$ de côté. Comme attendu, la réjection obtenue est cependant relativement faible, le fait de considérer une matrice de grande taille permettant néanmoins de gagner un facteur 4 sur la réjection énergétique. Au vu du résultat obtenu, il semble donc très important de bien estimer le flux de neutrons attendu à cette énergie, afin d'estimer la viabilité du détecteur.

Pour des neutrons de haute énergie ($1\ \mathrm{MeV}$), les résultats sont également dépendants de la taille de la matrice et des cellules. La figure 9.7 présente les deux coefficients en fonction de la taille de la cellule. Tout comme pour les neutrons de basse énergie, le coefficient de corrélation dépend fortement de la taille de la cellule et de la matrice, variant de $\sim 90\%$ pour une cellule de

[3] On peut constater sur la fi gure 9.5, des fluctuations statistiques qui modifi ent légèrement le résultat intuitif.

[4] Les neutrons thermiques présentent, a priori, une excellent réjection, due au processus de capture, et ne sauraient être pertinents pour l'optimisation de la confi guration.

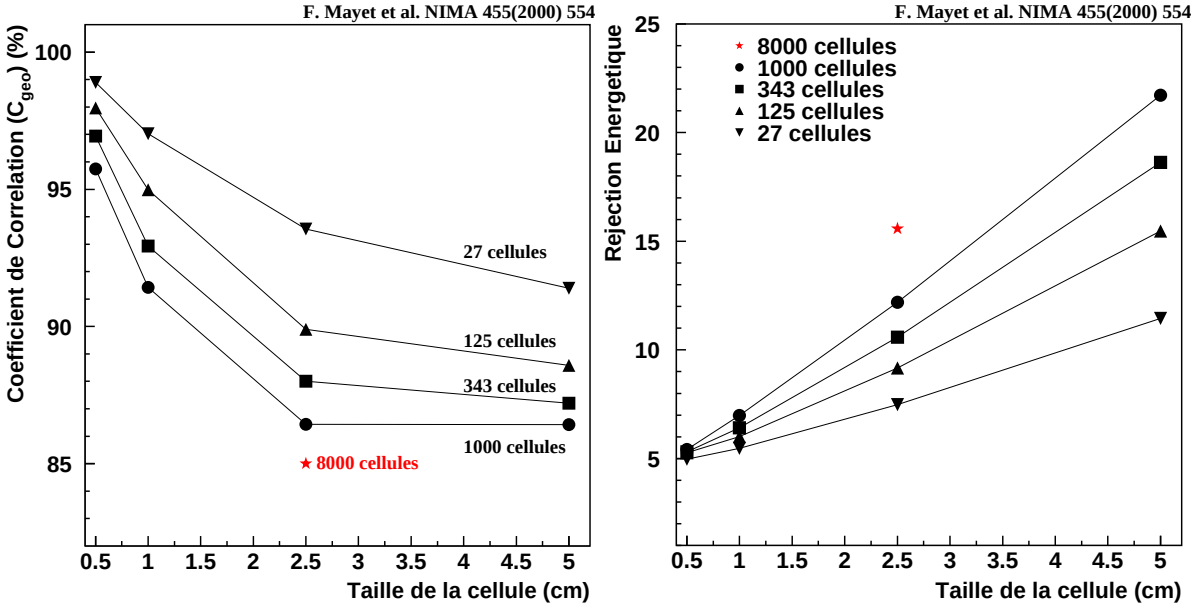


FIG. 9.6: *Coefficient de corrélation (C_{geo}) et Réjection énergétique (R_{ener}) en fonction de la taille de la cellule d'*^{3}He*, pour des neutrons de 10 keV. Les différentes courbes correspondent à différentes tailles de la matrice, comme indiqué sur la figure.*

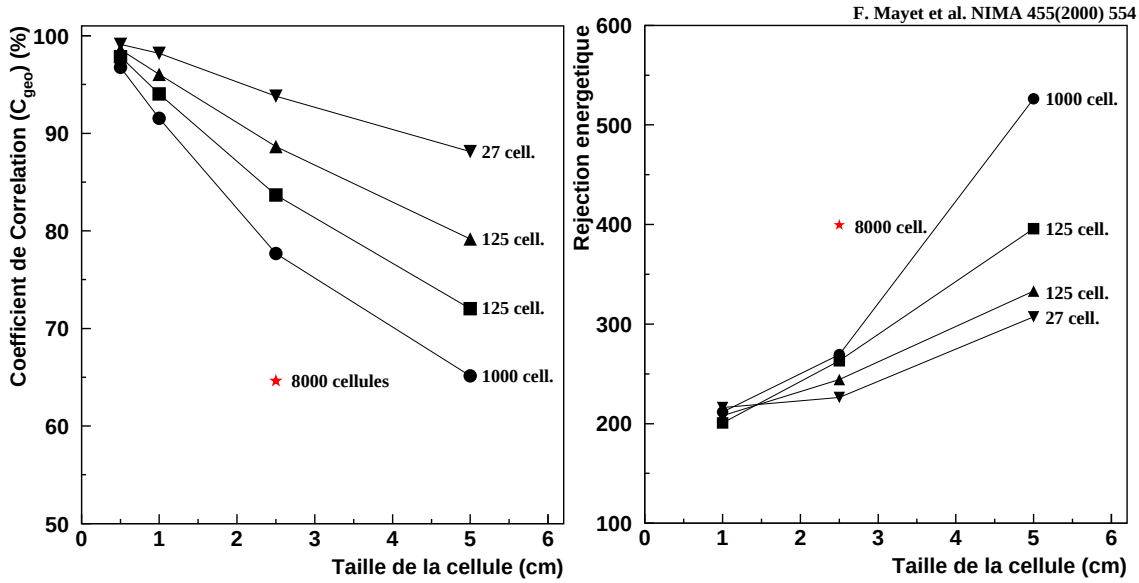


FIG. 9.7: *Coefficient de corrélation (C_{geo}) et réjection énergétique (R_{ener}) en fonction de la taille de la cellule d'*^{3}He*, pour des neutrons de 1 MeV. Les différentes courbes correspondent à différentes tailles de la matrice, comme indiqué sur la figure. Figure extraite de [146].*

petite taille ($5\,\mathrm{mm}$) jusqu'à $\sim 65\%$ pour une cellule de $5\,\mathrm{cm}$ de côté au sein d'une grande matrice (1000 cellules). De même, la réjection énergétique présente une forte dépendance avec le design de la matrice (fig. 9.7), R_{ener} variant de ~ 5 pour une petite cellule, jusqu'à $R_{ener} \sim 500$ dans le cas d'une cellule de $125\,\mathrm{cm}^3$.

Une matrice de 1000 cellules de $5\,\mathrm{cm}$ de côté permet donc d'obtenir une réjection totale de l'ordre de 1000 (fig 9.10), permettant ainsi de rejeter 99.9% des neutrons de $1\ \mathrm{MeV}$ incidents sur la matrice.

À la suite de ces trois simulations du bruit de fond, il s'avère qu'une matrice de 1000 cellules de $125\,\mathrm{cm}^3$, c'est-à-dire un détecteur de $10\ \mathrm{kg}$, présente le meilleur compromis réjection/faisabilité.

9.3.2 Pouvoir de réjection d'une matrice d'^{3}He superfluide

Il convient ensuite d'évaluer les performances du détecteur granulaire défini précédemment, i.e. une matrice de 1000 cellules de $125\,\mathrm{cm}^3$. Cette section présente les différents coefficients de la matrice (définis à la section 9.3), en fonction de l'énergie des particules incidentes, ceci afin de pouvoir évaluer le taux de faux événements attendu (section 9.3.3).

Réjection contre les γ :

La figure 9.8 présente le coefficient de corrélation, le coefficient de veto, la réjection énergétique et la réjection intrinsèque en fonction de l'énergie du γ incident.

Une bonne corrélation est obtenue à haute énergie ($E_\gamma \geq 1\ \mathrm{MeV}$), alors que les γ de basse énergie sont principalement rejetés par le veto. En fait, les γ de $80\,\mathrm{keV}$ interagissent principalement par effet photoélectrique dans la couche de cuivre entourant la cellule ($\sigma_{phot} \simeq 10^4\ \mathrm{barn}$), les électrons émis pouvant alors sortir du cuivre et laisser quelques keV dans la cellule. Ce phénomène se produit essentiellement dans la couche externe de cellules (considérée comme un veto). Comme attendu, la réjection énergétique (R_{ener}) est d'autant meilleure que l'énergie du γ est importante.

La figure 9.10 présente la réjection totale (eq. 9.3) en fonction de l'énergie du γ incident. On peut conclure de la figure 9.8 qu'une matrice d'^{3}He permet d'obtenir une réjection contre les γ variant entre 10 et 1000.

Il convient d'insister sur le fait que cette réjection simulée est celle d'une matrice "nue", c'est-à-dire ce qui pourrait être obtenu, au niveau de l'analyse des données, avec une sélection sur la corrélation entre cellules et la mesure du dépôt d'énergie. À ceci, il faut ajouter l'effet d'un blindage (interne et externe) de plomb archéologique et de cuivre, ainsi qu'une éventuelle discrimination entre les noyaux de recul et les électrons Compton, actuellement à l'étude. Ainsi la réjection est assez faible (90% d'événements rejetés) à basse énergie ($E_\gamma \lesssim 100\,\mathrm{keV}$), mais le flux de γ de cette énergie sera très fortement supprimé par le blindage.

Réjection contre les neutrons :

La figure 9.9 présente les quatre paramètres de qualité de la matrice en fonction de l'énergie du neutron incident. Une bonne corrélation (meilleure que 70%) est obtenue pour des neutrons d'énergie supérieure à 100 keV (fig. 9.9, en haut à gauche), alors que les neutrons de basse

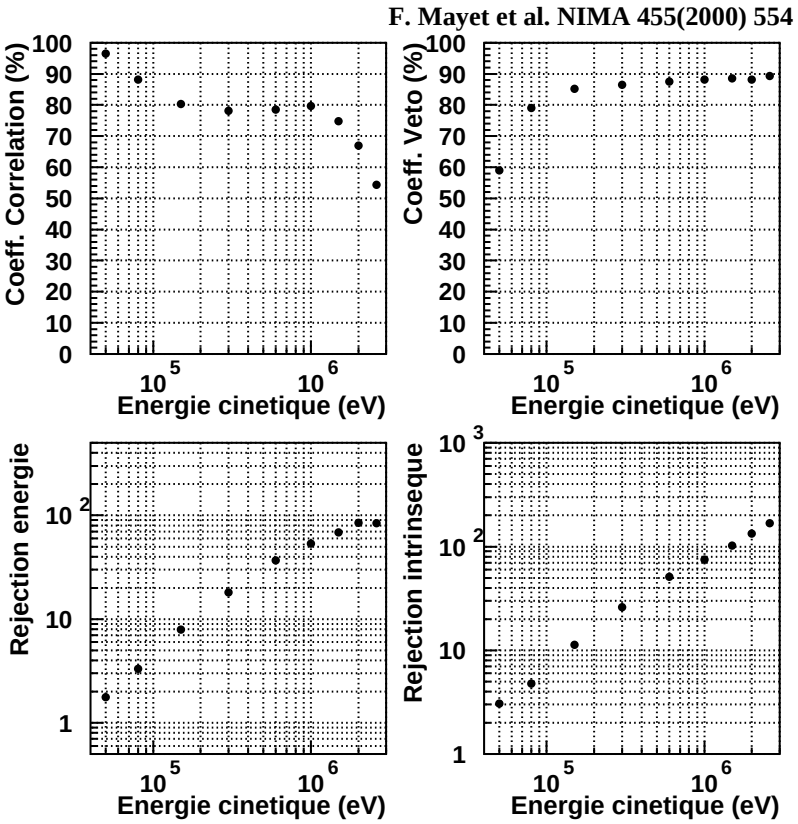


FIG. 9.8: *Interactions des rayons γ dans MACHe3 : les quatre paramètres de la matrice sont présentés en fonction de l'énergie du γ incident, pour une matrice de 1000 cellules de 125 cm^3.*

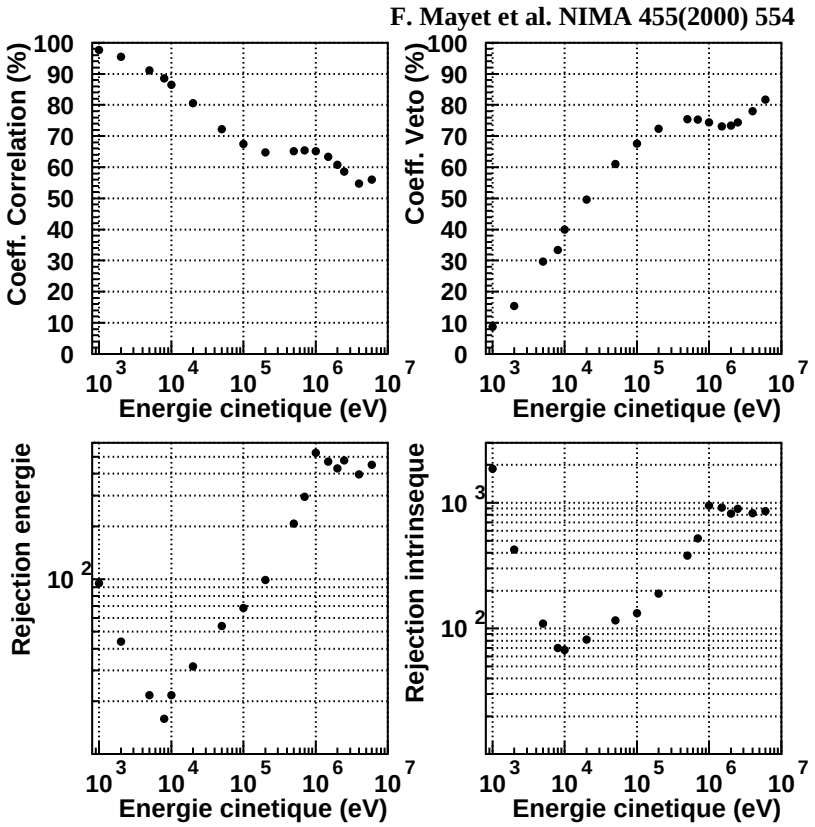


FIG. 9.9: *Interaction des neutrons dans MACHe3. cf. fig. 9.8.*

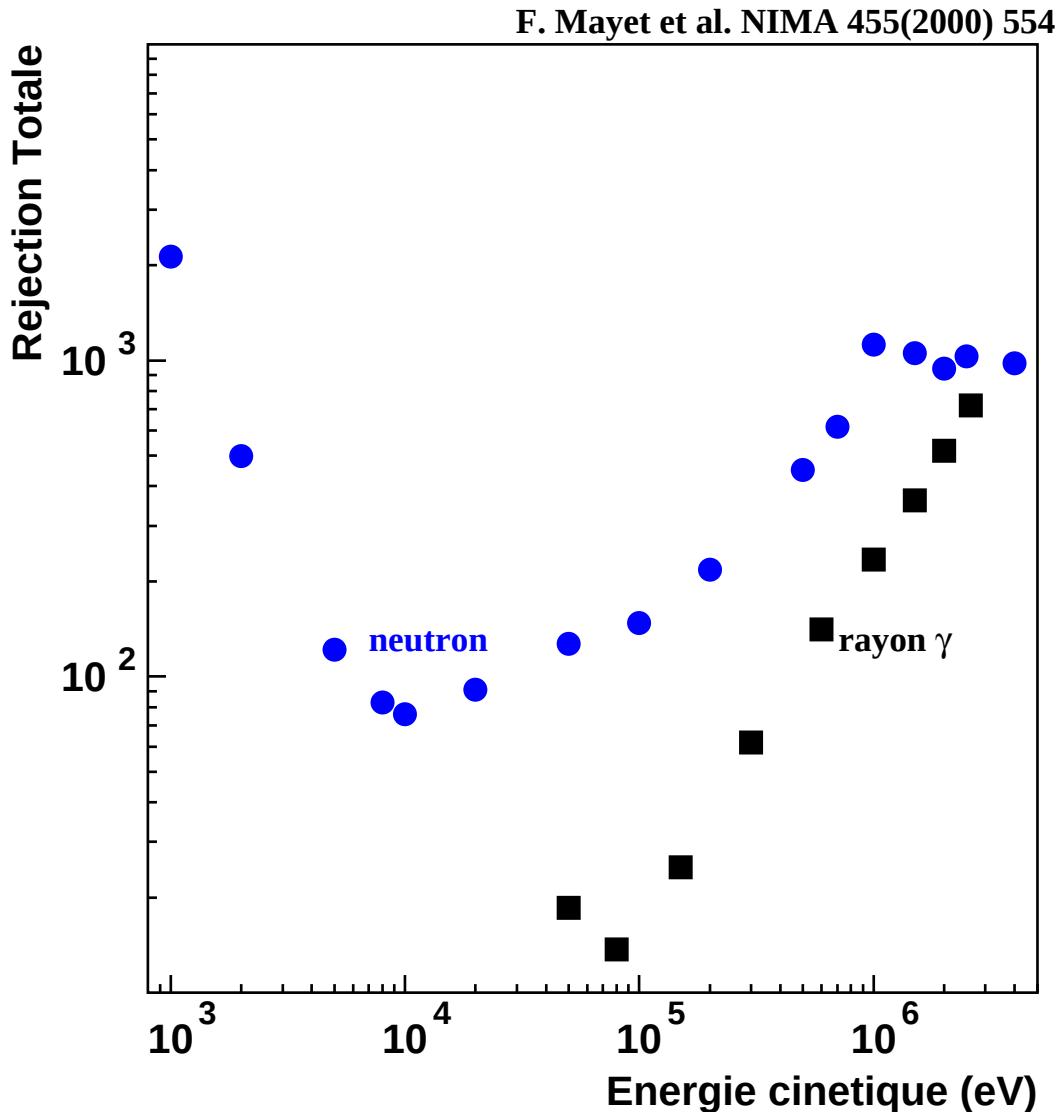


FIG. 9.10: *Réjection totale en fonction de l'énergie de la particule incidente, pour une matrice de 1000 cellules de 125 cm^3. Les différents labels correspondent respectivement aux rayons γ (■) et aux neutrons (●). La réjection totale (eq. 9.3) est définie comme le rapport entre le nombre de particules incidentes et le nombre de faux événements $\widetilde{\chi}$ (moins de $6\,\mathrm{keV}$ dans une seule cellule centrale). Figure extraite de [146].*

énergie ($E_\gamma \leq$100 keV) sont efficacement rejetés par le veto (60% des neutrons de $10\,\mathrm{keV}$ sont capturés dans la première couche de cellules). La réjection énergétique constitue une sélection efficace contre le bruit de fond à basse énergie ($R_{ener} \simeq 100$ à $1\,\mathrm{keV}$) et à haute énergie ($R_{ener} \simeq 500$ à $1\,\mathrm{MeV}$). Comme attendu, les neutrons de $\sim 10\,\mathrm{keV}$ représentent le cas le plus défavorable ($R_{ener} \simeq 15$).

La réjection totale (R_{tot}), est présentée sur la figure 9.10. On peut noter que seulement un neutron de $1\,\mathrm{keV}$ sur 2000 serait confondu avec un $\widetilde{\chi}$. La réjection chute jusqu'à ~ 75 pour des neutrons de $10\,\mathrm{keV}$ et est de l'ordre de 1000 pour des neutrons de $1\,\mathrm{MeV}$.

En conclusion, cette simulation a permis d'évaluer les performances futures d'un détecteur granulaire à $^3\mathrm{He}$ superfluide. La connaissance de la dépendance de la réjection en fonction de l'énergie cinétique des neutrons permet en outre d'évaluer le taux journalier de faux événements.

9.3.3 Évaluation du taux de faux $\widetilde{\chi}$ induit par les neutrons

Les neutrons présentant le même type d'interactions que le $\widetilde{\chi}$ dans la cellule (recul du noyau d'$^3\mathrm{He}$), il est extrêmement important d'évaluer le taux de faux événements attendu.

À cet effet, une simulation d'un blindage de paraffine a été développée, permettant ainsi de connaître le spectre de neutrons issu d'un tel blindage. Le dispositif simulé est un bloc de paraffine de surface $1\times1\,\mathrm{m}^2$ et de $30\,\mathrm{cm}$ largeur, c'est-à-dire du type utilisé par les autres expériences de détection directe. De la même façon que pour la simulation de la matrice, les événements sont générés sur la face supérieure avec une direction perpendiculaire à la matrice. Afin de demeurer conservatif, tout neutron franchissant le bloc de paraffine est considéré comme entrant dans le volume de la matrice.

