



HAL
open science

Phénoménologie et détection du rayonnement cosmique nucléaire

Antje Putze

► **To cite this version:**

Antje Putze. Phénoménologie et détection du rayonnement cosmique nucléaire. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT: . tel-00433301

HAL Id: tel-00433301

<https://theses.hal.science/tel-00433301>

Submitted on 18 Nov 2009

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 I
École Doctorale de Physique Grenoble

Thèse de Doctorat

Spécialité : Physique des particules et astroparticules

présentée par
ANTJE PUTZE

en vue de l'obtention du grade de

Docteur en Sciences

de l'Université Joseph Fourier

**PHÉNOMÉNOLOGIE ET DÉTECTION DU
RAYONNEMENT COSMIQUE NUCLÉAIRE**

préparée au
Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie Grenoble

soutenue le 25 septembre 2009 devant le jury composé de :

Laurent Derome	Directeur de thèse
Fiorenza Donato	Rapporteuse
Corinne Goy-Henningsen	Rapporteuse
David Maurin	Examinateur
Konstantin Protassov	Président du jury
Pierre Salati	Examinateur

Remerciements

Je tiens à remercier Serge Kox, directeur du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC) de Grenoble, de m'avoir accueillie dans cet établissement et pour son soutien au Bureau Interne des Doctorants et post-doctorants du LPSC (BIDUL).

Je remercie particulièrement Fiorenza Donato et Corinne Goy-Henningsen pour l'intérêt qu'elles ont porté à mon travail et pour avoir consacré autant de leur temps à la lecture de ce manuscrit pendant l'été. Également un grand merci à Konstantin Protassov et Pierre Salati d'avoir accepté la tâche de me poser des questions après m'avoir écoutée parler pendant cinquante minutes sur mon travail.

Certes, sans Michel Buénerd je ne serais pas où je suis aujourd'hui. Merci de m'avoir acceptée et intégrée dans le groupe AMS-CREAM du LPSC pendant mes deux stages de Master, de m'avoir encouragée à commencer une thèse sur le rayonnement cosmique au sein de ton ancien groupe et pour ton enthousiasme et ton énergie inépuisables.

Ma plus grande reconnaissance et mon plus grand respect à mon grand maître Jedi Laurent Derome, qui m'a acceptée comme son jeune Padawan. Merci de m'avoir appris beaucoup sur la Force dans toutes ses facettes, de m'avoir laissée partir en Antarctique pour deux mois, pour ta patience, tes conseils, ton chauffage électrique pendant l'hiver et pour tout ce que je n'arrive pas à mettre sous forme d'une phrase dans mes remerciements.

Un très grand merci va à mon deuxième maître Jedi David Maurin, qui a influencé très tôt le développement de ma thèse et mon éducation littéraire. Merci pour toutes les discussions très enrichissantes et merci de m'avoir laissé débayer une partie d'USINE.

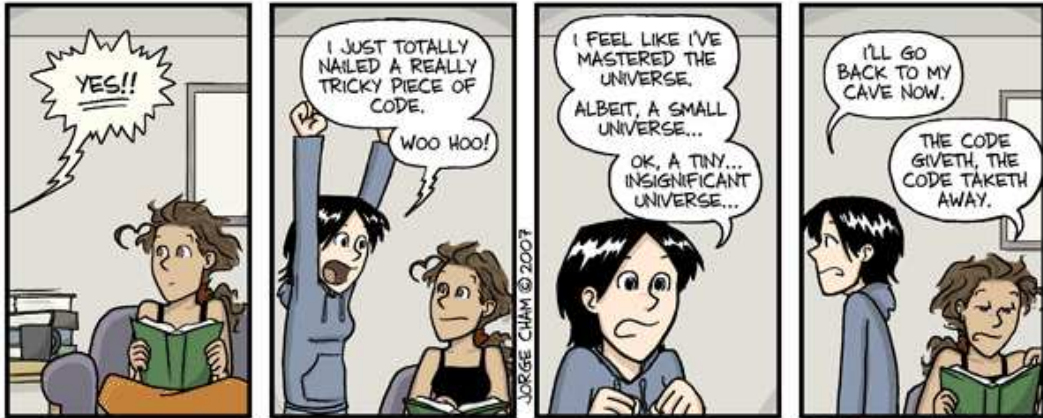
Jeune Padawan aussi, Guillaume Pignol a battu de nombreuses batailles avec moi. Merci pour les nombreuses ballades dans les rues de Grenoble, les nombreux repas chez toi ou dans nos restaurants préférés, les discussions journalières sur tout et rien, ... tout simplement : merci pour ton amitié. Merci à Viviane Lattouf de m'avoir prêtée Guillaume pendant autant de temps, ton gâteau au chocolat extraordinaire et ton chaleureux accueil dans l'appartement dans lequel je squatte régulièrement.

Étant étrangère, j'ai eu un soutien linguistique énorme, qui a permis de rendre cette thèse lisible et compréhensible. Merci à Laurent, David, Guillaume et Richard Taillet d'avoir relu et corrigé à plusieurs reprises ce manuscrit et de m'avoir laissée au moins quelques phrases de caractère allemand (longues et compliquées).

Merci à Christian Farnier et Stéphanie Roccia sans lesquels je n'aurais jamais réussi l'examen de physique des particules, à Yoann Sallaz-Damaz pour son soutien informatique et les diverses pauses dans mon bureau, à Julien Morel pour toutes les soirées restaurant/film(s) et ballades moto, à Julien Labbé pour son engagement et son calme stoïque, à Damien Girard pour toutes les sorties de ski et d'escalade, à Carole Weydert pour les diverses soirées (*luxes et bourgeoises*) et activités sportives (badminton, natation, Wii Sport/Fit, ...), à Alexia Gorecki pour tous les sachets de thé et discussions, à Vincent Drach pour les cours de clarinette, les apéros et les ballades, à Pierre-Antoine Harraud pour sa bonne humeur rafraichissante et les chocolats envoyés aux États-Unis, à Benoît Coste pour son énergie et sa motivation, à Thomas Delemontex pour toutes les occasions ratées, à Yannick Arnoud pour toutes les pauses café et soirées de discussion autour d'une bière et/ou une tartiflette mémorable, à Jean-Pierre Scordilis pour le thé et de m'avoir laissée travailler sur CherCam, à Olivier Bourrion pour toutes les interruptions et tout cet air chaud dans le bureau ;-), à Ludovic Erraud pour la bonne musique classique, à Davide Grandi pour le bain thermal et ton soutien moral pendant la rédaction de ce manuscrit, à mon « squatteur » de bureau préféré, Fernando Barao, pour sa curiosité et tous les dessins sur les nappes, à Charles Schutte pour toutes les discussions dans tous les endroits imaginables de la station américaine McMurdo en Antarctique autour d'un grand nombre de chocolats chauds jusqu'à 3h du matin, à Christian Miki qui m'a démontré qu'on ne meurt pas d'hypothermie avec un short en Antarctique pendant la saison d'été, à Kimberly Stout pour toutes les discussions en allemand, anglais et français et finalement à tout ceux et celles qui ont participé d'une manière à une autre à ma vie au laboratoire et à l'extérieur.

Merci aussi à mes parents qui m'ont prédit un futur au chômage et sous les ponts, mais qui me soutiennent quand même dans tous mes projets indépendamment du pays que je choisis pour vivre.

Last but not least, un énorme merci à la famille de mon frère de m'inviter (encore) à toutes les fêtes familiales, pour les séances de maquillage gratuites, les pizza devant la télévision, les jeux d'ordinateurs, les séances Skype régulières et les réveils chaleureux les matins à 7h avec les phrases : « Tante Antje ? Est-ce que je peux te maquiller comme une princesse/te faire des milliers de couettes/t'habiller en rose ? »



Résumé

Un siècle après la découverte du rayonnement cosmique – un flux de particules énergétiques chargées qui bombarde les couches supérieures de l’atmosphère terrestre –, beaucoup de questions restent encore ouvertes sur son origine, sa nature et son transport. La mesure précise du flux des ions du rayonnement cosmique a pour objectif d’étudier les processus d’accélération et de propagation. En particulier la mesure des rapports secondaire sur primaire permet de contraindre très efficacement les modèles de propagation car elle est directement liée au grammage vu par les particules durant leur transport. La connaissance et la caractérisation des processus liés à la propagation permet de reconstruire le spectre source du rayonnement cosmique et donc de contraindre les processus d’accélération, mais aussi de tester l’existence dans le rayonnement cosmique de contributions exotiques comme l’annihilation de particules de matière noire.

Cette thèse traite deux aspects de la physique du rayonnement cosmique : la phénoménologie et la détection. Concernant l’aspect phénoménologique, le travail présenté consiste à évaluer et à étudier les contraintes que les mesures actuelles permettent d’apporter sur les modèles de propagation du rayonnement cosmique dans la Galaxie à l’aide d’un Monte Carlo par chaînes de Markov. L’aspect expérimental de ce travail porte sur la participation à la construction, la validation et l’analyse des données du sous-détecteur CherCam – un imageur Cherenkov mesurant la charge des ions du rayonnement cosmique pour l’expérience CREAM –, dont les résultats préliminaires sont présentés.

Mots clés : rayonnement cosmique, propagation, Monte Carlo par chaînes de Markov, CREAM, CherCam, analyse des données, reconstruction de la charge

Abstract

One century after the discovery of cosmic rays – a flux of energetic charged particles which bombards the upper layers of Earth’s atmosphere –, many questions remain still open on its origin, nature and transport. The precise measurement of the cosmic-ray ion flux aims to study the acceleration and propagation processes. In particular, the measurement of secondary-to-primary ratios allows to constrain propagation models very effectively due to its direct dependency to the grammage seen by the particles during their transport. The knowledge and the characterisation of the processes related to the propagation make it possible to reconstruct the cosmic-ray source spectrum and thus to constrain the acceleration processes, but also to test the existence of exotic contributions such as the annihilation of dark-matter particles.

This thesis treats two aspects of cosmic-ray physics: the phenomenology and the detection. Concerning the phenomenological aspect, the work presented here consists in evaluating and studying the constraints on galactic cosmic-ray propagation models provided by current measurements using a Markov Chain Monte Carlo. The experimental aspect of this work concerns the participation in the construction, the validation and the data analysis of the CherCam subdetector – a Cherenkov imager measuring the charge of cosmic-ray ions for the CREAM experiment – whose preliminary results are presented.

Keywords: cosmic rays, propagation, Markov Chain Monte Carlo, CREAM, CherCam, data analysis, charge reconstruction

Table des matières

Introduction	1
I Le rayonnement cosmique	3
1 Un peu d'histoire	5
1 La physique autour de 1900	5
1.1 La radioactivité - le rayonnement ionisant	6
1.2 L'ionisation de l'air	7
2 À la recherche de la source du rayonnement	8
2.1 Les électromètres de Theodor Wulf	8
2.2 L'ascension de la Tour Eiffel	8
2.3 La première tentative en ballon	10
3 La découverte du rayonnement cosmique	10
3.1 La mesure du coefficient d'absorption de l'air par Viktor Hess	10
3.2 Les neuf vols en ballon de Viktor Hess	11
3.3 Les rayons cosmiques sont des particules	12
4 À la découverte de nouvelles particules	15
4.1 La chambre à brouillard	15
4.2 Le positron	16
4.3 Le muon	16
4.4 Le pion et le kaon	17
5 Les gerbes atmosphériques	17
6 Le déplacement thématique	18
Bibliographie	19
2 La physique et la détection	21
1 Les propriétés générales	21
1.1 Le spectre énergétique	21

1.2	La composition et les abondances	24
1.3	Les sources et l'accélération	26
2	L'intérêt physique	27
2.1	Les contraintes sur les paramètres de propagation	27
2.2	La matière noire	28
3	La détection	32
3.1	La détection directe	33
3.2	La détection indirecte	34
	Bibliographie	37
3	La propagation dans le milieu interstellaire	39
1	L'équation de diffusion	39
1.1	L'équation de diffusion de base	40
1.2	Le spectre source	41
1.3	Le vent galactique	42
1.4	La réaccélération	42
1.5	L'équation de diffusion complète	43
2	Les modèles de propagations usuels	44
2.1	Le modèle du Leaky-Box	44
2.2	Le modèle de diffusion	45
2.3	La cohérence entre les modèles de diffusion à une et deux di- mensions	49
2.4	L'équivalence entre le modèle du Leaky-Box et le modèle de diffusion à une dimension	50
3	Les contraintes sur les paramètres de propagation	52
3.1	Les noyaux stables	52
3.2	Les noyaux radioactifs	53
3.3	Les abondances sources	54
4	La modulation solaire	54
4.1	L'approximation du champ de force	56
5	L'implémentation de l'équation de diffusion	58
	Bibliographie	60
II	La phénoménologie du rayonnement cosmique	63
4	Le Monte Carlo par chaînes de Markov	65