• Comparaison MCNP-GEANT3 :

Une étude comparative a été menée entre les codes MCNP [153] et GEANT3.21/MICAP. On a pu montrer (cf fig. 9.11) que les résultats donnés par les deux codes étaient en bon accord, sauf à très basse énergie (en-dessous de 1 eV), où le flux de neutrons est sensiblement plus faible dans le cas de GEANT. Afin de rester conservatif, le code MCNP a été choisi pour cette simulation. On peut aussi noter que ce dernier est également beaucoup plus rapide que GEANT pour ce type de simulation.

Le spectre mesuré de neutrons [131] au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) a été utilisé en entrée. Les neutrons ont donc une énergie comprise entre 2 et $6\,\mathrm{MeV}$, avec un flux intégré :

$$\Phi_n \simeq 4\times10^{-6}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1} \tag{9.4}$$

On peut noter que le flux de neutrons thermiques a également été mesuré par [131] :

$$\Phi_n^{therm} = (1.6\pm0.1)\times10^{-6}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1} \tag{9.5}$$

L'effet de celui-ci, après un blindage de 30 cm de paraffine, peut être considéré comme négligeable.

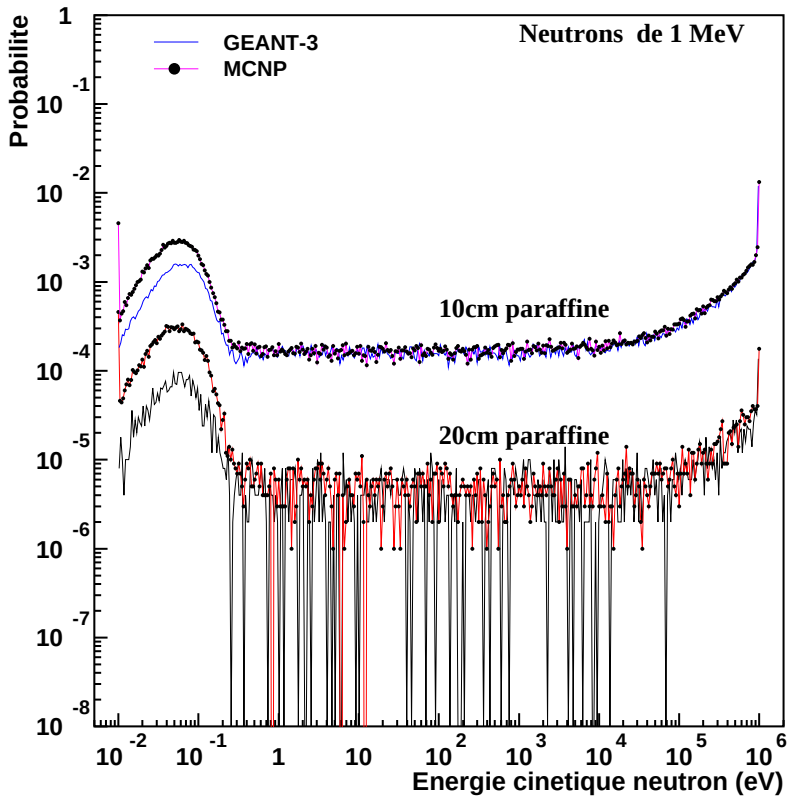


FIG. 9.11: *Comparaison GEANT-MCNP. Probabilité (d'avoir une énergie donnée) en fonction de l'énergie cinétique des neutrons émergents d'un bloc de 10 (20) cm de paraffine.*

Le flux à la sortie du blindage est estimé à : $5.1 \times 10^{-8}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$, avec un spectre allant de $10^{-2}\,\mathrm{eV}$ à $6\,\mathrm{MeV}$ (voir la courbe du haut sur la fig. 9.12). Cela représente donc une réduction du flux de neutrons par un facteur 8000. Néanmoins le flux est toujours important par rapport au taux de neutralinos attendu (cf. chap. 10). Pour un détecteur de $\sim 1\,\mathrm{m}^2$, cela représente environ 40 neutrons par jour. Ce flux peut ensuite être combiné au facteur de réjection obtenu par simulation GEANT (cf fig. 9.10), afin d'évaluer le taux de faux $\widetilde{\chi}$ dû aux neutrons.

On obtient donc un taux de ~ 0.1 faux événement $\widetilde{\chi}$ par jour dans un détecteur de $1.5\,\mathrm{m}^2$ (1000 cellules de 125 cm^3). Ce taux de faux événements, après sélection, servira de référence pour la suite, en particulier pour la comparaison avec le taux de $\widetilde{\chi}$ attendu (cf. chap. 10).

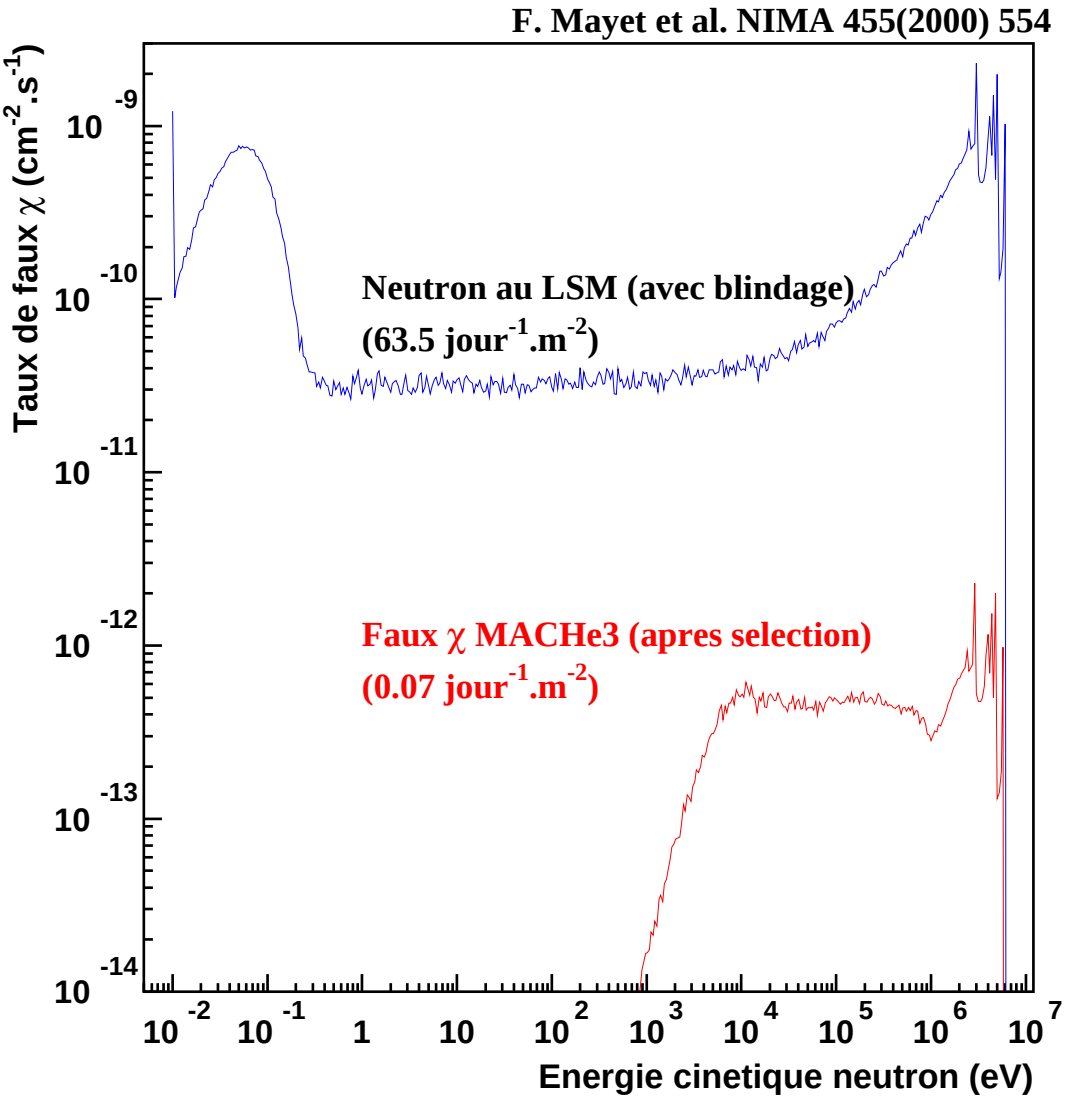


FIG. 9.12: *La courbe du haut présente le spectre simulé de neutrons derrière un blindage de 30 cm de paraffine, le spectre mesuré au LSM étant utilisé en entrée. La courbe du bas présente le taux de faux événements induits par les neutrons. Ce spectre est obtenu en combinant la courbe du haut avec la réjection totale (fig. 9.10), avec un seuil de détection à 500 eV. Le taux de comptage induit par les neutrons est estimé à ~ 0.1 jour^{-1} dans un détecteur de 1000 cellules. Figure extraite de [146].*

9.3.4 Évaluation du taux de faux $\widetilde{\chi}$ induit par les muons

Le flux de muons en milieu souterrain dépend fortement de la profondeur de ce dernier (exprimée en mètre équivalent eau, mwe). Le tableau 9.1 résume les différents flux de muons dans les laboratoires souterrains existants :

Laboratoire	Profondeur (mwe)	Flux de muons ($\mathrm{m^{-2}\,jour^{-1}}$)
Soudan (USA)	2000	200
Canfranc (Espagne)	2450	80
Kamioka (Japon)	2760	60
Boulby (GB)	3000	50
Gran Sasso (Italie)	3800	20
LSM Fréjus (France)	4600	4.5
Baksan (Russie)	4800	2.5
Mont Blanc (Italie)	5000	1.5
Sudbury (Canada)	6000	0.2
Kolar Gold (Inde)	7500	0.05

TAB. 9.1: *Flux de muons dans les laboratoires souterrains existants [154].*

Pour la suite on considère le flux de muons mesuré à Gran Sasso par [132]. Le flux moyen est :

$$\Phi_\mu = 2.3 \times 10^{-4}\ \mathrm{m^{-2}\,s^{-1}} \tag{9.6}$$

avec une énergie cinétique moyenne $< \mathrm{E} > = 200\,\mathrm{GeV}$.
En suivant la même procédure que précédemment (section 9.3), le taux de faux événements dû aux muons a été évalué (sans blindage de paraffine). Il est à noter que le choix d'une direction perpendiculaire pour les particules incidentes se révèle ici particulièrement conservatif, dans la mesure où le cas le plus défavorable pour les muons est un événement passant entre deux couches de cellules.

Comme attendu, la plupart des événements μ interagissent dans toutes les cellules traversées (75% interagissent dans 10 cellules, avec un dépôt d'énergie moyen ~ 1 MeV). Le coefficient géométrique obtenu est $\mathrm{C}_{geo} \simeq 2.1\%$ (correspondant à 97.9% de muons rejetés), alors que la réjection énergétique est $\mathrm{R}_{ener} \simeq 40$, ce qui permet d'obtenir une réjection totale $\mathrm{R_{tot}} \simeq 2100$ pour des muons de 200 GeV. Cela représente donc un taux de faux $\widetilde{\chi}$ de l'ordre de $0.0095\ \mathrm{jour^{-1}m^{-2}}$. On peut noter que ce résultat peut être très largement amélioré en décalant les couches de cellules, afin d'éviter que les muons traversent la matrice en passant entre 2 rangées de cellules.

9.3.5 Bruit de fond γ

Comme indiqué à la section 9.3.2, un détecteur multi-cellulaire à $^3\mathrm{He}$ superfluide permet d'obtenir une réjection variant entre 10 et 800, selon leur énergie cinétique. Cette sélection basée sur la corrélation et la mesure du dépôt d'énergie, peut être améliorée en ajoutant une

discrimination entre les événements de recul nucléaire et les événements Compton. Différentes approches expérimentales sont envisagées, telles que l'étude de la production d'UV dans l'$^3\mathrm{He}$ (cf. sec.8.3.3). De plus une évaluation complète de l'effet d'un blindage de plomb (interne et externe) est nécessaire, de même qu'une étude de la radioactivité naturelle des matériaux utilisés. Néanmoins, cette simulation a permis de montrer qu'une réjection élevée peut être obtenue grâce à la corrélation et la mesure du dépôt d'énergie.

9.4 Conclusion

Ce chapitre a permis de montrer que la meilleure configuration, en ce qui concerne la réjection du bruit de fond, pour un détecteur granulaire à $^3\mathrm{He}$ superfluide est une matrice de 1000 cellules, chaque cellule faisant $5\,\mathrm{cm}$ de côté. L'utilisation de la granularité du détecteur (événements uni-cellulaire) et du dépôt d'énergie permet de rejeter efficacement les neutrons, muons ainsi que le rayonnement γ. Les valeurs de réjection totale obtenues par simulation Monte-Carlo, ont été combinées avec les mesures du flux de neutrons et muons en milieu souterrain, permettant ainsi d'estimer la contamination due à ces bruits de fond.

On pourra noter qu'un détecteur granulaire à $^3\mathrm{He}$ superfluide présente donc la possibilité unique de réjection intrinsèque du bruit de fond neutron, principalement grâce au processus de capture de neutron à basse énergie. Cette propriété est particulièrement remarquable, dans la mesure où l'interaction des neutrons et des $\widetilde{\chi}$ dans la matière étant identique, ils sont a priori indifférentiables avec des méthodes classiques.

On retiendra que, pour un détecteur granulaire à $^3\mathrm{He}$ superfluide de $10\ \mathrm{kg}$, le taux de faux événements induits par des neutrons est de l'ordre de $0.1\ \mathrm{jour}^{-1}$, alors qu'il est de l'ordre de $0.01\ \mathrm{jour}^{-1}$ dans le cas des muons, c'est-à-dire un faux événement tous les 100 jours. Ces valeurs seront utilisées comme référence, dans la suite, pour la comparaison avec le taux d'événements $\widetilde{\chi}$ attendu dans différents modèles supersymétriques.

Quatrième partie

Phénoménologie de la détection de $\widetilde{\chi}$

Chapitre 10

Phénoménologie de la détection de $\widetilde{\chi}$

Ce chapitre présente une étude phénoménologique de la détection de matière sombre SUSY. Dans un premier temps, l'utilisation du détecteur MACHe3 pour la recherche de $\widetilde{\chi}$ du halo galactique sera discutée. L'évaluation du taux d'événements $\widetilde{\chi}$ sera confrontée à l'estimation Monte Carlo du taux de faux événements induits par le bruit de fond (chap. 9).

Ensuite, on présentera une comparaison entre les différentes techniques de détection. On insistera en particulier sur celles qui sont l'objet de cette thèse : la détection indirecte par étude du spectre d'antiprotons cosmiques (AMS) et la détection directe axiale (MACHe3). On étudiera principalement la complémentarité entre le détecteur granulaire à $^3\mathrm{He}$ superfluide et les expériences existantes ou en projet à court terme, ce qui entre dans le cadre d'une étude de faisabilité d'un nouveau détecteur.

10.1 Introduction

Toutes les études supersymétriques présentées ont été effectuées à l'aide du code DarkSUSY. Le modèle MSSM phénoménologique est donc utilisé, c'est-à-dire que l'on fait une hypothèse d'universalité à l'échelle de GUT et d'unification des masses des scalaires (cf. sec 2.5).

Rappelons que le code DarkSUSY permet, à partir d'un jeu de paramètres libres du modèle MSSM, de calculer le spectre SUSY, i.e. toutes les masses et tous les couplages. Comme indiqué dans le tableau 2.3, les paramètres libres ont été balayés sur une grande plage avec un pas fin, permettant de présenter une étude relativement exhaustive. De l'ordre de 2 millions de modèles[1] ont été évalués.

Les exclusions provenant des expériences sur accélérateurs (sec. 2.4) sont également prises en compte, permettant de s'assurer que le modèle n'est pas exclu. On impose également que la LSP du modèle soit le plus léger des neutralinos. Pour les modèles restants, la densité relique (Ω_χ) est calculée de manière précise (sec. 2.6) et confrontée aux valeurs de la cosmologie :

$$0.025 \leq \Omega_\chi \mathrm{h}^2 \leq 1 \tag{10.1}$$

On impose donc que la densité relique de $\widetilde{\chi}$ soit au moins égale à la densité de baryons et au plus à la densité totale de l'Univers. Cette sélection, bien que peu contraignante a priori

[1] défi nis par un jeu de paramètres libres donné. Par abus de langage, on parle de *modèles* SUSY, qu'il convient de ne pas confondre avec le modèle théorique considéré : MSSM.

permet néanmoins de rejeter un grand nombre de modèles qui ne sont pas compatibles avec la cosmologie. On s'assure ainsi que les modèles traités fournissent effectivement un bon candidat à la matière sombre non-baryonique.

On se place ici dans l'hypothèse où *toute* la matière sombre non-baryonique est composée de $\widetilde{\chi}$. Dans le cas où seule une fraction $f < 1$ de celle-ci est constituée de $\widetilde{\chi}$, cela implique que leur densité dans le halo[2] ne soit plus que $\rho_\chi = f\rho_0$. Cette normalisation de la densité locale de $\widetilde{\chi}$ est nécessaire, le contraire impliquant une ségrégation sur différentes échelles des différents candidats à la matière sombre. De plus, les flux et taux d'événements, qui dépendent de ρ_χ, en seront réduits d'autant, limitant l'intérêt pour la détection. Le flux de $\bar{p}$ dépend par exemple quadratiquement de ρ_χ. Pour les résultats présentés, l'intervalle (10.1) est donc considéré de manière stricte, sans appliquer de procédure de normalisation.

Après avoir présenté le signal attendu pour les différents types de détection, indirecte ou directe, il peut être intéressant de comparer les différentes zones de sensibilité. Il convient de souligner que les résultats d'une telle étude phénoménologique sont par essence très dépendants du modèle choisi, à la fois le modèle supersymétrique et aussi les hypothèses sur la forme du halo[3]. Des études indépendantes du modèle ont été menées par ailleurs [43] : elles impliquent des hypothèses simplificatrices importantes. Les différents types de détection étudiés ici sont :

- le flux de ν provenant de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ dans le Soleil (cf. sec. 10.3.2),
- la détection directe scalaire et axiale (cf. chap. 7),
- le flux d'antiprotons cosmiques (cf. chap 3) .

Ce choix est lié au thème de cette thèse. En particulier, le signal provenant de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ en γ n'est pas traité de même que le flux de ν provenant de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ dans la Terre. La comparaison avec le potentiel de découverte du LHC (Large Hadron Collider) ne sera pas non plus abordée ici. En effet, même si celui-ci devait permettre de découvrir les particules supersymétriques, et le neutralino en particulier, cela ne signifierait pas que ce dernier constitue la matière sombre. Par contre, la connaissance plus précise des paramètres SUSY, la masse du neutralino par exemple, permettra d'imposer une contrainte importante sur le type de détecteur à développer pour la recherche de $\widetilde{\chi}$ du halo galactique.

Pour chacun de ces types de détection, on compare le taux d'événements (ou flux) évalué dans un modèle SUSY donné au bruit de fond (BDF) évalué par ailleurs. Ne sont considérés comme **visibles**, que les modèles donnant un rapport Signal sur Bruit (S/B) supérieur à 1. Dans chaque cas, on a pris soin d'utiliser un bruit de fond, à la fois réaliste et suffisamment peu contraignant pour permettre une étude phénoménologique. Il ne s'agit pas ici de comparer les performances des différents détecteurs, mais sur une base phénoménologique, de connaître la complémentarité des différentes méthodes de détection.

En conclusion des chapitres précédents, on s'intéressera plus particulièrement, d'une part au signal attendu dans MACHe3 et sa complémentarité avec les expériences en cours ou en projet, et d'autre part au potentiel de découverte lié à l'étude du spectre de $\bar{p}$ à basse énergie.

[2] Le modèle de halo considéré est la sphère isotherme (cf. 1.1).

[3] En particulier, on considère dans cette étude, une distribution uniforme de matière sombre dans le halo, c'est-à-dire sans sous-structures présentant une surdensité locale (des "clumps"), cf. page 56 et [91].

10.2 Détection directe de $\widetilde{\chi}$ dans l'^{3}He superfluide

Cette section présente une évaluation du taux d'événements $\widetilde{\chi}$ dans le détecteur MACHe3. On verra tout d'abord quelles sont les caractéristiques de l'interaction d'un $\widetilde{\chi}$ dans l'^{3}He (sec. 10.2.1), avant de présenter une étude complète de la section efficace de diffusion $\widetilde{\chi}$ -^{3}He et du taux d'événements (sec. 10.2.3).

10.2.1 Caractéristique du signal $\widetilde{\chi}$

Dans le cas d'un détecteur granulaire du type MACHe3, les informations disponibles sont tout d'abord le nombre de cellules touchées et également l'énergie déposée dans chaque cellule. À celles-ci, on peut ajouter la présence d'un veto actif, ou un dispositif pour la discrimination noyau de recul/électron[4]. Ce type d'informations ne sera cependant pas considéré ici.

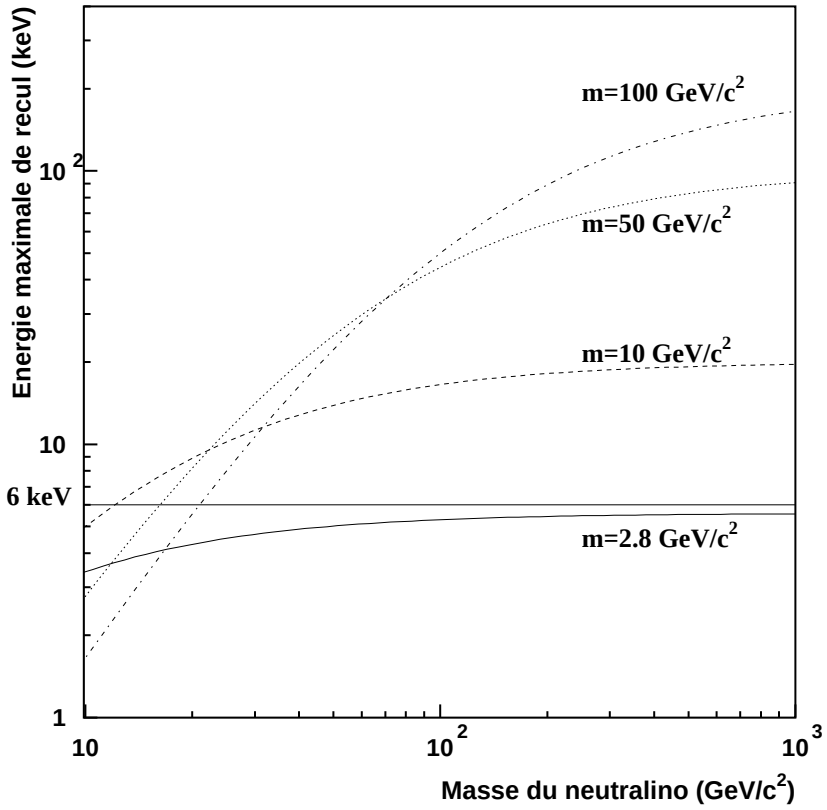


FIG. 10.1: *Énergie maximale déposée (*keV*) en fonction de la masse du neutralino (*GeV/c^2*), pour différents noyaux-cibles (de masse* m*). On peut observer que dans le cas de l'*^{3}He *(*$\mathrm{m} = 2.8\,\mathrm{GeV/c^2}$*), l'énergie déposée ne dépend que très faiblement de la masse du $\widetilde{\chi}$. Au contraire, pour des noyaux plus lourds, la plage dans laquelle le $\widetilde{\chi}$ est susceptible de déposer de l'énergie varie avec la masse de celui-ci.*

[4]Cette discrimination pourrait être envisagée, par exemple, en considérant l'énergie déposée dans les parois de cuivre, ou sur la création d'UV dans l'^{3}He, cf. 8.3.3.

Lors de la diffusion élastique d'un $\widetilde{\chi}$ (de masse M) sur un noyau cible (de masse m), l'énergie maximum de recul du noyau cible est donné par :

$$\mathrm{E}_{recul}^{max} = 2 \times \frac{\mathrm{mM}^2}{(\mathrm{m}+\mathrm{M})^2} \times v^2 \tag{10.2}$$

où v est la vitesse relative du $\widetilde{\chi}$ par rapport au détecteur.

Pour le détecteur MACHe3, le noyau composant le milieu sensible étant beaucoup plus léger ($m = 2.81\ \mathrm{GeV}/c^2$) que le $\widetilde{\chi}$, la relation 10.2 se simplifie en :

$$\mathrm{E}_{recul}^{max} = 2\mathrm{m}v^2 \simeq 6\ \mathrm{keV} \tag{10.3}$$

L'énergie maximale de recul ne dépend donc pas (ou peu) de la masse du neutralino incident. La figure 10.1 présente l'énergie maximale de recul pour différentes masses de noyaux cibles, en fonction de la masse du neutralino. On peut constater que, contrairement aux noyaux plus lourds, l'énergie maximale déposée ne dépend que très faiblement de la masse du $\widetilde{\chi}$. Cela confère à ce type de détecteur l'avantage suivant : la réjection du bruit de fond devra être optimisée sur une seule plage d'énergie : pour les particules déposant moins de $6\ \mathrm{keV}$.

10.2.2 Comparaison des deux types d'interaction pour l'$^3\mathrm{He}$

Le noyau d'$^3\mathrm{He}$ étant un fermion, l'interaction élastique du $\widetilde{\chi}$ comporte donc une contribution dépendante du spin. Comme nous l'avons vu au chapitre 7, la plupart des expériences de détection directe sont sensibles exclusivement à l'interaction scalaire (indépendante du spin). Ces deux types d'interaction ne sont pas en général corrélées : un modèle SUSY pouvant donner une faible section efficace axiale et une forte section efficace scalaire (et vice-versa). En conséquence, le caractère fermionique du noyau d'$^3\mathrm{He}$ rend ce milieu a priori très complémentaire des expériences en cours ou en projet.

Dans un premier temps, il est intéressant d'essayer d'évaluer les contributions respectives des deux types d'interaction dans le cas de l'$^3\mathrm{He}$. La section efficace axiale est donnée[5] par :

$$\sigma^{SD}(^3\mathrm{He}) = \frac{32}{\pi} G_F^2\, m_r^2 \frac{J+1}{J} \left(a_p < S_p > + a_n < S_n >\right)^2 \tag{10.4}$$

et la section efficace scalaire est donnée par :

$$\sigma^{SI}(^3\mathrm{He}) = \frac{4m_r^2}{\pi} \left(\mathrm{Z}f_p + (\mathrm{A}-\mathrm{Z})f_n\right)^2 \tag{10.5}$$

En supposant identiques les amplitudes de diffusion sur le proton et le neutron ($a_p = a_n$ et$f_p = f_n$) et en approximant le spin de l'$^3\mathrm{He}$ comme porté par le neutron non-apparié ($S_p = 0$ et $S_n = 1/2$), on peut montrer que[6] :

$$\eta(^3\mathrm{He}) = \frac{\sigma^{SI}(^3\mathrm{He})}{\sigma^{SD}(^3\mathrm{He})} \simeq \frac{\mathrm{A}^2\sigma^{SI}(N)}{\sigma^{SD}(N)} = \mathrm{A}^2 \times \eta(N) \tag{10.6}$$

[5] Le facteur de forme est ici pris égal à 1.

[6] Cette approximation n'est pas justifi ée dans le cas général, elle permet néanmoins d'obtenir une estimation de la contribution relative des deux types d'interaction.

où $\sigma^{SI}(N)$ et $\sigma^{SD}(N)$ sont respectivement les sections efficaces scalaire et axiale de diffusion sur un nucléon (N).

En prenant comme valeur typique les maxima de section efficace des figures 7.1 et 7.3 : $\sigma^{SI}(N) \simeq 10^{-6}\,\mathrm{pb}$ et $\sigma^{SD}(N) \simeq 10^{-3}\,\mathrm{pb}$, c'est-à-dire la région typiquement accessible à MACHe3, on obtient un rapport de section efficaces $\eta \simeq 10^{-2}$. La contribution de la diffusion scalaire est donc, dans le cas du noyau d'^{3}He, négligeable par rapport à celle dépendante du spin[7].

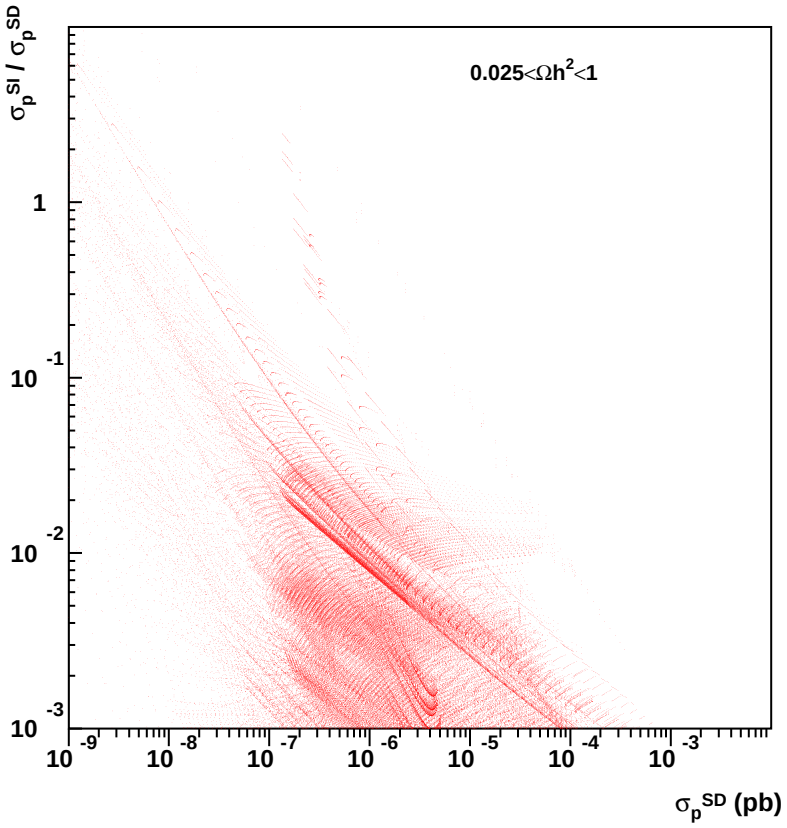


FIG. 10.2: *Rapport des section efficaces axiale et scalaire sur un proton $\sigma^{SI}(p)/\sigma^{SD}(p)$ en fonction de la section efficace axiale $\sigma^{SD}(p)$. Étude réalisée avec DarkSUSY.*

Il convient de noter que le rapport des deux types de sections efficaces pour un nucléon est très dépendante du modèle. La meilleure manière d'estimer ce rapport est d'effectuer un large balayage des paramètres supersymétriques. On présente sur la figure 10.2, le rapport $\eta(p)$ en fonction de $\sigma^{SD}(p)$, évalué à l'aide de DarkSUSY, pour le modèle SUSY et le balayage de la section 2.5.

On peut constater que le rapport n'est que rarement supérieur à 1 et uniquement pour les modèles donnant une très faible section efficace axiale, typiquement non-accessible à MACHe3. En conséquence, on considérera pour la suite la section efficace scalaire comme négligeable pour l'^{3}He et on aura donc : $\sigma^{\mathrm{TOT}}(^3\mathrm{He}) \simeq \sigma^{SD}(^3\mathrm{He})$.

[7] Pour un noyau plus lourd, la contribution du terme en A^2 a tendance à rendre la section efficace scalaire dominante. Par exemple pour un détecteur composé de ^{127}I, le terme A^2 vaut $\sim 10^4$.

10.2.3 Section efficace de diffusion et taux d'événements

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la meilleure configuration pour un détecteur granulaire à $^3\mathrm{He}$ est une matrice de 1000 cellules de $125\ \mathrm{cm}^3$, c'est-à-dire un détecteur de $10\ \mathrm{kg}$. C'est dans cette configuration que la réjection du bruit de fond est maximale.

Le taux de faux événements induits par le bruit de fond neutron et muon a été évalué par simulation Monte Carlo. Dans le cadre de l'étude de la faisabilité de ce détecteur, il est important de confronter ce résultat à la prédiction du taux d'événements $\widetilde{\chi}$, ceci afin de préciser l'intérêt de ce projet. Cette section présente une étude supersymétrique, réalisée grâce au code DarkSUSY [56].

Pour les modèles compatibles avec la cosmologie et avec les limites des expériences sur accélérateurs, la section efficace est calculée à partir de l'équation 10.4. Le contenu en spin du noyau d'$^3\mathrm{He}$ est donné par :

$$< S_p >= -0.05 \text{ et } \ < S_n >= 0.49 \tag{10.7}$$

Le spin du noyau d'$^3\mathrm{He}$ est donc essentiellement porté par le neutron non-apparié. Une diffusion élastique sur un noyau d'$^3\mathrm{He}$ pourrait donc être considérée, en première approximation comme une diffusion sur un neutron, ce qui justifie a posteriori l'estimation de la section 10.2.2.

La figure 10.3 présente la section efficace axiale $\widetilde{\chi}$ -$^3\mathrm{He}$, en fonction de la masse du neutralino, pour tous les modèles non-exclus par les expériences auprès des collisionneurs et donnant une densité relique cosmologiquement viable. On peut constater que la section efficace présente un maximum à $\sim 2\times10^{-2}\ \mathrm{pb}$ pour un neutralino de $\sim 60\ \mathrm{GeV}/c^2$. Les estimations Monte Carlo du bruit de fond induit par les neutrons et les muons ont été indiquées pour référence :

$\sim 0.1\,\mathrm{jour}^{-1}$ pour les neutrons et $\sim 0.01\,\mathrm{jour}^{-1}$ pour les muons

Il apparaît qu'une fraction importante de modèles fournissent un taux d'événements supérieur au bruit de fond. La sensibilité du détecteur MACHe3 s'étend de la limite basses masses imposée par les contraintes accélérateur, jusqu'à $\sim 200\ \mathrm{GeV}/c^2$, si l'on considère la limite du bruit de fond "muons".

Cela permet donc de montrer qu'un détecteur MACHe3 de $10\ \mathrm{kg}$ permettrait une sensibilité à l'interaction axiale. On peut également présenter ce résultat dans le plan $(\mathrm{M}_2 - \mu)$. La figure 10.4 permet de visualiser à quels jeux de paramètres l'expérience MACHe3 serait sensible. On peut constater que si l'on considère le bruit de fond muon, la zone de sensibilité s'étend jusqu'à de grandes valeurs M_2 et μ, dans le cas où $\tan\beta = 10$.

La confrontation des résultats de la simulation Monte Carlo et de la prédiction du modèle supersymétrique permet de montrer l'intérêt d'un détecteur granulaire à $^3\mathrm{He}$ superfluide de $10\ \mathrm{kg}$ pour la détection directe de matière sombre.

Le détecteur étudié, dans sa configuration finale, permettrait en effet de couvrir une partie importante de la zone "SUSY" (cf. fig 10.3), c'est à dire de présenter une sensibilité aux $\widetilde{\chi}$ du halo galactique, pour une large part de l'espace des paramètres du modèle MSSM considéré.

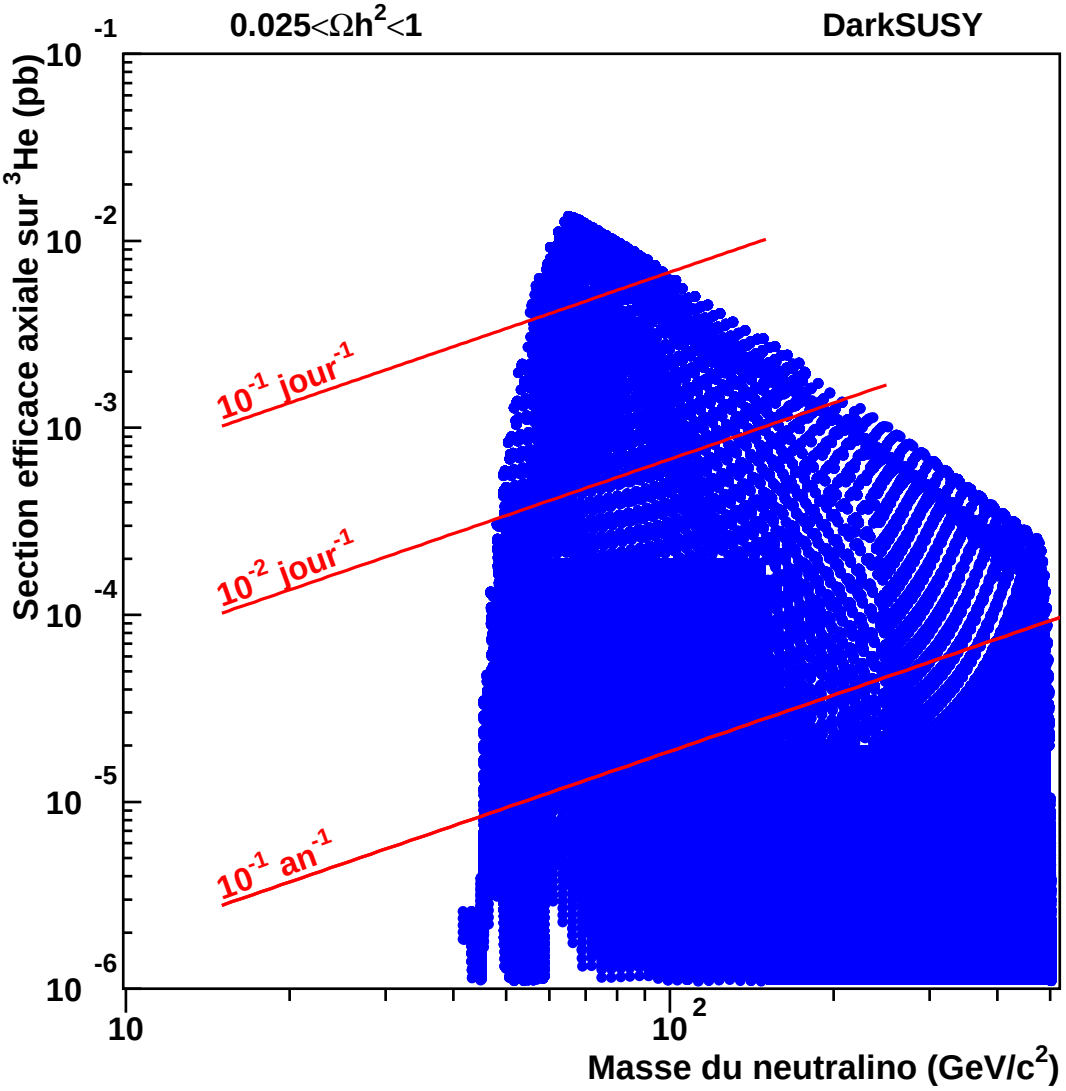


FIG. 10.3: *Section efficace axiale de diffusion $\widetilde{\chi}$ -^{3}He, en* pb *en fonction de la masse du neutralino (en* GeV/c^2*). Tous les modèles présentés sont compatibles avec les limites imposées par les expériences auprès des accélérateurs. Ils correspondent également à une densité relique cosmologiquement viable, i.e. dans l'intervalle (10.1). Les taux d'événements correspondant à l'estimation Monte Carlo du bruit de fond neutron et muon sont également indiqués pour référence.*

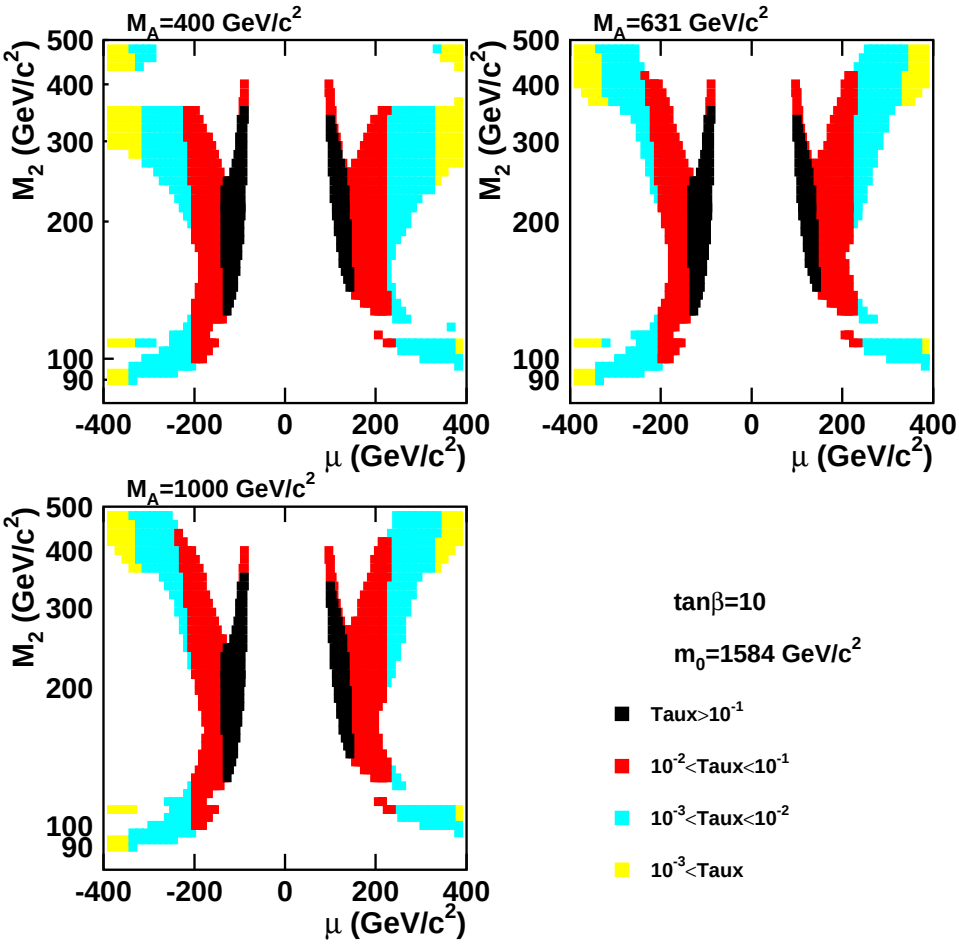


FIG. 10.4: *Taux d'événements (en* jour^{-1}*) dans MACHe3 présentés dans le plan* $(\mathrm{M}_2 - \mu)$*. Les 3 figures présentent les plans* (M_2, μ)*, pour* $\tan\beta = 10$*,* $m_0 \sim 1500\,\mathrm{GeV}/c^2$ *et pour 3 valeurs de* M_A*. Les régions blanches sont exclues par les limites de la cosmologie ou des expériences auprès des accélérateurs. Les autres régions correspondent à différents intervalles de taux d'événements.*

Comme nous l'avons montré au chapitre 7, concernant la détection directe, deux stratégies peuvent être identifiées :

- soit le détecteur permet de signer sans ambiguïté le bruit de fond, il doit donc présenter une excellente réjection contre tous les types de bruit de fond, neutrons y-compris,
- soit le détecteur est optimisé pour signer le $\widetilde{\chi}$: il doit dans ce cas être très massif, pour avoir un nombre d'événements suffisant et ainsi accéder à la modulation annuelle.