1	Le principe	65
1.1	L'inférence Bayésienne	65
1.2	Les chaînes de Markov	66
1.3	L'idée de base	66
1.4	L'algorithme de Metropolis-Hastings	67
2	L'analyse des chaînes	69
2.1	La longueur de Burn-In	69
2.2	La longueur de corrélation	69
2.3	Les échantillons indépendants et l'acceptation	69
3	La fonction objectif	70
4	Les fonctions d'échantillonnage	70
4.1	m gaussiennes unidimensionnelles (le « pas gaussien »)	71
4.2	La gaussienne à m dimensions (le « pas de matrice de covariance »)	71
4.3	La partition binaire de l'espace (le « pas BSP »)	72
5	L'implémentation dans un code de propagation	73
	Bibliographie	76
5	Contraintes sur la propagation du rayonnement cosmique	77
1	Le modèle du Leaky-Box	78
1.1	Les paramètres libres	78
1.2	Une illustration des fonctions d'échantillonnage	79
1.3	L'estimation des paramètres de propagation à partir du rapport B/C	81
1.4	Les contraintes à partir du flux \bar{p}	93
1.5	Les paramètres sources	95
1.6	Conclusion	103
2	Le modèle de Diffusion	103
2.1	La géométrie de la Galaxie et les paramètres du modèle	103
2.2	L'optimisation du MCMC	108
2.3	Le modèle de diffusion standard à une dimension: les noyaux stables	110
2.4	Le modèle de diffusion standard à une dimension: les noyaux radioactifs	115
2.5	Le modèle de diffusion modifié à une dimension: les noyaux radioactifs	116

2.6	Conclusion	118
	Bibliographie	120
III	La mesure du rayonnement cosmique avec l'expérience CREAM	125
6	L'expérience CREAM	127
1	Les objectifs physiques	127
2	Le détecteur	128
2.1	Le <i>Timing Charge Detector</i> (TCD) et l'hodoscope S3	129
2.2	Le <i>Cherenkov Detector</i> (CD)	130
2.3	La <i>Cherenkov Camera</i> (CherCam)	130
2.4	Le <i>Silicon Charge Detector</i> (SCD)	131
2.5	Le calorimètre hadronique (CAL) et ses cibles	131
3	Les campagnes de vol de CREAM-III et de CREAM-IV	132
3.1	Le vol de 2007	136
3.2	Le vol de 2008	137
	Bibliographie	139
7	CherCam: un imageur Cherenkov pour CREAM	141
1	L'effet Cherenkov	141
2	La mesure de la charge par effet Cherenkov	143
3	Le plan radiateur	145
3.1	L'aérogel	146
3.2	La caractérisation	147
4	Le plan de détection	149
4.1	Les photomultiplicateurs	149
4.2	L'électronique	151
5	La structure mécanique	153
6	La validation du détecteur	153
6.1	Tests en faisceau du prototype au CERN	153
6.2	Test sous vide	161
6.3	Test thermique sous vide	163
7	La simulation du détecteur	165
	Bibliographie	168

8	L'analyse des données du troisième vol de CREAM en 2007	171
1	L'analyse des données du calorimètre et du SCD	172
1.1	La reconstruction de la trace	172
1.2	La reconstruction de l'énergie	176
1.3	La reconstruction de la charge avec le SCD	178
2	L'analyse des données de CherCam	181
3	Les résultats...	189
3.1	... avec la simulation	189
3.2	... avec les données du vol 2007	189
	Bibliographie	198
	Conclusion	199

Introduction

Le rayonnement cosmique est un flux de particules énergétiques chargées qui bombarde de façon continue les couches supérieures de l'atmosphère terrestre. Il est aujourd'hui établi que la source de ce rayonnement est galactique mais les sites de production et d'accélération de ces particules restent inconnues même si plusieurs indices semblent montrer que l'environnement des supernovae constitue un candidat naturel. Les particules issues de ces sources sont diffusées et confinées par le champ magnétique galactique. Le flux de particules arrivant au niveau de la Terre est donc, en dehors des effets locaux dus au champ magnétique terrestre, isotrope. De plus, lors de la propagation dans la Galaxie, les ions du rayonnement cosmique interagissent avec la matière interstellaire et produisent par fragmentation des particules dites secondaires.

La mesure précise du flux des ions du rayonnement cosmique a pour objectif d'établir l'origine et d'étudier les processus d'accélération et de propagation du rayonnement cosmique. En particulier la mesure des rapports secondaire sur primaire permet de contraindre très efficacement les modèles de propagations du rayonnement cosmique dans la Galaxie car elle est directement liée au grammage vu par les particules lors de la propagation. La connaissance et la caractérisation des processus liés à la propagation permet de reconstruire le spectre source du rayonnement cosmique et donc de contraindre les processus d'accélération à l'origine du rayonnement cosmique et une contribution exotique.

Cette thèse traitera deux aspects de la physique du rayonnement cosmique : la phénoménologie et la détection. Concernant l'aspect phénoménologique, le travail présenté consiste à évaluer et à étudier les contraintes que pourront apporter des nouvelles mesures sur les modèles de propagation du rayonnement cosmique dans la Galaxie. L'aspect expérimental de mon travail porte sur ma participation à la construction, la validation et l'analyse des données du détecteur CREAM et CherCam, un imageur Cherenkov mesurant la charge des ions du rayonnement cosmique. Par conséquent, ce manuscrit est réparti en trois grandes parties : la présentation du rayonnement cosmique, les contraintes des paramètres de propagation et de source et la mesure du rayonnement cosmique.