Le détecteur MACHe3, $10\ \mathrm{kg}$ dans sa version finale, sera bien trop léger pour être sensible à la modulation annuelle. Il se place donc clairement dans la première de ces deux stratégies. Comme nous l'avons montré, l'utilisation de la granularité, combinée à la sensibilité en énergie, permet une très bonne réjection du bruit de fond neutron. À l'heure actuelle, il s'agit d'une propriété unique parmi les détecteurs existants ou en projet.

L'originalité de la méthode proposée est d'allier des développements très innovants de la physique des très basses températures à des problématiques d'astroparticules. Néanmoins, on

peut souligner qu'un effort important devra être fait sur la réjection des γ, en développant un système complémentaire, analogue au dispositif chaleur/ionisation des détecteurs existants. La production d'UV dans l'$^3\mathrm{He}$ pourrait à ce titre constituer une possibilité intéressante.

Au vu du chapitre 7, qui présente l'important effort expérimental mis en œuvre dans ce domaine, il convient de s'assurer que ce type de détection (la détection directe axiale) présente une bonne complémentarité avec les expériences en cours ou au projet, dont certaines sont extrêmement ambitieuses (GENIUS, DRIFT ou encore ICECUBE, par exemple). Cette problématique fait l'objet du chapitre suivant.

10.3 Complémentarité de MACHe3

De par son caractère de projet en développement, le détecteur MACHe3 doit être complémentaire des expériences et des projets plus avancés en temps de développement. En effet, il convient de vérifier que la zone SUSY à laquelle sera sensible ce détecteur ne sera pas exclue auparavant par d'autres expériences.

Comme référence pour le bruit de fond de MACHe3, on utilise l'évaluation Monte Carlo du bruit de fond neutron et muon, présentée au chapitre 9. En particulier, il a été choisi de considérer la limite suivante :

$$\mathrm{R}^{\mathrm{BDF}} = 10^{-2}\ \mathrm{jour}^{-1} \tag{10.8}$$

Il s'agit en effet du taux de faux événements μ dans la configuration $10\,\mathrm{kg}$. On peut noter que le taux de faux événements neutrons est plus élevé d'un ordre de grandeur. Celui-ci pourrait être considérablement amélioré grâce à l'utilisation d'un blindage neutron plus raffiné (paraffine, bore, lithium, etc..). En définitive, on peut considérer la limite choisie comme une limite très basse pour la détection de $\widetilde{\chi}$ dans l'$^3\mathrm{He}$ superfluide.

10.3.1 MACHe3 et la détection directe scalaire

La première vérification à faire est que la détection axiale n'est pas corrélée à la détection scalaire. En effet, pour ce type de recherche il existe de nombreux détecteurs, dont certains sont très avancés et ont donné lieu à de nombreuses années de recherche et développements.

Comme évoqué précédemment, ces deux types d'interaction ne sont a priori fortement corrélés, un modèle SUSY pouvant donner une forte section efficace axiale et une très faible section efficace scalaire (et vice-versa). Afin d'avoir une idée plus précise de la complémentarité de ces deux méthodes, une étude SUSY a été menée, dans le cadre du modèle présenté à la section 2.5.

La figure 10.5 présente la section efficace scalaire de diffusion sur un proton, en fonction de la masse du neutralino. On peut constater que les résultats expérimentaux (CDMS et Edelweiss entre autres) approchent la région prédite par le modèle SUSY.

La "zone DAMA" a été indiquée, c'est-à-dire l'observation de la modulation annuelle du taux d'événements (cf. sec. 7.4). Contrairement aux autres résultats expérimentaux, il ne s'agit pas d'une limite supérieure, mais d'un signal à $4\,\sigma$, très fortement controversé au demeurant

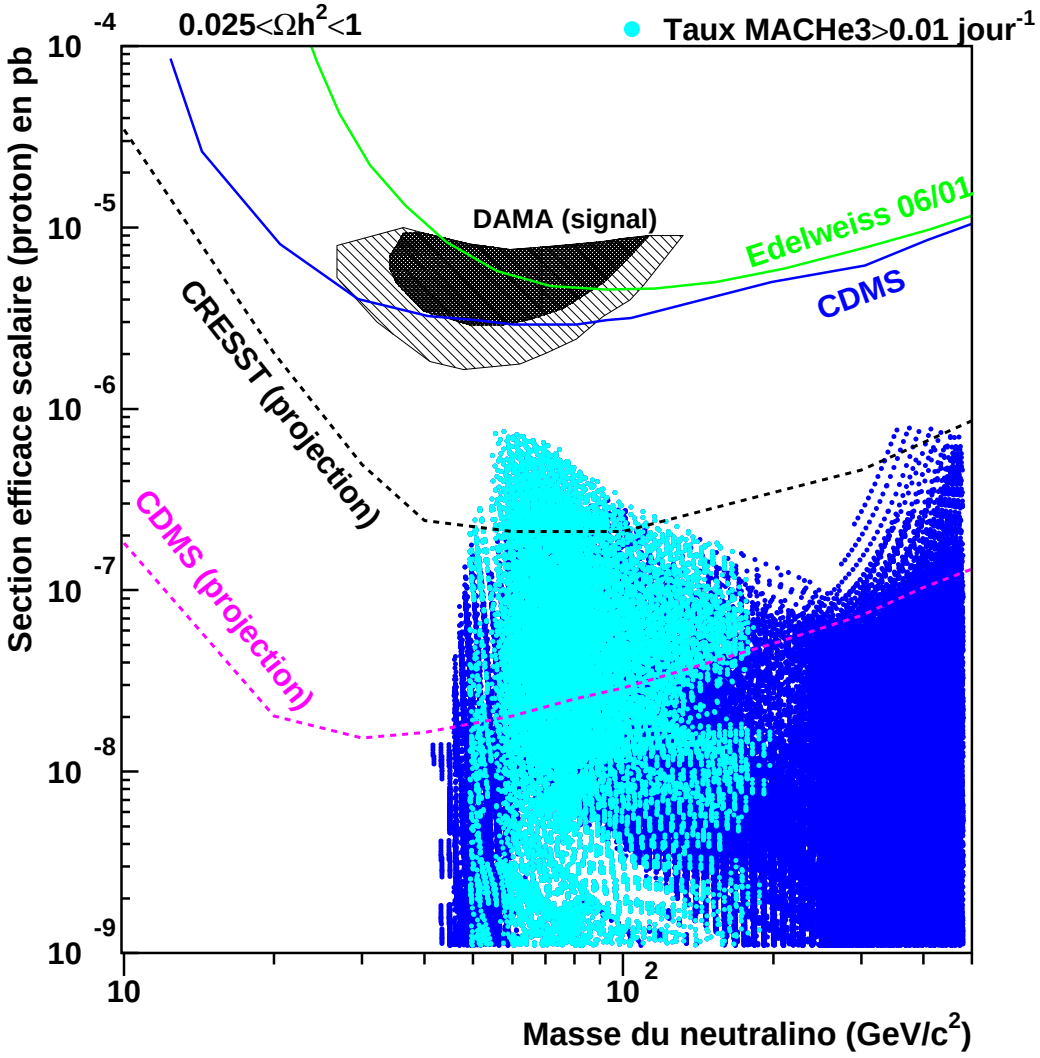


FIG. 10.5: *Section efficace scalaire sur un proton en fonction de la masse du neutralino. Les limites d'exclusion imposées par les expériences Edelweiss [133] et CDMS [134] ont été indiqués, de même que la "zone DAMA" [137], i.e. la région correspondant à la modulation observée par cette expérience (cf. sec. 7.4). Les projections d'exclusion des expériences CRESST [155] et CDMS [127] sont indiquées en pointillés. Les points clairs sont les modèles SUSY donnant un taux d'événements dans MACHe3 supérieur à* $0.01\ \mathrm{jour}^{-1}$.

(cf. [138]). On peut noter que la limite d'exclusion de CDMS recouvre la majeure partie de cette zone qui n'est de plus compatible avec aucun des points SUSY étudiés[8].

Sur cette figure, les modèles donnant un taux d'événements dans MACHe3 supérieur à $0.01\ \mathrm{jour}^{-1}$ ont également été indiqués (points clairs). On peut constater la très bonne complémentarité entre ces deux types de détection : certains des modèles accessibles à MACHe3 donnant une section efficace scalaire très faible, inférieure à la projection de limite des prochaines expériences (CDMS et CRESST par exemple).

Afin d'effectuer une comparaison plus phénoménologique, il est nécessaire de considérer un *bruit de fond ultime* pour la détection directe scalaire. Cette limite est nécessairement dépendante du détecteur utilisé (contrairement à la détection indirecte). Dans ce but, il a été choisi de considérer la projection de limite de l'expérience CDMS (fig. 10.5) comme référence pour la détection scalaire.

À titre d'illustration, la figure 10.6 présente les zones de sensibilité des détections directes axiale (MACHe3) et scalaire. Les points SUSY exclus par les expériences auprès des accélérateurs ont été retirés de l'analyse (zone blanche). Cet exemple est particulièrement intéressant dans la mesure où, pour ce jeu de paramètres ($\tan\beta = 10$ et $m_0 \sim 1500\,\mathrm{GeV}/c^2$), la zone exclue par la cosmologie est relativement large. Parmi les points restants, une grande partie peut être couverte par les deux types de détection directe. On peut noter que pour $\tan\beta = 10$, seule la détection axiale peut permettre d'accéder à la région $\mu < 0$. Une grande partie de cette région correspond à un taux d'événements dans MACHe3 supérieur au bruit de fond évalué par simulation Monte Carlo (eq. 10.8).

La différence entre les deux types d'interaction provient, non pas d'une augmentation de l'interaction axiale, celle-ci étant peu dépendante du signe de μ, mais d'une suppression du terme d'interaction scalaire. En effet, dans ce cas, l'échange de Higgs dans la voie t est dominant (cf. fig. 7.4) et les contributions des quarks u et d, de valeurs comparables mais de signe opposés, se compensent [157]. On peut noter qu'il existe en fait des annulations comparables dans le cas de l'interaction axiale, pour $\tan\beta = 3$ par exemple.

Il ressort finalement de cette étude phénoménologique que les interactions axiale et scalaire sont par nature peu corrélées. En conclusion, le caractère fermionique du noyau d'$^3\mathrm{He}$ confère à ce milieu une très grande complémentarité avec les expériences de détection directe scalaire.

[8] On peut noter que l'étude de A. Bottino, dans le cadre d'un modèle mSUGRA (sec. 2.3.3), présente une compatibilité avec la mesure de DAMA [156].

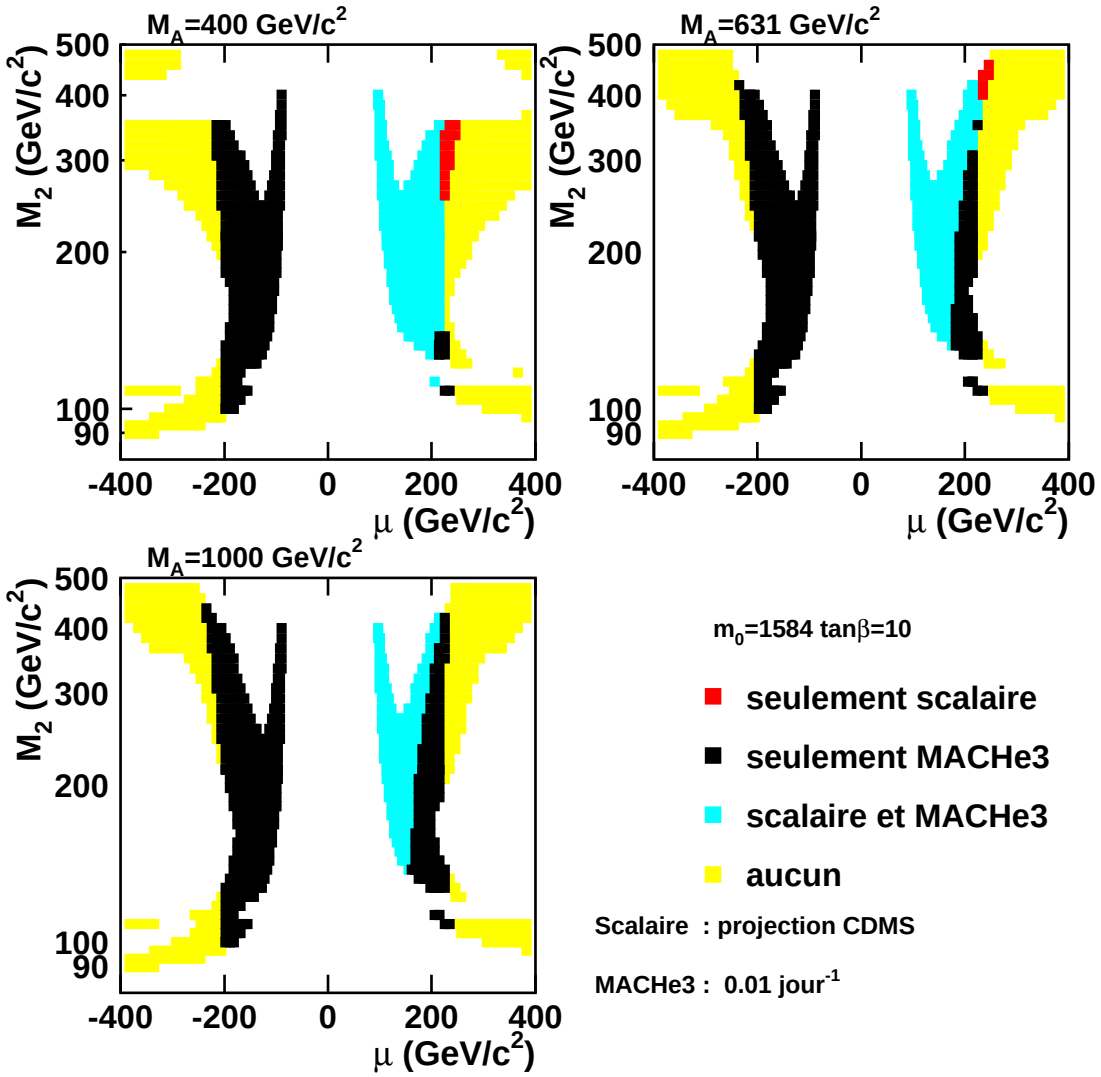


FIG. 10.6: *Zones de sensibilité des détections directes axiale et scalaire. Un point SUSY est considéré comme* visible *pour un type de détection, si le rapport "signal sur bruit" est supérieur à 1, en considérant le BDF (10.8) pour MACHe3 et la projection de limite de CDMS (fig. 10.5) pour la détection scalaire. Les 3 figures présentent les plans* (M_2, μ)*, pour* $\tan\beta = 10$, $m_0 \sim 1500\,\mathrm{GeV}/c^2$ *et pour 3 valeurs de* M_A*. Les régions blanches sont exclues par les limites de la cosmologie ou des expériences auprès des accélérateurs.*

10.3.2 Détection indirecte par ν

La recherche de MS supersymétrique par l'observation de neutrinos énergétiques provenant de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ accumulés au centre de la Terre ou du Soleil est l'une des voies de recherche les plus privilégiées à l'heure actuelle. Le processus se passe en plusieurs étapes : tout d'abord une capture de $\widetilde{\chi}$ dans le Soleil (ou la Terre). Les neutralinos sont ralentis par interaction élastique (scalaire ou axiale) jusqu'à ce que leur vitesse devienne inférieure à la vitesse de libération. Ils sont ensuite susceptibles de s'annihiler en particules ordinaires (quarks, leptons, etc..). Parmi les produits de l'annihilation[9], seuls les neutrinos (ν_μ), de par leur faible interaction avec la matière échappent au Soleil (ou à la Terre). Ensuite, lors de leur traversée de la Terre, ces ν_μ produisent un flux de μ ascendants, par interaction faible courant chargé.

De nombreuses expériences[10] recherchent ces ν_μ énergétiques ($\mathrm{E}_\nu \sim \mathrm{M}_\chi/2$). Il s'agit en général de télescopes à neutrinos qui utilisent l'eau de mer ou la glace comme radiateurs Čerenkov. Citons ANTARES en cours d'installation en Méditérannée au large de Toulon, BAIKAL dans le lac russe qui porte le même nom et enfin AMANDA qui se trouve dans la glace du pôle Sud. Ces trois détecteurs sont basés sur le même principe : le muon créé par interaction faible est détecté via l'émission de lumière Čerenkov (cf. sec. 5.1) lors de sa traversée du milieu (eau ou glace). La trajectoire du muon est ensuite reconstruite par le réseau de photomultiplicateurs (placés dans des modules optiques le long des lignes de détection). Les phénomènes limitants pour ce type de détection sont : la bioluminescence et la radioactivité naturelle (K) pour un détecteur en milieu aqueux et essentiellement la diffusion de la lumière dans la glace. Au niveau de l'analyse, ces détecteurs doivent présenter un important pouvoir de discrimination entre les muons ascendants et descendants, ces derniers présentant un flux typiquement 6 ordres de grandeur supérieur aux premiers.

Ces détecteurs ont en général une bonne résolution angulaire alors que la résolution en énergie est très faible. En fait, l'information sur l'énergie se résume, pour l'instant, à un seuil inférieur sur l'énergie du muon ($\mathrm{E}_{\mathrm{seuil}}$) : il s'agit de l'énergie minimum pour que le muon ait traversé le détecteur dans son ensemble. Dans le cas des détecteurs du type Antares ou Amanda, constitués de lignes de détection, le seuil est fixé par le fait qu'il faut pouvoir discriminer les muons verticaux des muons horizontaux. Ainsi un espacement de $\sim 100\,\mathrm{m}$ entre les lignes[11] fixe le seuil à $\mathrm{E}_{\mathrm{seuil}} \simeq 25\ \mathrm{GeV}$. C'est ce seuil que l'on retiendra pour les études suivantes.

10.3.3 MACHe3 et les télescopes à neutrinos

La comparaison entre MACHe3 et les télescopes à neutrinos (du type Antares ou Amanda) est a priori pertinente. En effet, le processus de capture du $\widetilde{\chi}$ au sein du Soleil ou de la Terre

[9] Les neutrinos sont des produits de la désintégration des particules produites lors de l'annihilation. Typiquement, un spectre "dur" de ν provient plutôt de l'annihilation en $\mathrm{W^+W^-}$ et un spectre "mou" du canal $\mathrm{b\bar{b}}$.

[10] On peut également citer la collaboration Super-K, dont les résultats [158] sur le flux de muons provenant de l'annihilation au centre du Soleil, présentent une limite supérieure (pour un seuil à $\sim 1\,\mathrm{GeV}$) variant entre ~ 1500 et $\sim 3000\,\mathrm{km^{-2}\,an^{-1}}$, en fonction de la masse du neutralino.

[11] Un muon de haute énergie déposant $\sim 2.6\,\mathrm{MeV}$ par cm d'eau, un muon horizontal de moins de 25 GeV ne pourra pas donner un signal sur 2 lignes voisines.

se fait par diffusions élastiques successives. Celles-ci sont dépendantes ou non du spin, selon le type de noyaux constituant l'astre en question.

À ce titre, il est intéressant de noter que la composition de la Terre et du Soleil étant très différente, les flux provenant de la capture dans ces objets ne vont pas dépendre du même type d'interaction (scalaire ou axiale). En effet, la Terre est essentiellement composée de noyaux pair-pair (O, Fe, Si, Mg) alors que le Soleil est majoritairement constitué à la fois d'hydrogène (spin $1/2$) et d'hélium de spin 0 (cf. table 10.1). Par conséquent, le signal de muons provenant de la capture dans la Terre sera très fortement corrélé au signal attendu dans les expériences de détection directe scalaire. Par contre, dans le cas d'une capture dans le Soleil, la corrélation avec la détection directe axiale est plus faible, due au fait que celui-ci est composé à la fois de noyaux de spin nul et non-nul. Cela rend ces deux types de détection très complémentaires l'un de l'autre[12]. Dans le suite, on s'intéressera donc uniquement au signal provenant de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ au centre du Soleil, dans le but de comparer avec MACHe3.

Soleil			**Terre**		
Élément	**Fraction**	**(Z/N)**	**Élément**	**Fraction**	**(Z/N)**
H	0.772	1/0	O	0.3	8/8
He	0.209	2/2	Fe	0.3	26/30
O	8.55×10^{-3}	8/8	Si	0.15	14/14
C	3.87×10^{-3}	6/6	Mg	0.14	12/12
Ne	1.51×10^{-3}	10/10	S	0.05	16/16
Fe	1.46×10^{-3}	26/30	Ni	0.03	28/30
N	9.4×10^{-4}	7/7	Ca	0.015	20/20
Ni	8.13×10^{-4}	28/30	P	0.011	15/16
Mg	7.39×10^{-4}	12/12	Na	0.004	11/12
S	4.65×10^{-4}	16/16			

TAB. 10.1: *Compositions du Soleil et de la Terre (fraction massique) [43].*

La comparaison avec les expériences de détection directe n'est cependant pas immédiate. En effet, le processus de capture comportant plusieurs étapes (accrétion par diffusion élastique, annihilation, interaction du ν dans la Terre), il est a priori très difficile de remonter à la section efficace élastique à partir des données expérimentales. La comparaison se fera donc entre le flux de muons, dans un modèle SUSY donné, et le taux d'événements attendu dans MACHe3, dans ce même modèle.

Afin d'effectuer une comparaison entre les télescopes à neutrinos et MACHe3, il a été choisi de considérer la future génération de détecteurs. L'objectif de plusieurs projets (Antares, Amanda, IceCube) est d'atteindre une taille de $1\,\mathrm{km}^3$. Dans ce cas, l'instrumentation du détecteur est nécessairement moins dense (de l'ordre de $100\,\mathrm{m}$ entre chaque ligne) et le seuil en énergie est donc plus élevé. Le seuil de détection retenu [159] pour la suite est $25\,\mathrm{GeV}$.

Le bruit de fond pour ce type de détection est considéré comme relativement faible. Tant que ce type de détecteurs ne permet pas de mesurer l'énergie du muon, mais seulement de fixer

[12] comme souligné par L. Bergström dans [159] par exemple

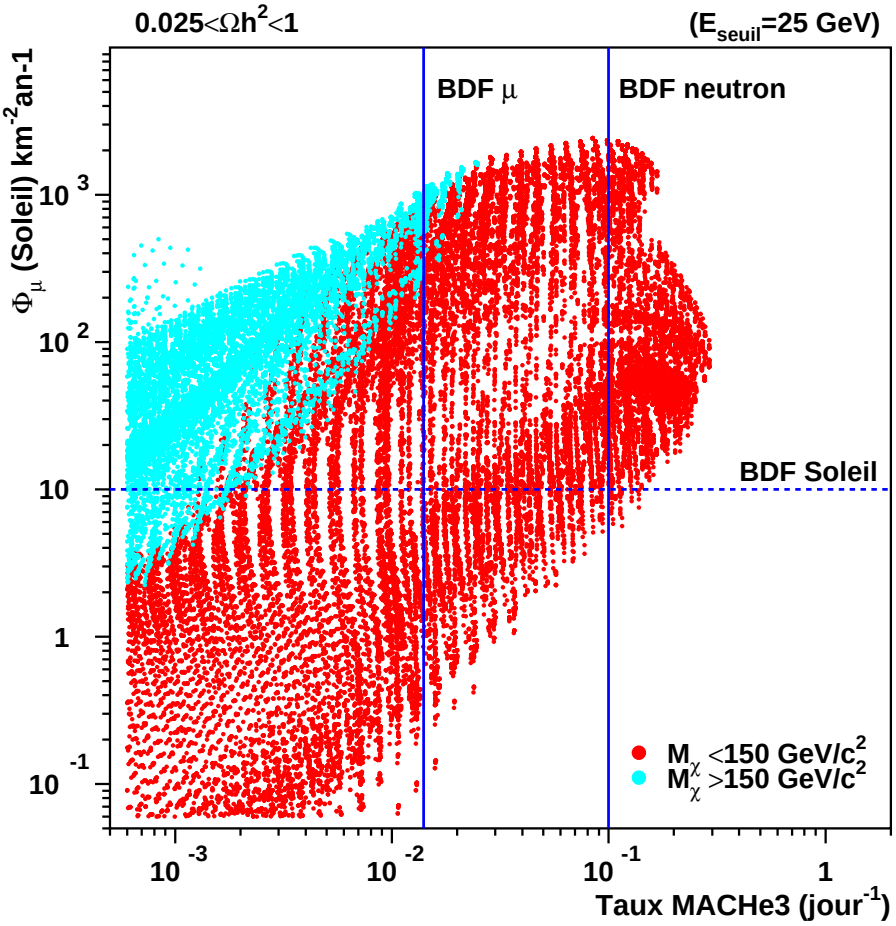


FIG. 10.7: *Comparaison entre le flux de μ (avec un seuil à 25 GeV) et le taux d'événement dans MACHe3. Le bruit de fond dans MACHe3, estimé après sélection (cf. sec. 9) et [146] est indiqué, de même que le bruit de fond pour les télescopes à neutrinos (eq. 10.9).*

un seuil inférieur, le bruit de fond *ultime* est considéré comme provenant de l'interaction des rayons cosmiques dans la couronne solaire pouvant générer des ν énergétiques. Pour un seuil à $25\,\mathrm{GeV}$, le flux de μ correspondant est cependant très faible [160] :

$$\Phi_\mu^{\mathrm{BDF}} \simeq 10\ \mathrm{km}^{-2}\mathrm{an}^{-1} \tag{10.9}$$

Dans la suite, on considérera ce bruit de fond comme référence. Le figure 10.7 présente le flux de muons provenant de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ au centre du soleil en fonction du taux d'événements dans MACHe3, pour les modèles à la fois viables cosmologiquement (eq. 10.1) et non-exclus par les expériences auprès des accélérateurs. On peut constater à la fois la très bonne sensibilité des télescopes à neutrinos, un très grand nombre de modèles SUSY donnant un flux supérieur au bruit de fond estimé (eq. 10.9), mais également la complémentarité entre ces deux types de détection. En effet, certains modèles donnent des flux de muons inaccessibles, alors que le taux d'événements dans MACHe3 y est supérieur au bruit de fond. Comme attendu, les télescopes à neutrinos sont sensibles à des masses de $\widetilde{\chi}$ plus élevées, alors que MACHe3 est limité typiquement à une région $\mathrm{M}_\chi \lesssim 150\ \mathrm{GeV}/c^2$. La complémentarité entre les deux types de détection à basse masse est clairement sur la figure 10.7.

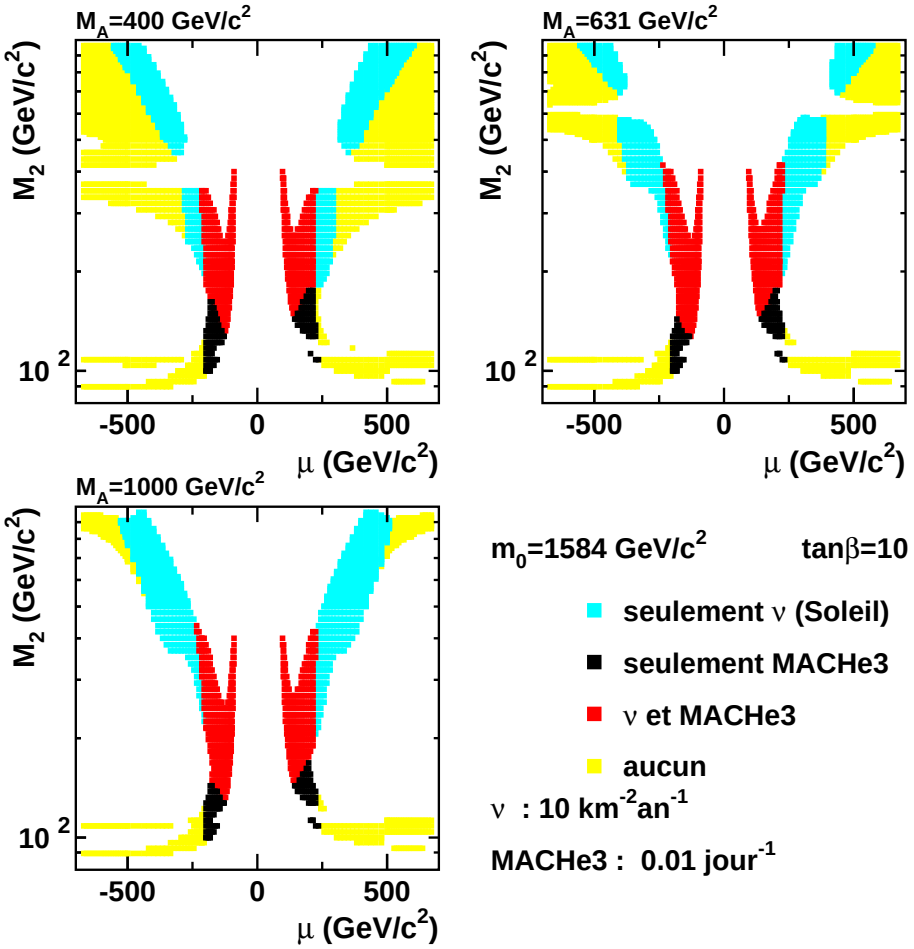


FIG. 10.8: *Zones de sensibilité des détection directe axiale (MACHe3) et indirecte ν (annihilation dans le Soleil), pour différentes valeurs des paramètres SUSY. Un point SUSY est considéré comme* visible *pour un type de détection, si le rapport signal sur bruit est supérieur à 1, en considérant les BDF (10.8) et (10.9) respectivement pour MACHe3 et pour les télescopes à ν. Les régions blanches sont exclues par les contraintes accélérateurs ou de la cosmologie.*

À titre d'illustration, la figure 10.8 présente les zones de sensibilité dans l'espace des paramètres SUSY, de ces deux types de détection. La région blanche centrale est exclue par LEP, les autres présentent une densité relique incompatible avec (10.1). La résonance du boson A peut-être observée pour $\mathrm{M}_2 \simeq \mathrm{M}_\mathrm{A}$ (cf. sec. 2.6).

On peut constater que, dans le cas présenté, la zone de sensibilité commune est relativement importante. À petit M_2 et petit μ, seule la détection axiale (MACHe3) présente un signal supérieur au bruit de fond. Cette région correspond en effet à une densité relique Ω_χ relativement importante, tout en demeurant dans l'intervalle considéré (eq. 10.1).

La section efficace d'annihilation variant comme l'inverse de la densité relique, l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ en ν est donc défavorisée. L'effet est inverse pour la zone accessible uniquement aux télescopes à ν : la section efficace y est importante favorisant ainsi ce type de détection. Les télescopes à ν permettront d'accéder à des modèles jusqu'à de très grandes valeurs de M_2. On peut constater que pour $\mathrm{M}_\mathrm{A} = 1\ \mathrm{TeV}/c^2$, la quasi totalité des points non exclus peuvent être

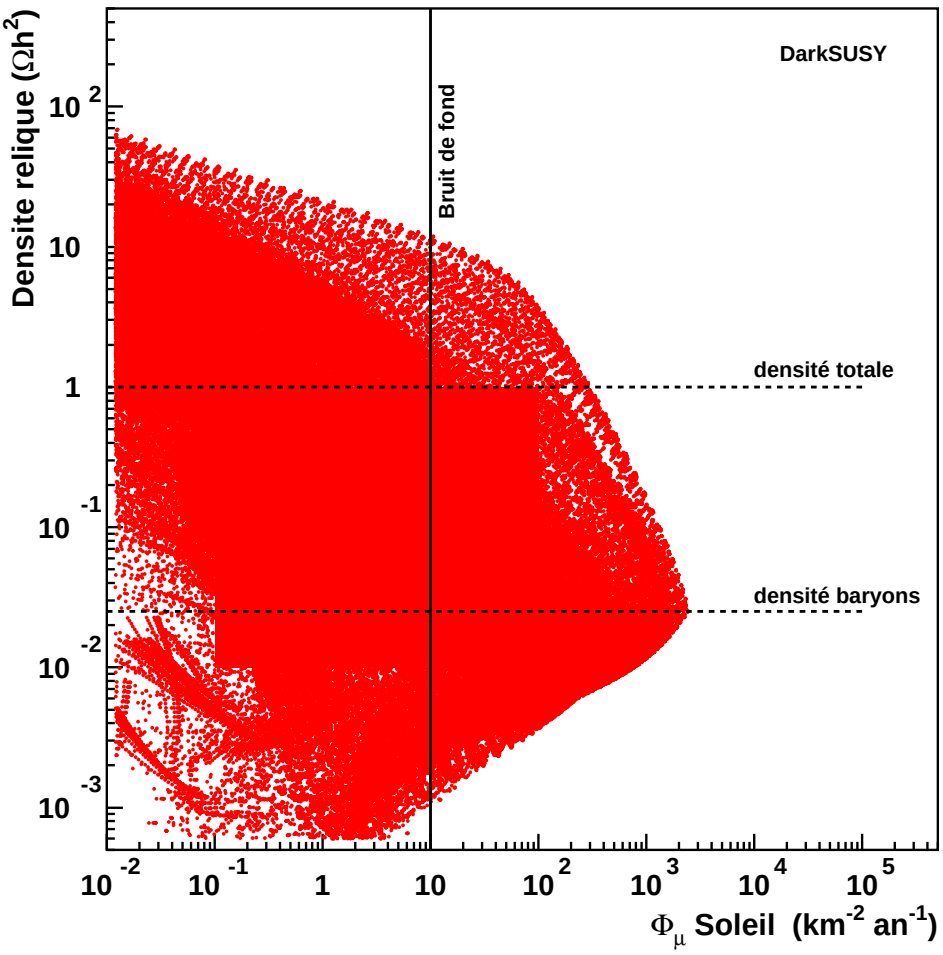


FIG. 10.9: *Densité relique $\Omega_\chi h^2$ en fonction du flux de μ provenant de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ au centre du Soleil (en $\mathrm{km}^{-2}\mathrm{an}^{-1}$). Le bruit de fond estimé est indiqué (eq. 10.9) de même que la région cosmologiquement intéressante. Figure obtenue avec un seuil de détection à $25\ \mathrm{GeV}$.*

couverts par la combinaison de la détection directe axiale et de la détection indirecte ν.

Par ailleurs, la détection de ν étant également associée à une annihilation au centre du Soleil, il existe donc a priori une corrélation avec la densité relique ($\Omega_\chi \propto \sigma_{ann}^{-1}$). Comme souligné précédemment (sec. 2.6 et 10.1), la densité relique joue un rôle très important dans les études de matière sombre. Il est à ce titre intéressant de relâcher la contrainte sur la densité relique. La figure 10.9 présente Ω_χ en fonction du flux de muons Φ_μ. On peut constater que certains modèles sont exclus, car donnant une densité relique trop faible correspondant à une section efficace d'annihilation importante. Au contraire, un grand nombre de ces modèles fournissent une densité relique dans l'intervalle considéré. À de nombreuses valeurs de cet intervalle correspond un flux substantiel de μ, c'est-à-dire supérieur au bruit de fond considéré. En considérant de manière plus précise les contraintes de la cosmologie, on peut estimer une valeur de $\Omega_\chi h^2$ privilégiée par les mesures actuelles. Avec les valeurs citées en 1.3, on obtient : $\Omega_\chi h^2 = (\Omega_\mathrm{M} - \Omega_\mathrm{B})h^2 \simeq (0.3 - 0.04)h^2 \simeq 0.13$. Il est remarquable que cette valeur soit également accessible aux télescopes à neutrinos. Si celle-ci devait être confirmée par les mesures de Planck, cela constituerait un atout important pour ce type de recherche.

10.4 Détectabilité des $\widetilde{\chi}$ avec le spectre d'antiprotons

Comme souligné au chapitre 3, l'estimation du bruit de fond pour la détection indirecte par l'annihilation en antiprotons a été récemment améliorée. Il est donc intéressant de comparer le flux attendu dans un modèle SUSY donné à ce nouveau résultat. Rappelons que le bruit de fond pour cette détection indirecte est constitué par les antiprotons provenant de la spallation de protons cosmiques sur les noyaux d'hydrogène et d'hélium du milieu interstellaire (cf.sec. 3.1.2). On utilise par la suite le résultat le plus récent de F. Donato *et al.* [71].

Afin d'avoir la sensibilité la plus grande possible, on se placera dans un intervalle de faible énergie cinétique : entre 0.3 et 0.4 GeV, i.e. pour une énergie cinétique moyenne[13] $\bar{\mathrm{T}}_{\bar{p}} = 0.35\ \mathrm{GeV}$. Le bruit de fond dans ce cas est [71] :

$$\Phi_{\bar{p}}^{\mathrm{BDF}} \simeq 10^{-2}\ \mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{sr}^{-1}\,\mathrm{GeV}^{-1} \tag{10.10}$$

Cette estimation est associée à une incertitude relativement faible, de l'ordre[14] de 25%, due aux incertitudes sur les paramètres nucléaires (cf. 3.1.2).

Le flux d'antiprotons provenant de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ est obtenu dans le même modèle que précédemment et avec le même code (DarkSUSY). Il convient de souligner que le modèle de propagation utilisé dans ce code n'est pas strictement identique à celui utilisé dans [71] pour l'estimation du bruit de fond. Il s'agit cependant dans les deux cas d'un modèle de diffusion à deux zones (sec. 3.1.2), les coefficients de diffusion étant légèrement différents.