Dans la première partie, nous retraçons dans le chapitre 1 l'histoire de la découverte du rayonnement cosmique qui a marqué le début d'un nouveau domaine de la physique : la physique des particules. Ses différentes propriétés sont discutées ensuite dans le chapitre 2 pour tirer un bilan sur les questions encore ouvertes sur sa nature, son accélération et sa propagation. Cette dernière joue un rôle clé dans la bonne compréhension des processus physiques se déroulant dans la Galaxie et est discutée en détails dans le chapitre 3 en évoquant deux modèles de propagation couramment

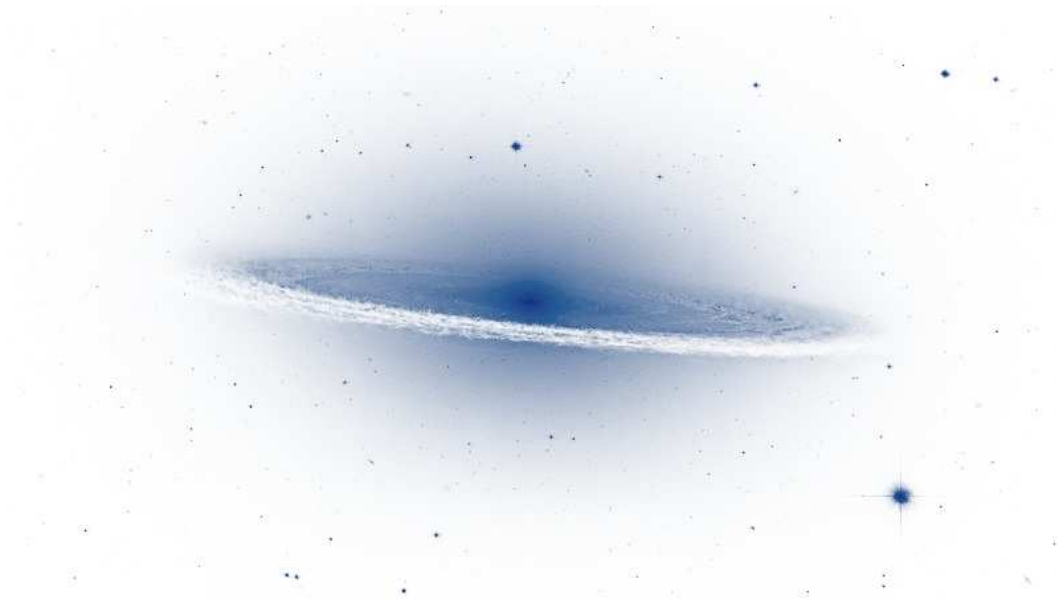
utilisés : le modèle du Leaky-Box et de diffusion.

La deuxième partie traite d'une nouvelle méthode d'extractions de paramètres dans le contexte du rayonnement cosmique : le Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC), un outil présenté dans le chapitre 4 qui fournit toutes les densités de probabilité *a posteriori* jointes et individuelles des paramètres tout en couvrant efficacement l'espace des paramètres multi-dimensionnel à un coût minimal en temps de calcul. Les résultats obtenus à ce jour avec le MCMC dans le cadre du modèle du Leaky-Box et du modèle de diffusion à une dimension sont présentés dans le chapitre 5.

La troisième partie de la thèse présente le travail expérimental effectué autour de l'instrument *Cosmic Ray Energetics And Mass* (CREAM), présenté dans le chapitre 6, qui est un détecteur conçu pour la mesure des spectres élémentaires du rayonnement cosmique de haute énergie entre 10^{12} et 10^{15} GeV, et plus particulièrement le sous-détecteur CherCam. Le chapitre 7 est consacré entièrement au détecteur CherCam, un imageur Cherenkov conçu et construit au LPSC, qui mesure la charge du rayon cosmique à l'aide de la lumière Cherenkov émise dans un radiateur en aérogel par cette particule, et à ma participation aux différentes phases de construction de l'instrument. Enfin, le chapitre 8 présente le travail effectué sur l'analyse des données du troisième vol de CREAM.

Première partie

LE RAYONNEMENT COSMIQUE





1

Un peu d'histoire

Le but de ce chapitre est de retracer l'histoire de la découverte du rayonnement cosmique, incontestablement liée aux travaux du physicien autrichien Viktor Franz Hess. Son succès s'est fondé sur une rigueur scientifique avec laquelle il a accompli sa recherche et sur les résultats récents de ses collègues dans le domaine de l'électricité et de la radioactivité. Après la mise en évidence de son caractère extraterrestre, le rayonnement cosmique fut l'objet de recherches systématiques sur sa composition. Son étude a permis la découverte de nouvelles particules (élémentaires, anti-particules etc.) et ainsi l'ouverture d'un nouveau domaine de physique : la physique des particules.

Dans ce chapitre les détecteurs développés pour la caractérisation des phénomènes physiques alors inconnus et les scientifiques à l'origine de ces nouvelles découvertes seront présentés chronologiquement.

1 La physique autour de 1900

L'histoire de la découverte du rayonnement cosmique est directement liée à l'exploration de l'électricité et à la conductivité de l'air. La découverte de l'électron fut une étape décisive dans la compréhension de l'électricité, résolvant un des plus grands mystères du XIX^e siècle. En 1897, Sir Joseph John (J.J.) Thomson prouva que la charge électrique est portée par des particules, qu'il nomma *corpuscules*. Il mesura leur rapport charge-sur-masse e/m , montrant que celui-ci était 1 700 plus grand que celui d'un atome d'hydrogène. Finalement il démontra que la charge e était la même que celle de l'atome d'hydrogène, concluant que la masse du corpuscule devait être 1 700 plus petite que celle de l'hydrogène, jusque là la masse la plus petite connue. Dans son discours du Prix Nobel [1], Thomson alla plus loin en déduisant que « l'atome n'est pas la limite finale de la subdivision de la matière ». Ce corpuscule fut plus tard identifié à l'électron et sa charge fut mesurée en 1906 par Robert

Andrews Millikan.

D'autres phénomènes attendaient encore leur explication à la fin du XIX^e siècle. Un de ces phénomènes non résolus était la perte de charge progressive des cylindres métalliques chargés et bien isolés de la Terre. La seule réponse possible semblait être que la décharge se faisait à l'aide de l'air. L'air étant connu pour ses propriétés d'isolant électrique, le mécanisme exact de la décharge demeurait une question, dont la réponse mena directement à la découverte du rayonnement cosmique.

1.1 La radioactivité - le rayonnement ionisant

En 1896, le physicien français Antoine Henri Becquerel découvrit, en étudiant des éléments phosphorescents, que les sels d'uranium émettent un rayonnement capable de décharger des matériaux électriquement chargés éloignés de la source [2]. De plus, il constata que les rayons émis augmentent la conductivité des gaz via la création de nouveaux porteurs de charges nommés *ions*. Cette caractéristique valut à cette radiation le nom de *rayonnement ionisant*. Marie et Pierre Curie décelèrent, en mesurant l'ionisation de l'air, que l'uranium n'est pas le seul matériau émettant spontanément ce rayonnement. Ils nommèrent ces substances *radioactives*.



FIGURE 1.1 – Les découvreurs des substances radioactives (de gauche à droite) : Antoine Henri Becquerel, Pierre et Marie Curie.

Le travail de plusieurs scientifiques montra qu'il y a effectivement trois types de rayonnements émis par les substances radioactives : les rayons α , β et γ , ainsi désignés par le chimiste néo-zélandais Sir Ernest Rutherford. Les rayons α et β , découverts en 1899, furent très vite identifiés par Rutherford comme des particules. Becquerel identifia en 1900 les particules β aux électrons. En 1903, Rutherford suggéra que les particules constituant le rayonnement α sont des atomes d'hélium, mais il lui a fallu cinq ans de plus pour le prouver [3]. L'identification des rayons γ , découverts par le physicien français Paul Ulrich Villard, fut plus difficile. C'est en 1914 que Rutherford montra que ces rayons sont des ondes électromagnétiques comparables aux rayons X, mais avec une longueur d'onde plus courte.

Une des principales propriétés utilisée pour caractériser les particules est leur

pouvoir de pénétration. Les particules α sont absorbées par environ 5 cm d'air, une valeur très bien définie due au caractère monoénergétique de ce type de rayonnement radioactif. Les particules β ont une profondeur de pénétration plus grande. L'émission de l'électron pendant la décroissance radioactive est accompagnée par une émission d'un antineutrino. Les deux particules se partagent l'énergie initiale, ce qui explique ainsi le spectre continu du rayonnement β et donc sa profondeur de pénétration variable. Le rayonnement γ s'est avéré être le rayonnement le plus pénétrant des trois. Il faut plusieurs centimètres de plomb pour réduire son intensité d'un facteur 10.

1.2 L'ionisation de l'air

L'explication du phénomène de décharge dans l'air des conducteurs électriquement chargés a été donnée en 1900 par les deux physiciens allemands Julius Elster et Hans Geitel [4]. Ils mesurèrent la décharge électrique d'un conducteur chargé successivement positivement et négativement, dans différentes conditions de l'air (pur et nébuleux), à différentes températures, à différents niveaux d'humidité et à plusieurs altitudes. Ils montrèrent que la température et l'humidité absolue ¹ n'ont aucun effet sur la décharge électrique contrairement aux conditions de l'air et à l'altitude. De plus ils constatèrent que cette décharge est plus importante dans l'air pur que dans l'air nébuleux ², quelle que soit la charge initiale du conducteur. La décharge était significativement plus importante à haute altitude (3 km) qu'à basse altitude et quand le conducteur était initialement chargé négativement.

Ces observations furent expliquées par le fait que l'air est ionisé, c'est-à-dire qu'il contient en même temps et dans les mêmes quantités des porteurs de charge négatifs et positifs libres. Ainsi un conducteur initialement chargé positivement attire les ions négatifs et vice versa, se déchargeant lentement. Quand l'air est pur les ions se déplacent librement, presque sans frottements, mais quand l'air est nébuleux ils sont liés à des gouttes d'eau, qui augmentent leur masse, diminuant ainsi leur mouvement libre. Elster et Geitel argumentèrent que les ions libres dans l'atmosphère sont séparés par le champ électrique de la Terre. Par conséquent, la quantité d'ions positifs est plus grande que celle des ions négatifs aux sommets des montagnes, ce qui explique que la décharge est favorisée pour les conducteurs initialement chargés négativement.

Prouvant que l'ionisation de l'air est la même que celle des gaz ayant eu contact avec le rayonnement des substances radioactives, on a naturellement conclu qu'une sorte de radioactivité naturelle, intrinsèque à la Terre, constitue la source de l'ionisation de l'atmosphère et de la décharge électrique des conducteurs chargés.

¹L'humidité absolue est définie pour le gaz comme sa teneur en vapeur d'eau. Elle est limitée par la quantité maximale que le gaz peut absorber avant qu'il y ait saturation à la température de celui-ci.

²Le brouillard résulte du refroidissement d'un volume d'air jusqu'à la condensation d'une partie de sa vapeur d'eau ou par ajout de vapeur d'eau pour atteindre la saturation.

2 À la recherche de la source du rayonnement

Theodor Wulf, un prêtre jésuite et physicien allemand, s'est particulièrement intéressé à la source du rayonnement ionisant l'atmosphère terrestre. Il était connu avant tout pour avoir conçu les électromètres (aussi appelés électroscopes) les plus précis de l'époque.

2.1 Les électromètres de Theodor Wulf

Un électromètre standard est composé de deux fines feuilles conductrices de masse très faible suspendues à une électrode. Quand l'électrode est chargée, les feuilles portent des charges de même signe et se repoussent mutuellement. Les feuilles s'éloignent d'autant plus que la charge est grande. La mesure de leur séparation est ainsi la mesure directe de la charge de l'électrode.

Pour l'électromètre de Theodor Wulf [5], les feuilles sont remplacées par deux fils conducteurs, attachés en haut et en bas. Une fois les fils chargés, ils se repoussent mutuellement en se courbant vers l'extérieur. La tension appliquée aux fils peut être mesurée avec une très grande précision au milieu, où la distance entre les fils est la plus grande, à l'aide d'un microscope et un micromètre oculaire. Les fils en platine utilisés couramment ont un diamètre de $4\ \mu\text{m}$, mais une plus grande sensibilité peut être atteinte en utilisant des fils plus fins (jusqu'à $1\ \mu\text{m}$). Une autre caractéristique des électromètres de Wulf est leur faible capacité, ce qui permet de mesurer des faibles quantités de charge.

Les mesures du rayonnement ionisant se faisaient à l'aide d'une chambre d'ionisation et d'un électromètre. L'idée de Wulf était de combiner la chambre d'ionisation avec l'électromètre [6]. Les fils de l'électromètre constituaient ainsi les éléments de décharge et le récipient protégeant les fils la chambre d'ionisation. Il diminua par conséquent fortement la capacité de son instrument, le rendant plus sensible aux mesures d'ions que d'autres instruments existants. Il le nomma *Strahlungsapparat*, duquel un schéma peut être trouvé sur la page 9.