La figure 10.10 présente le flux d'antiprotons à $0.35\ \mathrm{GeV}$ en fonction de la masse du neutralino. Comme pour les autres études, ne sont conservés que les modèles non-exclus par les expériences sur accélérateurs et donnant une densité relique dans l'intervalle intéressant pour la cosmologie (eq. 10.1). La zone notée $\Omega_\chi h^2 \geq 1$ est par exemple exclue de l'analyse, les modèles SUSY y étant associés à une densité relique trop importante . La section efficace d'annihilation est donc très faible, ce qui est cohérent avec le fait que le flux de $\bar{p}$ est bas. On peut remarquer que le flux de $\bar{p}$ chute fortement avec la masse du neutralino. Cela est dû au fait qu'il dépend quadratiquement du nombre de $\widetilde{\chi}$ dans le halo, i.e. $\propto (\rho_0/\mathrm{M}_\chi)^2$. La sensibilité à grandes masses est donc nécessairement réduite. On note "zone de sensibilité", la zone pour laquelle les modèles SUSY donnent un flux supérieur au bruit de fond estimé. Elle se situe dans le cas des antiprotons en-dessous de $100\ \mathrm{GeV}/c^2$, le nombre de modèles accessibles étant assez restreint. On peut à ce titre rappeler que le nombre de modèles n'est pas a priori une grandeur pertinente, dans la mesure où il n'y a qu'*un seul modèle SUSY*. Cela donne néanmoins une indication sur les possibilités d'exploration de la zone SUSY par les différents types de détection.

[13] Dans les résultats de BESS 98 le bin le plus bas en énergie cinétique est en fait à $\bar{\mathrm{T}}_{\bar{p}} = 0.24\ \mathrm{GeV}$. Il correspond à 2 $\bar{p}$ détectés, ce qui rend l'incertitude trop importante pour cette étude.

[14] à laquelle il faut ajouter une incertitude de l'ordre de 9% due aux paramètres de la diffusion [71].

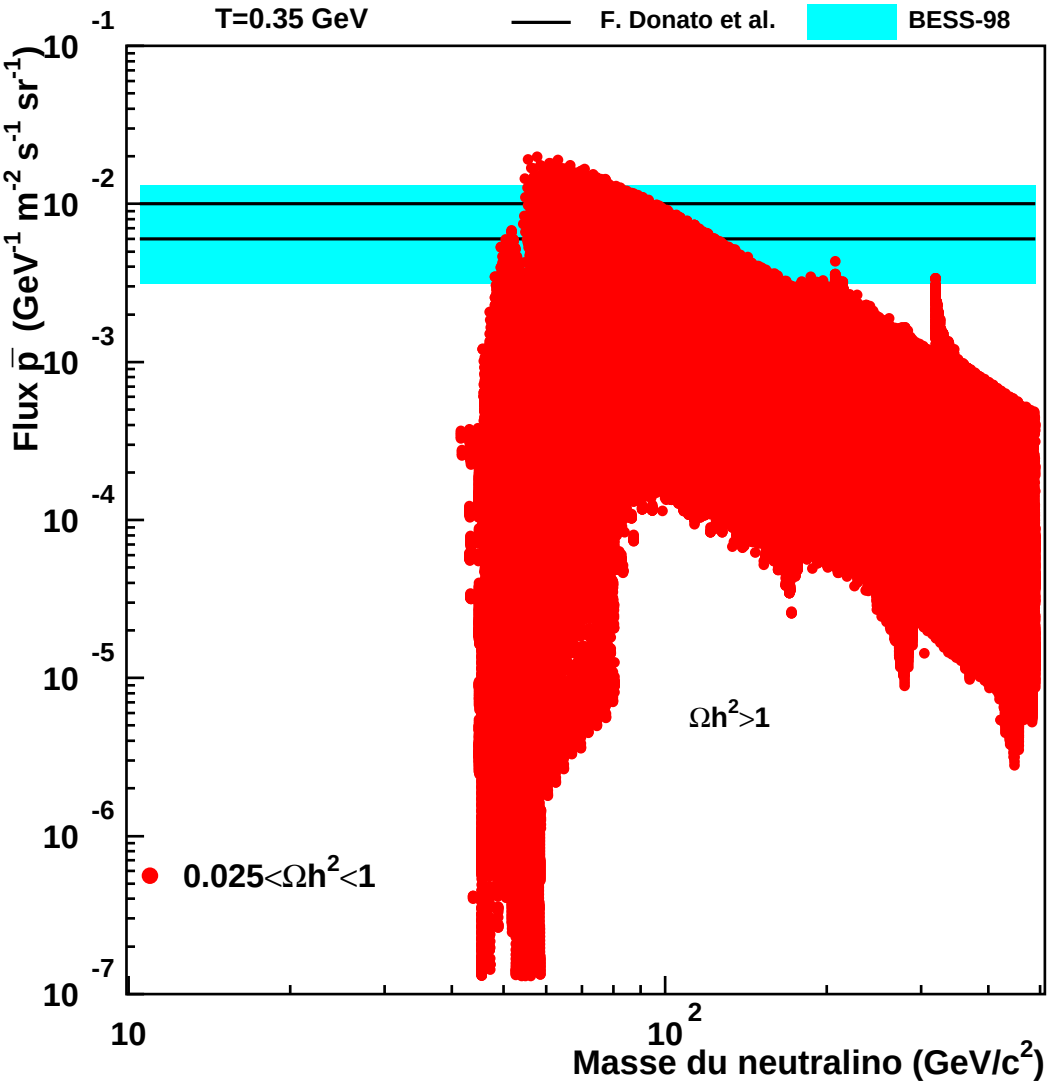


FIG. 10.10: *Flux d'antiprotons issus de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ en fonction de la masse du neutralino, pour une énergie cinétique des $\bar{p}$: $\bar{\mathrm{T}}_{\bar{p}} = 0.35$ GeV. L'estimation du bruit de fond pour cette détection est indiquée, les deux lignes horizontales représentant l'incertitude liée aux paramètres nucléaires. La mesure expérimentale de BESS [81] est également indiquée.*

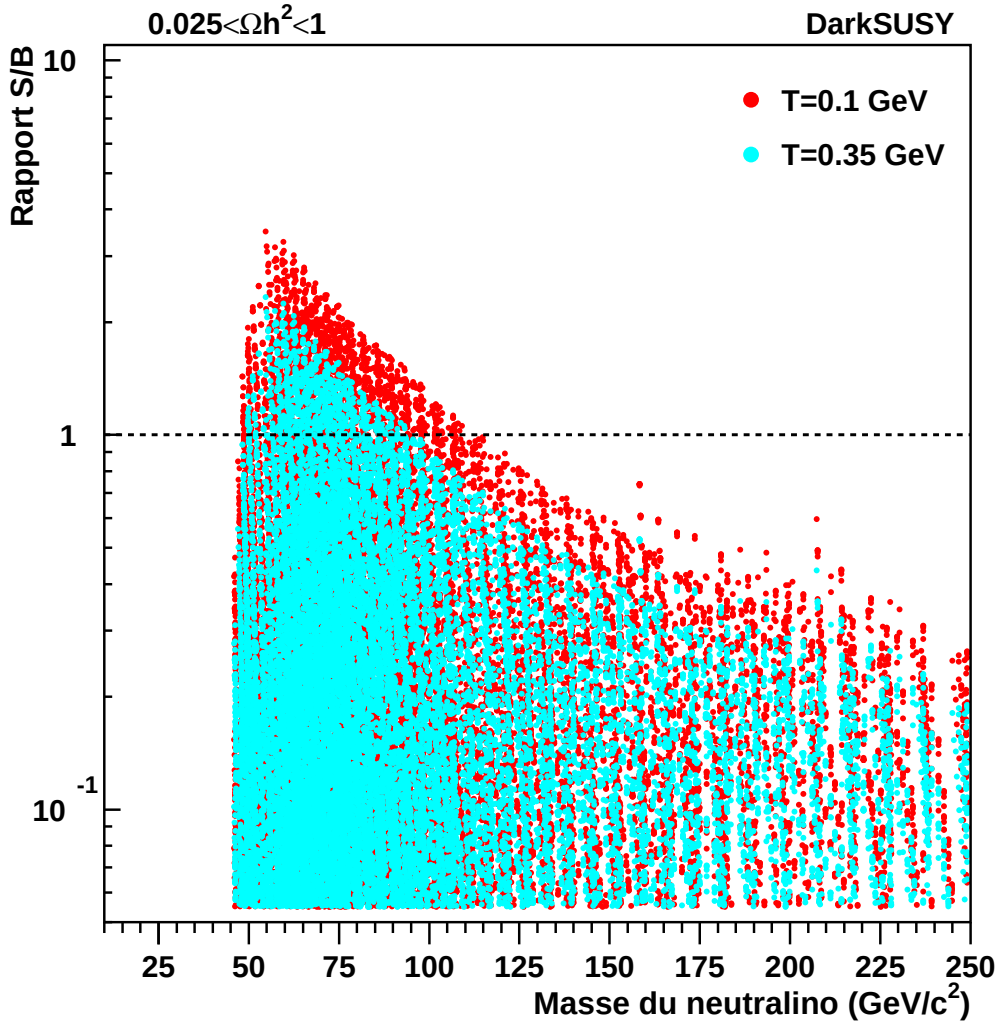


FIG. 10.11: *Rapport S/B pour deux énergies cinétiques différentes, en fonction de la masse du neutralino.*

Le flux d'antiprotons secondaires étant d'autant plus faible que l'énergie cinétique est faible (sec 3.1.2), il semble intéressant de chercher à savoir si la sensibilité ne pourrait pas être plus grande à basse énergie cinétique. À cet effet, un balayage spécial a été effectué, centré sur la zone d'intérêt pour cette détection (cf. tab. 10.2). Le flux de $\bar{p}$ issus de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ a été évalué pour une énergie cinétique de $0.1\ \mathrm{GeV}$. Il est comparé au bruit de fond évalué dans [71] à la même énergie :

$$\Phi_{\bar{p}}^{\mathrm{BDF}}(0.1\ \mathrm{GeV}) \simeq 3\times10^{-3}\ \mathrm{m^{-2}\,s^{-1}\,sr^{-1}\,GeV^{-1}} \tag{10.11}$$

La figure 10.11 présente le rapport Signal sur Bruit (S/B) à ces deux énergies cinétiques. On peut constater qu'une détection à plus basse énergie ($0.1\ \mathrm{GeV}$) permettrait d'avoir à la fois une sensibilité jusqu'à des masses plus élevées (légèrement au-delà de $100\ \mathrm{GeV}/c^2$) et également un rapport S/B meilleur dans la zone de plus grande sensibilité ($\mathrm{M} \simeq 60\ \mathrm{GeV}/c^2$). Au maximum, le rapport S/B est environ 3, ce qui rend une mise en évidence d'un signal plus aisée.

En fait, pour les $\bar{p}$ issus de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$, le flux à $100\ \mathrm{MeV}$ est plus faible que le flux à

Paramètre	Minimum	Maximum	Nombre de pas
$\mid \mu \mid (\mathrm{GeV}/c^2)$	50	400	60 ($\pm$)
M_2 (GeV/c^2)	50	400	60
m_0 (GeV/c^2)	100	10^4	11
M_A (GeV/c^2)	300	700	4 (linéaire)
$\tan\beta$	10 et 60		

TAB. 10.2: *Balayage des paramètres, pour la comparaison entre* $\mathrm{T}=0.1$ *et* $\mathrm{T}=0.35\ \mathrm{GeV}$. *Celui-ci est utilisé uniquement pour la figure 10.11.*

$350\ \mathrm{MeV}$, d'un facteur variant entre 30% et 45%, suivant les modèles[15]. Par contre, le bruit de fond est diminué d'un facteur ~ 3, comme on peut le constater sur la figure 3.4.

Cependant, comme souligné dans [64], la difficulté pour ce type de détection indirecte provient essentiellement de l'absence de signature distinctive, comme un pic dans un spectre décroissant pour l'annihilation en e^+ par exemple. En effet, le signal attendu est un excès à basse énergie, par rapport au bruit de fond, les deux ayant la même forme. Cela suppose donc une estimation très précise du bruit de fond, associée à une mesure expérimentale très précise du spectre d'antiprotons. La première condition a été très largement améliorée [71], comme discuté à la section 3.1.2. La seconde condition pourra être atteinte grâce à l'installation d'AMS à bord de la station spatiale internationale (ISS).

Avec les résultats actuels, à la fois expérimentaux et théoriques, il semble que les modèles SUSY donnant un flux inférieur au bruit de fond ne puissent être accessibles, de même les flux en excès par rapport à la mesure expérimentale (BESS-98) ne sauraient être utilisés pour exclure des modèles supersymétriques.

On peut noter que cette étude a également permis de montrer que la détection directe axiale (MACHe3) n'est pas corrélée au flux d'antiprotons : les modèles accessibles à MACHe3 correspondent à des flux de $\bar{p}$ variant sur plusieurs ordres de grandeur[16], à la fois supérieur au bruit de fond mais également très largement en-dessous de celui-ci. Ce résultat est a priori intuitif dans la mesure où les processus en jeu sont différentes.

Par contre, la comparaison avec les télescopes à neutrinos semble moins intuitive. En effet, dans les deux cas il s'agit d'une annihilation, ayant lieu soit dans le halo galactique pour le flux d'antiprotons, soit au cœur du Soleil dans le cas des télescopes à neutrinos.

La figure 10.12 présente le flux d'antiprotons en fonction du flux de muons dans les télescopes à neutrinos pour lesquels un seuil à $25\ \mathrm{GeV}$ a été considéré. Comme on peut le constater ces deux types de détection sont finalement peu corrélés. En effet, dans le cas des télescopes à neutrinos, le processus implique à la fois la section efficace d'annihilation et la section efficace de diffusion élastique (scalaire et axiale). Les modèles *visibles* dans le cas des $\bar{p}$ se situent à la limite du bruit de fond considéré pour les neutrinos, voire même légèrement en-dessous. De

[15] Ce qui est compatible avec ce qui peut être observé sur les spectres de [79] par exemple.

[16] La fi gure correspondante n'est pas présentée dans ce manuscrit.

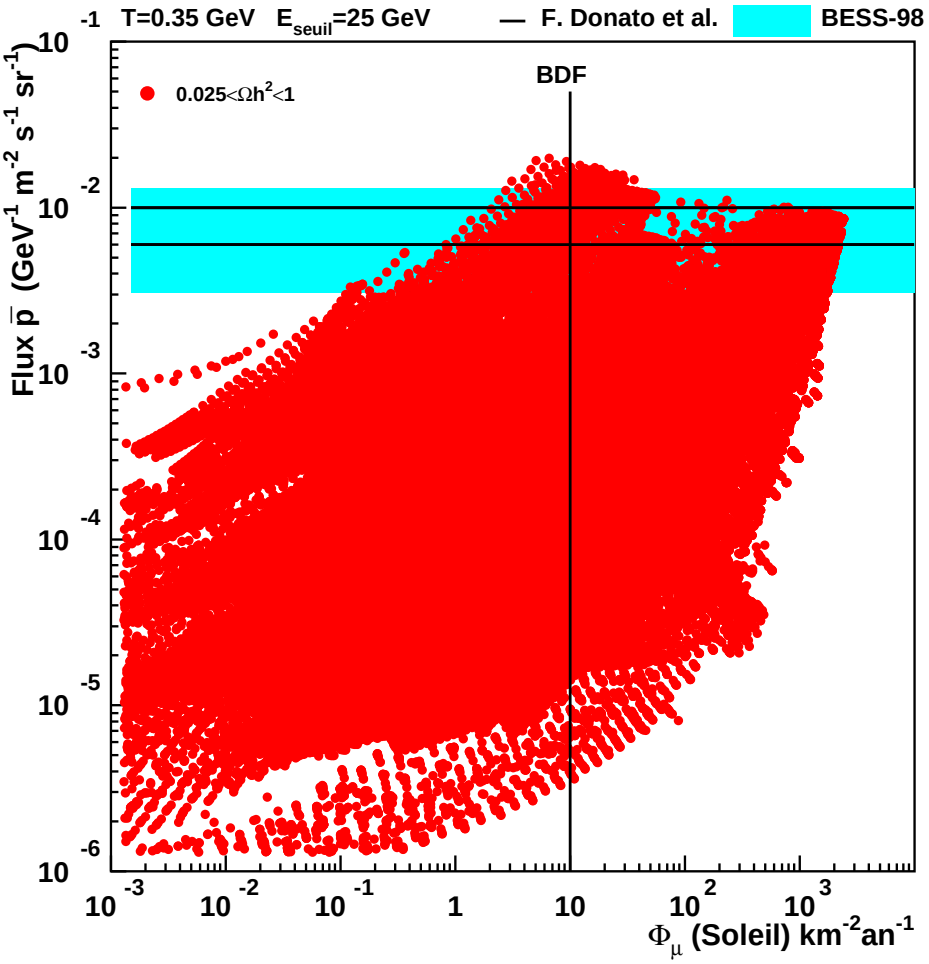


FIG. 10.12: *Comparaison entre le flux de μ attendu (avec un seuil à 25 GeV) et celui de $\bar{p}$. Le bruit de fond pour les télescopes à neutrinos (eq. 10.9) est indiqué, de même que celui considéré dans le cas des antiprotons (eq. 10.10).*

la même façon, certains modèles sont *accessibles* à la détection indirecte ν, alors que le flux d'antiprotons est extrêmement faible par rapport au bruit de fond (trois ordres de grandeur).

En conclusion, il semble que la complémentarité soit bonne entre ces deux types de détections indirectes, eux-mêmes complémentaires des détection directes scalaire et axiale comme nous l'avons vu précédemment.

Par ailleurs, le flux d'antiprotons, tout comme le flux de μ, est a priori corrélé à la densité relique de $\widetilde{\chi}$. Le lien est ici plus direct dans la mesure où ces deux grandeurs sont liées à la section efficace d'annihilation (σ_{ann}). Avec la masse du neutralino, c'est en effet la seule variable provenant du modèle supersymétrique.

La figure 10.13 présente la densité relique en fonction du flux d'antiprotons. On peut noter que génériquement un fort taux d'antiprotons est associé dans ces modèles à une densité de neutralinos dans l'Univers relativement faible[17]. La plupart des modèles accessibles, i.e. don-

[17]Il convient de rappeler que la densité de neutralinos dans le halo est prise comme fi xe : $\rho_\chi = 0.3\,\mathrm{GeV}/c^2\,\mathrm{cm}^{-3}$. Elle provient des mesures des courbes de rotation et donc de la forme du halo considéré. Au contraire, la densité

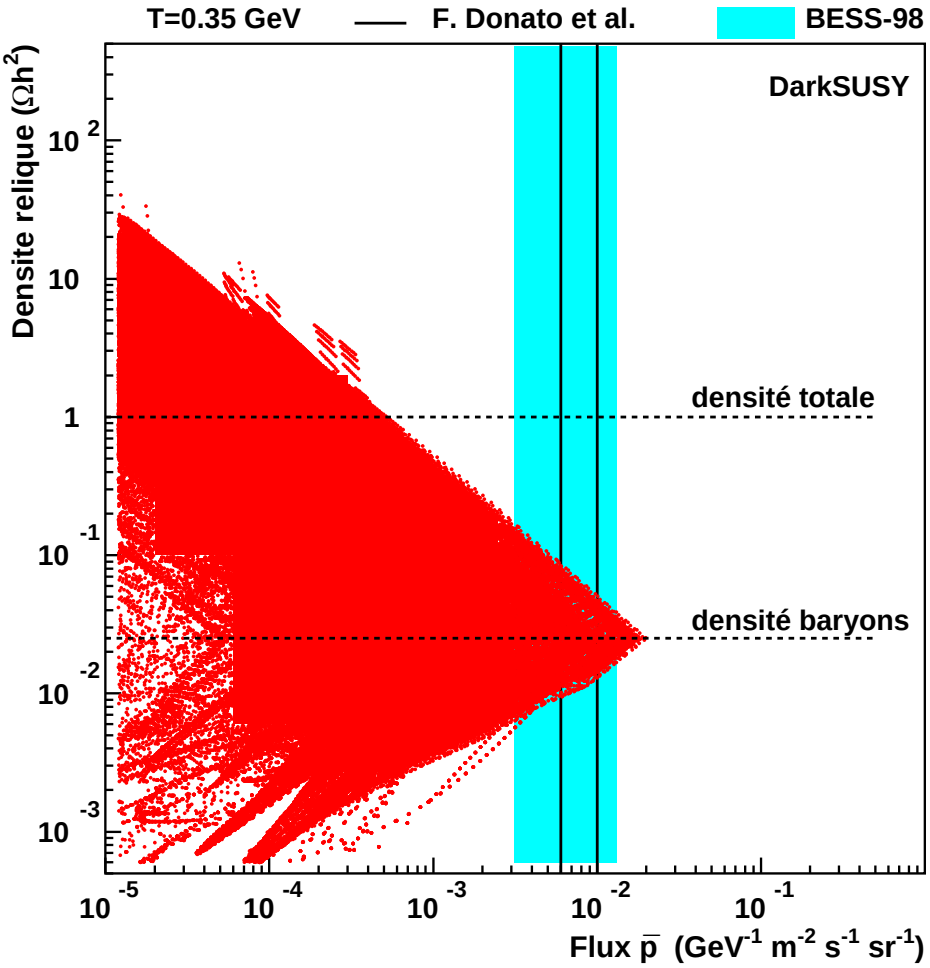


FIG. 10.13: *Densité relique $\Omega_\chi h^2$ en fonction du flux de $\bar{p}$ provenant de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$. Le bruit de fond estimé est indiqué (trait verticaux) de même que la région cosmologiquement intéressante. La zone grisée vertivale indique le résultat expérimental de BESS [81]. Figure obtenue pour une énergie cinétique* $\mathrm{T} = 0.35\ \mathrm{GeV}$.

nant un flux supérieur au bruit de fond, sont dans la zone cosmologiquement favorisée. On peut néanmoins remarquer qu'ils correspondent tous à une densité relique de $\widetilde{\chi}$ à peine supérieure à la densité de baryons, i.e. bien inférieure à la densité estimée de $\widetilde{\chi}$: $\Omega_\chi h^2 \simeq 0.13$. Comme montré précédemment, ce n'est pas le cas pour la détection indirecte ν, cf. fig. 10.9. La densité relique n'est cependant pas mesurée de manière assez précise pour être utilisée pour exclure des modèles.