2.2 L'ascension de la Tour Eiffel

L'opinion courante était que l'ionisation de l'air était dû aux rayonnements des éléments radioactifs dans la croûte terrestre. Comme ce rayonnement est très pénétrant et que le rayonnement γ est le plus pénétrant des trois types connus, il était tentant d'attribuer l'ionisation de l'air à une source naturelle de rayonnement γ . Connaissant le coefficient d'absorption de l'air, on s'attendait donc à ce que le taux d'ionisation diminue de moitié à 80 m et soit quasiment absent à 300 m. À la recherche de la source du rayonnement très pénétrant, Wulf gravit la Tour Eiffel à Paris en 1910 avec l'idée que les mesures au sommet de celle-ci à 300 m de hauteur pourraient clarifier la situation.

Pendant 6 jours, Wulf mesura l'ionisation en bas et en haut de la Tour Eiffel. Il trouva qu'en moyenne il y avait $6,0\ \text{ions cm}^{-3}\ \text{s}^{-1}$ au niveau du sol et $3,5\ \text{ions cm}^{-3}\ \text{s}^{-1}$ à 300 m [7], excédant la valeur attendue. Il conclut qu'on devrait supposer soit l'exis-

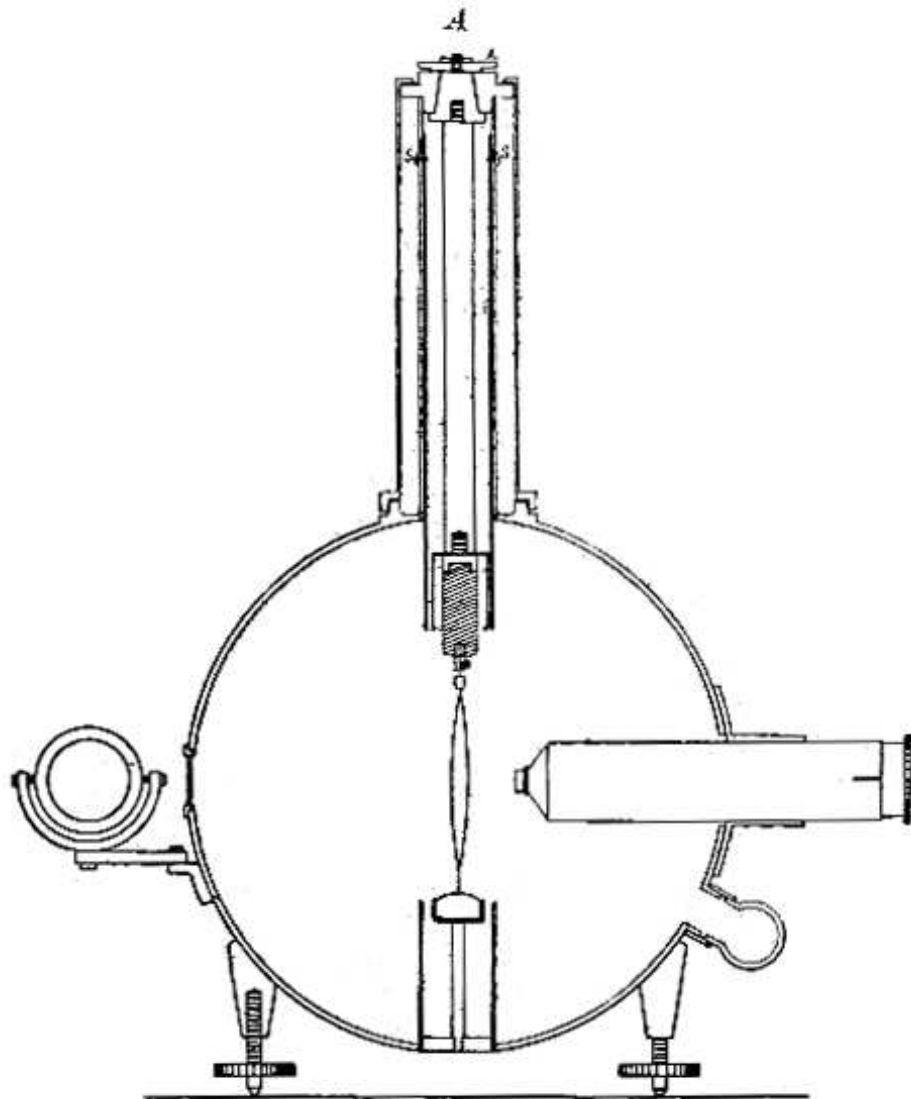


FIGURE 1.2 – Strahlungsapparat de Theodor Wulf [6]. Le boîtier est un cylindre en métal, absorbant une partie du rayonnement. Les fils sont attachés à un tampon en ambre jaune qui est tenu par une barre en laiton sortant du boîtier. À l'extrémité de cette barre se trouve un disque A permettant de tourner l'axe des fils de sorte qu'il soit toujours positionné perpendiculairement à l'axe du microscope. La lumière pour le microscope est fournie par une fenêtre à la face opposée du microscope. Un miroir mobile peut être utilisé pour guider la lumière du soleil dans la fenêtre. Plus de détails sur son fonctionnement et sa calibration sont donnés dans l'article [6].

tence d'une source de rayons γ dans l'atmosphère en plus de celle dans la croûte terrestre, soit une absorption du rayonnement dans l'air plus faible. Il avait déjà mentionné dans son article [6] l'importance de faire des mesures à plus hautes altitudes en utilisant des ballons pour déterminer si la source du rayonnement est la Terre, l'atmosphère ou même les étoiles, mais il le souligna encore une fois dans l'article publiant les résultats des mesures sur la Tour Eiffel [7]. Ses résultats et conclusions ne furent pas acceptés initialement par la communauté des physiciens.

2.3 La première tentative en ballon

Le physicien allemand Albert Gockel fut le premier à entreprendre une mesure de l'ionisation de l'air en fonction de l'altitude en utilisant un ballon. Pendant deux vols en 1910 et 1911, il étudia la décharge d'un électromètre à fermeture étanche et d'un *Strahlungsapparat* de Wulf, qui lui n'est pas étanche, entre 300 et 2 800 m d'altitude [8]. Il remarqua que le rayonnement γ diminuait seulement légèrement avec l'altitude et qu'il semblait même augmenter à haute altitude. Il formula ces conclusions avec beaucoup de précaution, croyant que l'électromètre avait des fuites. Les résultats du deuxième vol confirmèrent ceux du premier, donnant du crédit aux résultats de Wulf.

3 La découverte du rayonnement cosmique

Les résultats de Wulf et de Gockel étaient très surprenants pour la communauté scientifique. Pour le physicien autrichien Viktor Franz Hess il y avait seulement deux explications possibles : soit il existe une source d'ionisation dans l'atmosphère terrestre, soit l'effet de l'absorption du rayonnement γ dans l'air est plus faible que prévu par des calculs. Hess décida alors de vérifier d'abord le deuxième point en mesurant le coefficient d'absorption dans l'air, ce qui n'avait jamais été fait avant 1911 [9].

3.1 La mesure du coefficient d'absorption de l'air par Viktor Hess

Pendant cinq séries d'expériences, Hess mesura l'ionisation de l'air par des substances radioactives en fonction de la distance avec un électromètre de Wulf et une chambre d'ionisation pour déterminer le coefficient d'absorption de l'air. Pour ceci il utilisait des substances radioactives très actives émettant des rayons γ permettant une ionisation mesurable jusqu'à une distance de 90 m. Il positionna la source à plusieurs distances de la chambre d'ionisation et mesura le courant d'ionisation correspondant. Le coefficient d'absorption moyen de l'air ainsi trouvé était $\lambda = 4,47 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$, une valeur très proche de celle extrapolée de la loi de densité ($\lambda = 4,4 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$) [9]. Avec un tel coefficient, le rayonnement devrait être pratiquement absorbé par l'air au-delà de 500 m d'altitude si on suppose que la source du rayonnement est dans la croûte terrestre.

3.2 Les neuf vols en ballon de Viktor Hess

Pour vérifier si la source du rayonnement ionisant l'atmosphère est effectivement située dans la croûte terrestre, Hess entreprit une série de vols en ballon. Contrairement à Gockel, il disposait d'un *Strahlungsapparat* étanche, développé spécifiquement par Wulf pour des mesures à haute altitude et sous l'eau. De plus, grâce à une paroi suffisamment épaisse, cet instrument était sensible au rayonnement γ uniquement.

Les deux premiers vols [10]

Hess entreprit son premier vol le 28 août 1911 lors duquel il monta jusqu'à une altitude relative de 1 070 m. Il remarqua que l'ionisation est pratiquement la même à cette altitude qu'au niveau du sol. Il put exclure que le ballon se soit chargé pendant le vol, provoquant ainsi des valeurs élevées. Un deuxième vol, pendant la nuit du 12 au 13 octobre 1911, fut effectué pour confirmer les résultats du premier. Malheureusement le ballon n'atteignit pas une très haute altitude. Pendant ce vol, Hess ne constata aucun changement important dans l'ionisation de l'atmosphère entre le sol et une altitude de 360 m. Ces deux vols lui permirent de vérifier les résultats de Gockel et il conclut que d'autres vols en ballons étaient nécessaires.

Les sept vols suivants [11]

Durant les mois d'avril à août 1912, Hess entreprit sept vols en ballons supplémentaires. Pendant ces vols il utilisait deux *Strahlungsapparate*, désignés par la suite appareil I et II, et un électromètre de Wulf, désigné par la suite appareil III. Pour réduire le rayonnement propre de l'instrument, l'intérieur des appareils I et II étaient couverts d'une fine couche de zinc. Le boîtier lui-même avait une épaisseur de 3 mm, suffisante pour arrêter les rayons α et β . L'appareil III était isolé par un cylindre en zinc fonctionnant comme chambre d'ionisation. L'épaisseur de la paroi en zinc était de 0,188 mm, étanche aux rayons α mais perméable aux rayons β . En plus de ces instruments pour mesurer le rayonnement très pénétrant, Hess embarqua des instruments pour mesurer les variables météorologiques (pression, température, humidité etc.).



FIGURE 1.3 – Viktor Hess.

Le but de ces vols était d'accumuler assez de statistique aux différentes altitudes, proche du sol et à plus haute altitude, pour confirmer ou infirmer les conclusions de Wulf et de Gockel. Une mesure simultanée des rayons β avec l'appareil III et des rayons γ avec les appareils I et II permettrait de tester si les deux rayonnements se comportent de la même façon. Les deux appareils mesurant le rayonnement γ permettraient un meilleur contrôle de possibles effets systématiques. Pour assurer une bonne précision sur ces variations, il fallait que le ballon volât à une altitude constante. Ceci pouvait seulement être garanti pendant la nuit. Le seul vol diurne eut lieu pendant l'éclipse solaire totale du 17 avril 1912. Ce premier des sept vols a

permis à Hess de montrer que le rayonnement qu'il mesurait ne venait pas du soleil, comme aucune diminution du rayonnement n'a été observée pendant l'éclipse.

Le tableau 1.1 regroupe les moyennes des 88 mesures prises par Hess pendant ses sept vols en ballon en fonction de l'altitude. Pour chaque intervalle d'altitude une valeur moyenne des différentes mesures est donnée pour chaque appareil. Contrairement aux appareils I et II, l'appareil III n'était pas étanche et il fallait prendre en compte la différence de pression en fonction de l'altitude. Les valeurs non corrigées correspondent donc aux valeurs brutes et les valeurs corrigées tiennent compte de la différence de pression. La figure 1.4 représente ces valeurs moyennes (corrigées et non corrigées) pour tous les appareils.