On retrouve en fait ici le résultat de L. Bergström *et al.* [64] qui avaient montré la même corrélation à $\mathrm{T} = 1\mathrm{GeV}$. À plus basse énergie ($\mathrm{T} = 0.35\ \mathrm{GeV}$), leur flux d'antiprotons est légèrement supérieur ce qui permet d'accéder à des valeurs $\Omega_\chi h^2 \lesssim 0.1$.

En conclusion, il semble que la signature d'annihilation de $\widetilde{\chi}$ par l'étude du spectre d'anti-

de neutralinos dans l'Univers résulte de l'étude phénoménologique et donc du spectre de masse SUSY. Elle est confrontée aux valeurs de la cosmologie pour vérifi er la pertinence du modèle SUSY.

protons soit moins prometteuse qu'on ne l'estimait il y a quelques années[18], d'une part à cause de la ré-estimation du bruit de fond [71] et d'autre part à cause du fait que le flux de $\bar{p}$ est fortement corrélé à la densité relique comme montré ici.

Cependant, il convient de souligner que ce résultat dépend du modèle SUSY utilisé (MSSM phénoménologique), de la forme du halo, du modèle de propagation galactique. Dans le cadre de cette étude et avec les hypothèses qui y sont associées, il semble que la signature de $\widetilde{\chi}$ dans le spectre de $\bar{p}$ soit moins claire qu'initialement.

[18] c'est-à-dire au moment de la préparation de l'expérience AMS-01.

Conclusions et Perspectives

Le travail présenté dans cette thèse a permis d'aborder deux aspects de la problématique de la détection de matière sombre non-baryonique : la détection indirecte avec le spectre d'antiprotons, dans le cadre de l'expérience AMS, et la détection directe avec le projet de nouveau détecteur MACHe3.

1. Détection indirecte :

Dans le cadre de la détection indirecte, le travail effectué au sein de la collaboration AMS a porté tout d'abord sur la conception et la construction du détecteur Čerenkov à seuil. L'analyse des performances de celui-ci s'est déroulée au CERN en 1998, en collaboration avec le groupe ATC. Une méthode originale a été développée afin d'évaluer l'efficacité de détection et la réjection du bruit de fond. Elle est appliquée aux données du vol STS-91, en utilisant le phénomène de coupure géomagnétique pour sélectionner l'échantillon de contrôle. Cette analyse a permis d'optimiser l'utilisation de ce détecteur pour la séparation antiprotons/électrons.

L'analyse des données de la première phase a porté sur la recherche d'antiprotons. En combinant l'utilisation du Čerenkov à seuil à celle des autres détecteurs composant AMS-01, il a été montré qu'un signal $\bar{p}$ peut être mis en évidence. Les différentes contributions au bruit de fond ont été étudiées. Cette analyse permet, à l'heure actuelle, de présenter un résultat préliminaire sur ce thème.

Dans le but d'évaluer le potentiel de découverte lié au spectre d'antiprotons, une étude phénoménologique a été menée. Elle comporte en particulier les exclusions imposées par les expériences sur accélérateurs, ainsi que les contraintes de la cosmologie sur la densité relique de neutralinos. Il est apparu, dans le cadre des modèles utilisés, que le signal attendu n'est que rarement supérieur au bruit de fond et également que le flux de $\bar{p}$ est fortement corrélé à la densité relique. Les modèles donnant un taux élevé d'antiprotons sont en effet associés à une densité relique très faible, difficilement compatible avec les mesures cosmologiques.

Une mesure expérimentale demeure néanmoins nécessaire. Le spectromètre AMS sera installé à bord de la station spatiale internationale en avril 2004. Il s'agira d'une version plus complète du détecteur pour laquelle le compteur Čerenkov à seuil sera remplacé par un imageur Čerenkov (RICH). L'expérience est prévue pour durer plusieurs années, permettant ainsi d'obtenir une statistique importante qui offrira la possibilité de mesurer le spectre d'antiprotons avec une grande précision. Elle permettra également d'accéder à d'autres types de détection indirecte (γ, positons). Par ailleurs, la comparaison avec les mesures en ballon est du plus grand intérêt, l'interprétation des données d'AMS-01 ayant démontré l'importance de la production

de particules de basse énergie dans l'atmosphère.

À plus long terme, l'avenir expérimental de ce type de détection réside dans la comparaison entre les données mesurées pendant différentes périodes du cycle solaire. Il semble en effet que l'utilisation de la modulation solaire puisse être l'une des voies permettant de distinguer les antiprotons secondaires et ceux issus de l'annihilation de neutralinos.

À très long terme, la détection d'antiprotons à l'extérieur de l'héliosphère, permettant ainsi de s'affranchir de l'influence du vent solaire, constitue une alternative intéressante. Un projet de détecteur est étudié pour prendre part à la mission Interstellar Probe qui atteindrait la limite de l'héliosphère en une dizaine d'années [161].

2. Détection directe :

La seconde partie de cette thèse a été consacrée à la détection directe de neutralinos. Mon implication dans l'élaboration d'un nouveau détecteur (MACHe3) a porté sur l'analyse des données de la cellule prototype, la simulation Monte Carlo du détecteur et finalement la phénoménologie de la détection directe. L'originalité de la méthode proposée est d'allier des développements très innovants de la physique des très basses températures aux techniques de la physique nucléaire, pour les appliquer à des problématiques d'astroparticules.

L'expérience réalisée au CRTBT a été un succès et a permis de tester la cellule prototype. Les résultats préliminaires présentés dans ce manuscrit ont permis de confirmer la sensibilité du dispositif, en particulier aux neutrons. Le seuil de détection a également été évalué dans différentes configurations expérimentales. À la température optimale ($\sim 100\,\mu\mathrm{K}$), il est remarquablement bas ($\sim 6.5\,\mathrm{keV}$) et susceptible d'améliorations importantes liées à l'évolution du système d'acquisition et à la compréhension du bruit haute fréquence.

Dans l'optique d'utiliser ce dispositif expérimental pour la détection directe de neutralinos du halo galactique, une simulation Monte Carlo a été développée. Elle a permis d'optimiser la configuration du détecteur par rapport à la réjection du bruit de fond et d'évaluer ses performances futures. En particulier, il a été montré que l'utilisation combinée de la granularité et de la résolution en énergie du détecteur permet de rejeter très efficacement le bruit de fond induit par les neutrons. Il s'agit à l'heure actuelle d'une propriété unique parmi les détecteurs existants ou en projet.

La confrontation des résultats de la simulation Monte Carlo et des prédictions des modèles supersymétriques a permis de démontrer le potentiel de découverte de MACHe3. Dans la configuration de $10\,\mathrm{kg}$, le signal neutralino est, dans de nombreux modèles, supérieur au taux de faux événements induits par le bruit de fond.
L'étude de la complémentarité de MACHe3 avec les détecteurs existants ou à l'étude, souligne l'intérêt d'un projet de ce type. En effet, les expériences de détection directe scalaire sont par nature sensibles à des régions indépendantes de l'espace des paramètres SUSY, l'interaction mise en jeu étant différente. La situation est analogue pour les télescopes à neutrinos pour lesquels, à la fois la diffusion élastique et l'annihilation au centre du Soleil doivent être considérées.

Ces études du détecteur granulaire à $^3\mathrm{He}$ superfluide constituent la première pierre du projet

MACHe3. Les perspectives paraissent nombreuses, dues en particulier à la très grande richesse de l'^{3}He comme milieu sensible.

Du point de vue expérimental, différentes lignes de recherche peuvent être envisagées. Pour l'étude de la partie basse énergie du spectre, l'utilisation d'une source d'électrons de conversion a été proposée. De même, il semble impératif d'envisager le développement d'une détection complémentaire, dédiée à la réjection du bruit de fond γ, qui constituerait l'analogue du dispositif chaleur/ionisation de certains détecteurs existants.

Finalement, un prototype d'une matrice de 27 cellules permettrait de confirmer de manière expérimentale la possibilité d'utiliser la corrélation pour la réjection du bruit de fond. De même, le test d'une cellule de volume plus important ouvrirait la voie au développement d'un détecteur pour la matière sombre supersymétrique.
Tous ces travaux devront se dérouler en parallèle avec une caractérisation radioactive des matériaux constituant le cryostat et la cellule d'^{3}He, afin de limiter la radioactivité naturelle interne.

3. Perspectives :

La détection de matière sombre supersymétrique est un domaine de la physique extrêmement dynamique, en particulier du point de vue des techniques, variées et innovantes. La localisation des détecteurs est à l'image de cette diversité : en orbite terrestre, sous la glace du pôle Sud, en milieu marin, ou encore dans les laboratoires souterrains. Les méthodes de détection vont des techniques classiques de la physique des particules aux développements les plus innovants de la physique des très basses températures. La plupart des expériences impliquent des innovations importantes liées au caractère inhabituel de l'emplacement du détecteur.

La problématique de la matière sombre supersymétrique se situe à l'interface entre la cosmologie et la physique des particules. Il est remarquable que les caractéristiques d'une particule soient déduites d'observations astrophysiques et que son existence soit, de manière indépendante, prédite pour résoudre les insuffisances du modèle théorique décrivant la physique des particules. Il demeure néanmoins possible que le neutralino existe mais ne contribue pas à la matière sombre galactique, ce qui justifie sa recherche par des détecteurs dédiés, utilisant une stratégie indirecte et a fortiori directe.

Les prochaines années pourraient connaître une révolution importante dans ce domaine. En effet, la mise en fonctionnement du LHC devrait permettre la détection de particules supersymétriques, et du neutralino en particulier. Son existence pourrait ainsi être confirmée et sa masse mesurée avec précision.

En parallèle, le lancement de PLANCK devrait donner lieu à une mesure très précise de la densité de matière sombre non-baryonique. La combinaison de ces deux informations contraindrait très fortement les stratégies de détection envisageables pour la recherche de matière sombre supersymétrique.

Bibliographie

[1] F. Zwicky, Helvetica Physica Acta **6** (1933) 110

[2] K. G. Begeman *et al.,* Mon. Not. R. Astr. Soc. **249** (1991) 523

[3] M. Persic, P. Salucci et F. Stel, AIP Conference Proceedings **336** (1995) 137

[4] M. Fich et S. Tremaine, Annu. Rev. Astron. Astrophys. **29** (1991) 409

[5] T. Lasserre, Thèse de l'Université Pierre et Marie (Paris V), 2000, DAPNIA/SPP-00-04-T

[6] J. Edsjö, *1st school of Astroparticle Physics in Argentina*, Buenos Aires, mars 1999

[7] J. N. Bahcall *et al.*, Astrophys. J. **265** (1983) 730

[8] D. E. Groom *et al.*, Eur. Phys. J. **C15** (2000) 1, http://pdg.lbl.gov/

[9] M. Milgrom, Astrophys. J. **270** (1983) 365

[10] A. Aguirre *et al.*, hep-ph/0105083

[11] L. Bergström et A. Goobar, *Cosmology and Particle Astrophysics, Wiley/Praxis, 1999*

[12] A. H. Guth, Phy. Rev. **D23** (1981) 347

[13] G. F. Smoot *et al.*, Astrophys. J. **396** (1992) L1

[14] M. S. Turner, Phys. Scripta **T85** (2000) 210, astro-ph/9901109

[15] J. Primack, *Dark Matter and Stucture Formation*, Proceedings of the Jerusalem Winter School 1996, édité par A. Deckel et J. P. Ostricker (Cambridge University Press)

[16] D. Tytler *et al.*, astro-ph/0001318

[17] M. Fukugita *et al.*, Astrophys. J. **503** (1998) 518

[18] R. G. Carlberg *et al.*, Astrophys. J. **462** (1996) 32

[19] S. M. Carroll, *The Cosmological Constant*, (astro-ph/0004075)

[20] W. Foreman *et al.*, Ann. Rev. Astr. Astrophys. **20** (1982) 547

[21] J. Mohr *et al.*, Astrophys. J. **517** (1999) 627

[22] J. E. Carlstrom *et al.*, (astro-ph/9905255)

[23] N. A. Bahcall *et al.*, Astrophys. J. **504** (1998) 1

[24] Y. Sigad *et al.*, Astrophys. J. **495** (1998) 516

[25] S. Perlmutter *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 670

[26] CMBfast : http://physics.nyu.edu/matiasz/CMBFAST/cmbfast.html

[27] A. H. Jaffe *et al.*, astro-ph/0007333

[28] D. N. Spergel, Phys. Scripta **T85** (2000) 168.

[29] C. B. Netterfield, astro-ph/0104460

[30] http://map.gsfc.nasa.gov/m_mm.html

[31] http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Planck/

[32] S. Perlmutter *et al.* (Supernova Cosmology Project Collab.), Astrophys. J. **517** (1999) 565

[33] P. M. Garnavich *et al.*, Astrophys. J. **509** (1998) 74, (astro-ph/9806396)

[34] http://snap.lbl.gov/

[35] A. G. Riess *et al.* (Supernova Search Team Collaboration), Astron. J. **116** (1998) 1009,

[36] S. L. Bridle *et al.*, astro-ph/0006170

[37] http://cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/Megacam/index.html

[38] A. R. Liddle, *An introduction to cosmological inflation*, (astro-ph/9901124)

[39] Q. R. Ahmad *et al.* (SNO Collaboration), soumis à *Phys. Rev. Lett.*

[40] T. Toshito *et al.* (SuperKamiokande Collaboration), hep-ex/0105023

[41] T. Lasserre *et al.*, Astron. Astrophys. **355** (2000) 39

[42] K. van Bibber et D. Kinion, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **91** (2001) 376

[43] G. Jungman *et al.*, Phys. Rept. **267**, 195 (1996), (hep-ph/9506380)

[44] UA1 Collaboration, Phys. Lett. **B122** (1983) 103, Phys. Lett. **B122** (1983) 476

[45] UA1 Collab., Phys. Lett. **B126** (1983) 398, UA2 Collab., Phys. Lett. **B129** (1983) 130

[46] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2676
S. Abachi *et al.* (DO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632

[47] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations (The LEP Working Group for Higgs searches), CERN-EP/2001-55

[48] A. Lucotte, Thèse de l'Université Claude Bernard (Lyon 1), 1996

[49] T. Moroi, PhD Thesis, Tohoku University, Sendai (Japon), (hep-ph/9503210)

[50] M. Drees, hep-ph/9611409

[51] P. Fayet, Phys. Lett. **B69** (1977) 489, Phys. Lett. **B70** (1977) 461

[52] P. Fayet, hep-ph/9912413

[53] A. Djouadi *et al.*, hep-ph/9901246

[54] M. Acciarri *et al.* (L3 Collaboration), Phys. Lett. **B472** (2000) 420

[55] ALEPH Collaboration, CERN-EP/2000-139

[56] Dark SUSY, P. Gondolo *et al.*, en préparation

[57] Aleph Collaboration, ALEPH-CONF-00-006

[58] S. Ahmed *et al.* (CLEO Collaboration), hep-ex/9908022

[59] S. Komine *al.*, hep-ph/0103182

[60] H. N. Brown *et al.* (Muon g-2 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 2227

[61] P. Binetruy *et al.*, Nucl. Phys. B **237** (1984) 285

[62] C. Boehm *et al.*, hep-ph/9911496

[63] J. Ellis *et al.*, hep-ph/9905481

[64] L. Bergström *et al.*, Astrophys. J. **526** (1999) 215, (astro-ph/9902012)

[65] S. Orito *et al.* (BESS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1078, (astro-ph/9906426)

[66] E. A. Baltz et J. Edsjo, Phys. Rev. **D59** (1999) 023511, (astro-ph/9808243)

[67] A. Buffington *et al.*, Astrophys. J. **248** (1981) 1179

[68] J. Silk et M. Srednicki, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 624

[69] G. Jungman et M. Kamionkowski, Phys. Rev. **D49** (1994) 2316, (astro-ph/9310032)

[70] G. Boudoul, Thèse de l'Université Joseph Fourier (Grenoble 1), en cours

[71] F. Donato, D. Maurin *et al.*, astro-ph/0103150

[72] D. Maurin, Thèse de l'Université de Savoie, 2001

[73] M. Simon *et al.*, Astrophys. J. **499** (1998) 250

[74] L. C. Tan et L. K. Ng, Phys. Rev. **D26** (1982) 1179

[75] M. Simon *et al.*, Astrophys. J. **456** (1996) 519

[76] P. Chardonnet *et al.*, Phys. Lett. B **384** (1996) 161 (astro-ph/9606174)

[77] J. W. Bieber *et al.*,Phys. Lett. **B83** (1999) 674, (astro-ph/9903163)

[78] I. J. Gleeson & W. I. Axford, Astrophys. J. **154** (1968) 1011

[79] T. Mitsui *et al.* Phys. Lett. **B389** (1996) 169, (astro-ph/9608123)

[80] K. Maki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 3474, (astro-ph/9601025)
A. Barrau et G. Boudoul, en préparation

[81] T. Maeno *et al.* (BESS Collaboration), astro-ph/0010381

[82] J. Alcaraz *et al.* (AMS Collaboration), Phys. Lett. **B461** (1999) 387, (hep-ex/0002048)

[83] L. Derome *et al.*, Phys. Lett. **B489** (2000) 1

[84] C. Y. Huang *et al.*, Proceedings of 27th International Cosmic Ray Conference, Hambourg (Allemange), Août 2001

[85] F. Donato *et al.*, Phys. Rev. **D62** (2000) 043003, (hep-ph/9904481)

[86] I. V. Moskalenko and A. W. Strong, Astrophys. J. **493** (1998) 694, (astro-ph/9710124)

[87] S. W. Barwick *et al.* (HEAT Collaboration), Astrophys. J. **482** (1997) L191

[88] J. L. Feng, *et al.*, Phys. Rev. **D63** (2001) 045024, (astro-ph/0008115)

[89] S. Coutu *et al.* (HEAT Collaboration), Proceedings of 27th International Cosmic Ray Conference, Hambourg (Allemange), Août 2001

[90] E. A. Baltz *et al.*, astro-ph/0109318

[91] L. Bergstrom *et al.*, Phys. Rev. D **58** (1998) 083507, Phys. Rev. D **59** (1999) 043506

[92] F. Mayet, *Détection d'antiprotons avec un détecteur Cherenkov à aérogel intégré à AMS*, rapport de DEA Matière et Rayonnement, Université J. Fourier, Grenoble, 1997

[93] J. Alcaraz *et al.* (AMS Collaboration), en préparation pour Phys. Rep.

[94] G. Lamanna, Ph.D. Thesis, Université de Pérouse, Octobre 2000

[95] W. J. Burger, Nucl. Instrum. Methods **A435** (1999) 202

[96] D. Alvisi *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A437** (1999) 212

[97] E. Choumilov, *communication privée.*

[98] W. J. Burger, *communication privée.*

[99] C. Størmer, *The Polar Aurora*, Clarendon Press, Cambridge 1995
M. S. Vallarta, *Handbuch des Physik*, Springer, vol. 61/1 (1961) 88
A. E. Sandström, *Cosmic ray Physics*, North-Holland publishing, 1965

[100] J. Alcaraz *et al.* (AMS Collaboration), Phys. Lett. **B472** (2000) 215, (hep-ex/0002049)

[101] J. Alcaraz *et al.* (AMS Collaboration), Phys. Lett. **B484** (2000) 10

[102] J. Alcaraz *et al.* (AMS Collaboration), Phys. Lett. **B490** (2000) 27

[103] J. Alcaraz *et al.* (AMS Collaboration), Phys. Lett. **B494** (2000) 193

[104] T. Saeki *et al.* (BESS Collaboration), Phys. Lett. **B422** (1998) 319, (astro-ph/9710228)

[105] V. Plyaskin, hep-ph/0103286

[106] G. Esposito *et al.*, Proceedings of 27th International Cosmic Ray Conference, Hambourg (Allemange), Août 2001

[107] J. Favier, note interne AMS, en préparation

[108] L. Derome *et al.*, Phys. Lett. **B515** (2001) 1

[109] G. Barbielini *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A371** (1996) 164
Y. Asaoka *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A416** (1998) 236

[110] P. A. Cherenkov, Phys. Rev. **52** (1937) 378.

[111] J. Séguinot, *Les compteurs Cherenkov*, Ecole Joliot-Curie 1988, CERN-EP/89-92

[112] I. Frank et I. Tamm, Dokl. Akad. Nauk SSSR **14** (1937) 107

[113] A. K. Gougas *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A421** (1999) 249

[114] J. Alcaraz *et al.*, Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference, Salt Lake City (États Unis), août 1999

[115] D. Barancourt *et al.*, *The AMS-01 Aerogel Threshold Cherenkov counter*, Nucl. Instrum. Methods **A465** (2001) 306, (astro-ph/0010242)

[116] Hamamatsu Technical notes.

[117] F. Mayet, *Performance Results of the AMS-01 Aerogel Threshold Cherenkov*, à paraître dans : Proceedings of the 11th Rencontres de Blois (Frontiers of Matter), Blois, France, juin 1999, (astro-ph/0002316)

[118] J. Favier, *communication privée.*

[119] F. Barao, J. Favier, F. Mayet *et al.*, *Analysis of the Aerogel Threshold Cerenkov data from AMS flight (STS-91)*, Novembre 1999, note interne AMS[19] : AMS note 99_10_01, ISN-99.84

[19] Les notes internes AMS sont disponibles sur demande, cf. http://ams.cern.ch/AMS/ams_homepage.html

[120] S.C.S Controlli e Sistemi, Viale Umbria, 36 20135 Milano, Italia.

[121] A. G. Wright, Nucl. Instrum. Methods **A433** (1999) 507

[122] J. Favier *et al.*, note interne AMS : AMS note2001_03_05

[123] T. Thuillier *et al.*, à paraître dans : Proc. of New dev. in photodetection, Beaune, 06/99
G. Boudoul *et al.*, Proceedings of 27th International Cosmic Ray Conference, Hambourg (Allemange), Août 2001

[124] M. Buénerd *et al.*, note interne AMS : AMS note 99_11_04

[125] Matsushita Electric Works, Ltd 1048 Kadoma, Kadoma-shi, Osaka 571

[126] M. W. Goodman et E .Witten, Phys. Rev. **D31** (1985) 3059

[127] Direct Detection Limit Plotter : http://dmtools.berkeley.edu/limitplots/

[128] S. Golwala, Ph.D. Thesis, University of California (2000),
http://cfpa.berkeley.edu/preprints/cdms/golwalathesis/

[129] D. Adams *et al.* (SMC Collaboration), Phys. Lett. **B329** (994) 399

[130] R. J. Gaitskell, Proc. of the 3rd International Workshop on the Identification of Dark Matter (IDM2000), Sept. 2000, York (Grande-Bretagne), N. J. C. Spooner et V. Kudryavtsev (éditeurs), World Scientific 2001, (astro-ph/0106200)

[131] V. Chazal *et al.*, Astropart. Phys. **9** (1998) 163

[132] C. Arpesella, Proceedings of the International Workshop TAUP 91, Toledo (Espagne), Sept. 1991, Nucl. Phys. B 28A (1992)
H. V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, hep-ph/9910205

[133] M. Chapellier *et al.*, Proc. of the 3rd International Workshop on the Identification of Dark Matter (IDM2000), Sept. 2000, York (Grande-Bretagne), N. J. C. Spooner et V. Kudryavtsev (éditeurs), World Scientific 2001, (astro-ph/0101204)

[134] R. Abusaidi *et al.* (CDMS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5699

[135] J. Gascon, contribution à : IXth International Conf. on Calorimetry in High Energy Physics (CALOR2000), Annecy, Octobre 2000

[136] K. Freese *et al.*, Phys. Rev. **D37** (1988) 3388

[137] R. Bernabei *et al.* (DAMA Collaboration), Phys. Lett. **B480** (2000) 23

[138] G. Gerbier *et al.*, astro-ph/9902194 et astro-ph/9710181

[139] D. P. Snowden-Ifft *et al.*, Phys. Rev. **D61** (2000) 101301, (astro-ph/9904064)

[140] G. R. Pickett, Proc. of the European Workshop on Low Temperature Devices for the Detection of Low Energy Neutrinos and Dark Matter, Annecy 1988, édité par L. Gonzales-Mestres et D. Perret-Gallix, Ed. Frontieres

[141] Yu. M. Bunkov *et al.*, Proc. of the Intern. Workshop on Superconductivity and Particle Detection, Toledo (Esp.), 1994, édité par T. A. Girard *et al.*, World Scientific, p. 21

[142] D. I. Bradley *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1887
C. Bäuerle *et al.*, Phys. Rev. **B57** (1998) 14381

[143] T. W. B. Kibble, J. Phys. A9 (1976) 1387
W. H. Zureck, Nature **317** (1985) 505
V. M. Ruutu *et al.*, Nature **382** (1996) 334, (cond-mat/9512117)

[144] J. S. Adams *et al.*, J. of Low Temp. Phys. **113** (1998) 1121

[145] S. Triqueneaux *et al.*, Physica **B 284** (2000) 2141

[146] F. Mayet *et al., Design optimization of MACHe3, a project of superfluid* ^{3}He *detector for direct Dark Matter search*, Nucl. Instrum. Methods **A455** (2000) 554, (astro-ph/0002303)

[147] J. S. Meyer et T. Sloan, J. of Low Temp. Phys. **108** (1997) 345

[148] Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI), Graphs of Evaluated Cross Sections, http://wwwndc.tokai.jaeri.go.jp/Figs/endfplot.html

[149] R. Brun, F. Carminati, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN Progam Library Long Writeup W5013, September 1993

[150] F. Mayet, Proc. of the 3rd International Workshop on the Identification of Dark Matter (IDM2000), Sept. 2000, York (Grande-Bretagne), N. J. C. Spooner et V. Kudryavtsev (éditeurs), World Scientific 2001, (astro-ph/0011292)

[151] D. Santos, F. Mayet *et al.*, Proc. of the 4th International Symposium on Sources and Detection of Dark Matter and Dark Energy in the Universe, Février 2000, Marina Del Rey (CA, États-Unis), D. B. Cline (éditeur), Springer, (astro-ph/005332)

[152] J. O. Johnson, T. A. Gabriel, *A user's guide to MICAP*, ORNL/TM-10340, January 1988 C. Zeitniz, T. A. Gabriel, Nucl. Instrum. Methods **A349** (1994) 106

[153] J. F. Briesmeister, *MCNP* ^{TM}*, A general Monte Carlo N-particle transport code*, LANL Report LA-12625-M(93)

[154] L. Mosca, *communication privée*

[155] A. Morales, Proceedings of the 6th International Workshop on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP 99), Paris, Sept. 1999, édité par J. Dumarchez, M. Froissart et D. Vignaud, Nucl. Phys. **B** 87 (2000) Proc. Suppl.

[156] A. Bottino *et al.*, Phys. Rev. **D59** (1999) 095004

[157] V. A. Bednyakov *et al.*, Phys. Rev. **D63** (2001) 095005

[158] A. Habig, hep-ex/0106024

[159] L. Bergström *et al.*, Phys. Rev. **D58** (1998) 103519

[160] D. Seckel *et al.*, Astrophys. J. **382** (1991) 652

[161] J. F. Ormes *et al.*, astro-ph/9912140
Mission Interstellar Probe : http://coast.jpl.nasa.gov/interstellar/probe/

Liste des tableaux

1.1 Résumé des différentes contributions à la densité de l'Univers 21

2.1 Contenu en particules du MSSM 32
2.2 Exclusions accélérateurs considérées pour les calculs de Matière Sombre SUSY 37
2.3 Balayage des paramètres effectué pour l'étude phénoménologique 38

4.1 Paramètres de l'équation de Bethe-Bloch pour le TOF et le Tracker d'AMS-01 . 66

5.1 Seuils en impulsion pour différentes particules pour un indice de réfraction $n = 1.035$ 77
5.2 Liste des cellules retirées de l'analyse des données 86

9.1 Flux de muons dans les laboratoires souterrains existants. 163

10.1 Composition du Soleil et de la Terre (fraction massique) 180
10.2 Balayage des paramètres, pour la comparaison entre $\mathrm{T} = 0.1$ et $\mathrm{T} = 0.35\ \mathrm{GeV}$. 187

Table des figures

1.1 Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503 4
1.2 Schéma de l'expansion de l'Univers depuis le Big Bang 8
1.3 Abondances primordiales des éléments légers en fonction de la valeur de $\Omega_{\rm B}$ . . 9
1.4 Évolution de l'abondance d'amas massifs en fonction du décalage vers le rouge (z), pour des amas de masse $\rm M \gtrsim 8 \times 10^{14}\ h^{-1} M_{\odot}$ 13
1.5 Spectre de puissance angulaire pour différents jeux de paramètres cosmologiques, dans un Univers plat 14
1.6 Spectre angulaire avec les résultats expérimentaux de BOOMERang-98, Maxima-1 et COBE-DMR 15
1.7 Diagramme de Hubble obtenu par la collaboration Supernova Cosmology Project 17
1.8 Résultats expérimentaux présentés dans le plan $(\Omega_\Lambda - \Omega_{\rm M})$ 20
1.9 Densité comobile de WIMPs en fonction de $x = \frac{\rm M_\chi}{\rm T}$ 25

2.1 Évolution des constantes de couplages $\alpha_i = g_i/4\pi$ en fonction de l'énergie . . . 29
2.2 Corrections radiatives à la masse du Higgs 29
2.3 Limites expérimentales sur la masse du $\widetilde{\chi}_1^0$, en fonction de $\tan\beta$ 35
2.4 Densité relique (Ω_χ) pour différentes valeurs des paramètres SUSY 40
2.5 Diagramme de Feynman pour l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ par échange d'un boson de Higgs pseudo-scalaire (A) 41
2.6 Densité relique (Ω_χ) en fonction de la masse du neutralino $(\rm M_\chi)$ 42

3.1 Diagrammes contribuant à l'annihilation $\widetilde{\chi}\,\widetilde{\chi} \longrightarrow q\bar{q}$ 48
3.2 Spectres de $\bar{p}$ issus de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ du halo galactique 49
3.3 Flux d'antiprotons secondaires, au niveau de la Terre, en fonction de l'énergie cinétique 51
3.4 Résultats expérimentaux de BESS 95+97 et BESS 98 54

4.1 Schéma du spectromètre AMS-01 60
4.2 Disposition des 64 pièces magnétisées composant un anneau de l'aimant d'AMS 61
4.3 Configuration d'AMS pour le vol à bord de la navette Discovery (AMS-01) . . 62
4.4 Résolution du Tracker en fonction de la rigidité 63
4.5 Dépôt d'énergie (ΔE) dans le TOF en fonction de la valeur de β, pour un échantillon de protons du vol STS-91 65
4.6 Angle zénithal en fonction du temps écoulé depuis le début de la mission 68
4.7 Température d'AMS au niveau de l'aimant (axe vertical de gauche) en fonction du temps écoulé depuis le début de la mission (MET) 69

4.8 Valeur de la coupure géomagnétique ($\mathrm{R_{cut}}$) en fonction de la latitude magnétique (θ_{mag}) . . . 71
4.9 Flux de protons en fonction de l'énergie cinétique . . . 73
4.10 Flux de positons et électrons en fonction de la latitude magnétique (θ_{mag}) . . . 74

5.1 Constructions de Huygens, pour deux valeurs de la vélocité $\beta = v_{part}/c$ . . . 76
5.2 Flux cosmiques en fonction de P(GeV/c) . . . 77
5.3 Réjection d'AMS contre les électrons en fonction de P(GeV/c) . . . 78
5.4 Photographie d'une cellule d'aérogel lors de son enrobage à l'ISN . . . 79
5.5 Structure mécanique du détecteur ATC . . . 80
5.6 Émission et absorption des photons par la molécule de PMP (1-Phenyl-3-Mesityl-2-Pyrazolin) . . . 81
5.7 Calcul en éléments finis pour l'estimation de la réponse dynamique de l'ATC . 82
5.8 Distribution des 168 seuils électroniques (en $p.e$), pour les plans supérieur et inférieur de l'ATC . . . 84
5.9 Vue schématique du détecteur ATC . . . 86
5.10 Nombre de photo-électrons $n_{p.e}$ en fonction de P(GeV/c) pour des particules identifiées comme des héliums et des protons . . . 88
5.11 Évaluation de l'indice de réfraction . . . 89
5.12 Influence de la distance au PM . . . 90
5.13 Réjection contre les électrons (ATC seul) en fonction de θ_{mag} . . . 92
5.14 Particules au-dessus du seuil : Distribution du $n_{p.e}$ dans l'ATC (sommé sur les 2 plans) pour l'échantillon de contrôle "bruit" . . . 93
5.15 Particules en-dessous du seuil : Distribution du $n_{p.e}$ dans l'ATC (sommé sur les 2 plans) pour l'échantillon de contrôle "signal" . . . 94
5.16 Efficacité de détection des protons (antiprotons) avec l'ATC, en fonction de P(GeV/c) pour différentes coupures sur $n_{p.e}$ . . . 96
5.17 Réjection contre les protons en fonction de P(GeV/c) pour deux types de coupure 97

6.1 Distribution des χ^2 du TOF . . . 102
6.2 Distribution des χ^2 pour la compatibilité β-$\mathrm{dE/dx}$ . . . 104
6.3 Efficacités partielles pour les trois sélections TOF . . . 105
6.4 Distances résiduelles Tracker-TOF . . . 107
6.5 Distribution du rapport de la rigidité totale à rigidité partielle du bas ($\mathrm{R/R_2}$) . . 108
6.6 Distribution de la variable $\beta^2\chi^2_{\mathrm{no-MS}}$ pour les échantillons protons et antiprotons 110
6.7 Efficacités partielles pour les sélections Tracker . . . 111
6.8 Distribution du nombre de photo-électrons dans l'ATC . . . 112
6.9 Réjection de l'ATC en fonction de l'impulsion . . . 114
6.10 Distribution en masse pour l'échantillon antiprotons . . . 116
6.11 Distribution en masse pour l'échantillon protons . . . 117
6.12 Distribution en masse pour l'échantillon antiprotons . . . 118

7.1 Diffusion dépendante du spin : section efficace axiale proton-$\widetilde{\chi}$ . . . 124
7.2 Diagrammes contribuant à l'arbre à la section efficace axiale . . . 124
7.3 Diffusion indépendante du spin : section efficace scalaire proton-$\widetilde{\chi}$ . . . 127
7.4 Diagrammes contribuant à l'arbre à la section efficace scalaire . . . 127

8.1 Schéma de la cellule d'$^3\mathrm{He}$ . . . 133
8.2 Photographie du cryostat équipé du blindage de Plomb . . . 135
8.3 Schéma du dispositif de mesure de l'énergie déposée dans la cellule . . . 136
8.4 Principe de la déconvolution des données de MACHe3 . . . 138
8.5 Exemple de spectres brut, déconvolué et intégré, pour un échantillon des données "bruit de fond" . . . 139
8.6 Réponse du fil à un événement γ déposant $60\,\mathrm{keV}$ dans la cellule . . . 141
8.7 Seuil de détection (en keV) en fonction de la température de la cellule . . . 142
8.8 Exemple de spectre brut d'acquisition, avec une source Am/Be . . . 143
8.9 Énergies (en keV) déposées par des neutrons incidents sur la cellule d'$^3\mathrm{He}$ . . . 144

9.1 Interaction des neutrons dans l'$^3\mathrm{He}$. Sections efficaces en fonction de l'énergie cinétique des neutrons . . . 149
9.2 Interaction des γ dans l'$^3\mathrm{He}$ [149]. Sections efficaces en fonction de l'énergie des γ . . . 151
9.3 Interaction des μ dans l'$^3\mathrm{He}$ . . . 151
9.4 Vue 2-D d'une matrice de 1000 cellules de 125 cm^3 . . . 152
9.5 Coefficient de corrélation (C_{geo}) et Réjection énergétique (R_{ener}) en fonction de la taille de la cellule d'$^3\mathrm{He}$, pour des rayons γ de 2.6 MeV . . . 154
9.6 Coefficient de corrélation (C_{geo}) et Réjection énergétique (R_{ener}) en fonction de la taille de la cellule d'$^3\mathrm{He}$, pour des neutrons de 10 keV . . . 156
9.7 Coefficient de corrélation (C_{geo}) et Réjection énergétique (R_{ener}) en fonction de la taille de la cellule d'$^3\mathrm{He}$, pour des neutrons de 1 MeV . . . 156
9.8 Interactions des rayons γ dans MACHe3 : les quatre paramètres de la matrice sont présentés en fonction de l'énergie du γ incident, pour une matrice de 1000 cellules de 125 cm^3 . . . 158
9.9 Interaction des neutrons dans MACHe3. cf. fig. 9.8 . . . 158
9.10 Réjection totale en fonction de l'énergie de la particule incidente, pour une matrice de 1000 cellules de 125 cm^3 . . . 159
9.11 Comparaison GEANT-MCNP . . . 161
9.12 Spectre simulé de neutrons après un blindage de $30\,cm$ de paraffine, le spectre mesuré au LSM étant utilisé en entrée . . . 162

10.1 Énergie maximale déposée en fonction de la masse du neutralino . . . 169
10.2 Rapport des section efficaces axiale et scalaire sur un proton $\sigma^{SI}(p)/\sigma^{SD}(p)$ en fonction de $\sigma^{SD}(p)$ . . . 171
10.3 Section efficace axiale de diffusion $\widetilde{\chi}$ -$^3\mathrm{He}$, en fonction de la masse du neutralino (en GeV/c^2) . . . 173
10.4 Taux d'événements MACHe3 présentés dans le plan $(\mathrm{M}_2-\mu)$ . . . 174
10.5 Section efficace scalaire sur un proton en fonction de la masse du neutralino . . . 176
10.6 Zones de sensibilité des détections directes axiale (MACHe3) et scalaire . . . 178
10.7 Comparaison entre les télescopes à ν et MACHe3 . . . 181
10.8 Zones de sensibilité des détection directe axiale (MACHe3) et indirecte ν (annihilation dans le Soleil) . . . 182

10.9 Densité relique $\Omega_\chi h^2$ en fonction du flux de μ provenant de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ au centre du Soleil 183
10.10 Flux d'antiprotons issus de l'annihilation de $\widetilde{\chi}$ en fonction de la masse du neutralino 185
10.11 Rapport S/B pour deux énergies cinétiques différentes 186
10.12 Comparaison entre le flux de μ et celui de $\bar{p}$ 188
10.13 Densité relique $\Omega_\chi h^2$ en fonction du flux de $\bar{p}$ 189