Hess tira les conclusions suivantes de ces résultats : immédiatement au-dessus du sol le rayonnement diminue. Cette diminution est visible jusqu'à environ 1 000 m d'altitude et elle est due à l'absorption des rayons γ venant de la surface terrestre par l'air. Ainsi ces rayons γ peuvent seulement produire une ionisation maximale de 3 ions $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ dans les récipients en zinc. Au-delà des 1 000 m d'altitude le rayonnement augmente significativement avec l'altitude. Il put exclure une présence des substances radioactives dans les nuages ou des brouillards. De plus, il trouva que les fluctuations du rayonnements ne sont pas dues à des variations météorologiques. Hess conclut que « les résultats de l'étude semblent être le plus explicables par l'hypothèse qu'un rayonnement très pénétrant pénètre notre atmosphère d'en haut et produit aussi dans les couches atmosphériques les plus basses une partie de l'ionisation observée dans les récipients fermés. L'intensité de ce rayonnement semble être soumise à des fluctuations temporelles [...]. Puisque je n'ai trouvé aucune réduction du rayonnement ni pendant la nuit ni pendant l'éclipse solaire, on ne peut pas considérer le soleil en tant que source directe de ce rayonnement hypothétique et très pénétrant ». Ces résultats ont été confirmés en 1913/14 par le physicien allemand Werner Kolhörster, qui a mesuré une augmentation de l'ionisation de l'atmosphère jusqu'à une altitude de 9 300 m [12, 13].

Vue la grande capacité de pénétration de ces rayons, Hess les nomma *rayons ultra γ* , mais on adoptera plus tard le nom de *rayonnement cosmique*, nom donné par Robert Millikan en 1926 [14, 15, 16]. Viktor Hess reçut en 1936 le prix Nobel de Physique pour la découverte de l'origine extraterrestre du rayonnement cosmique.

3.3 Les rayons cosmiques sont des particules

La découverte du rayonnement cosmique déclencha une vague de nouvelles expériences pour étudier ses différentes caractéristiques et ses sources probables. On pensait que ce rayonnement extraterrestre était constitué d'une sorte de rayons γ très pénétrants, même si aucune preuve n'existait. Une nouvelle méthode de mesure et un esprit critique furent nécessaires pour prouver que le rayonnement cosmique est effectivement composé par des particules chargées.

Le compteur Geiger-Müller et la mesure en coïncidence

Après la découverte de la radioactivité, on essaya de caractériser les différents types de rayonnement. Dans ce but le physicien allemand Johannes (Hans) Geiger inventa

Altitude moyenne au-dessus du sol [m]	Rayonnement observé [ions/cm ³ /s]			
	Appareil I q_I	Appareil II q_{II}	Appareil III	
			q_{III} corrigé	q_{III} non corrigé
0 (au sol)	16,3 (18)	11,8 (20)	19,6 (9)	19,6 (9)
jusqu'à 200	15,4 (13)	11,1 (12)	19,1 (8)	18,5 (8)
200 - 500	15,5 (6)	10,4 (6)	18,8 (5)	17,7 (5)
500 - 1 000	15,6 (3)	10,3 (4)	20,8 (2)	18,5 (2)
1 000 - 2 000	15,9 (7)	12,1 (8)	22,2 (4)	18,7 (4)
2 000 - 3 000	17,3 (1)	13,3 (1)	31,2 (1)	22,5 (1)
3 000 - 4 000	19,8 (1)	16,5 (1)	35,2 (1)	21,8 (1)
4 000 - 5 000	34,4 (2)	27,2 (2)	-	-

TABLE 1.1 – Valeurs moyennes des 88 points de mesures de Hess à différentes altitudes [11]. Les appareils I et II mesuraient le rayonnement γ , l'appareil III mesurait le rayonnement β . Le facteur de correction des mesures de l'appareil III tient compte du défaut d'étanchéité.

Les résultats de Viktor Hess (1912)

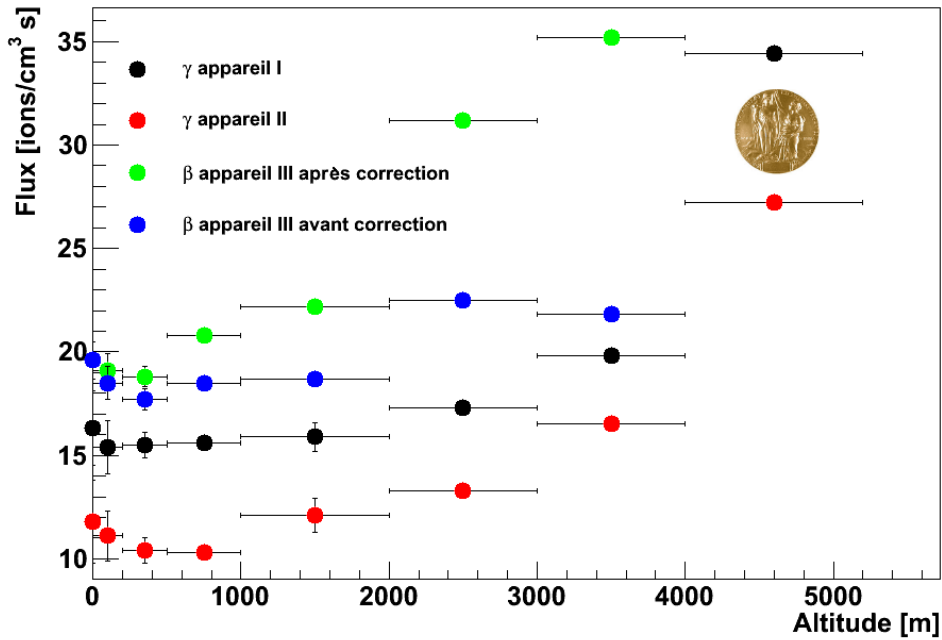


FIGURE 1.4 – Figure représentant les valeurs du tableau 1.1. Les points à très haute altitude ont valu à Viktor Hess le prix Nobel de physique en 1936.

avec Rutherford un compteur de particules α basé sur le principe d'amplification de l'ionisation par collision [17]. Il étendit la sensibilité de son compteur aux particules β en profitant de l'effet de pointe [18]. Plus tard, en 1928, il améliora avec son étudiant Walther Müller son compteur de particules α afin de mesurer toute sorte de rayonnement ionisant [19]. Le nouveau compteur porte maintenant le nom Geiger-Müller.

En 1924, Geiger et son assistant Walther Bothe décidèrent de tester expérimentalement l'explication de la dualité onde-particule proposée par Bohr, Kramers et Slater, qui niaient la validité de la loi de conservation de l'énergie et de l'impulsion [20]. L'idée de Geiger et de Bothe était de mesurer simultanément le photon réfléchi et l'électron de recul après une diffusion Compton. D'après la théorie de Bohr, Kramers et Slater, il existe seulement un rapport statistique entre le photon et l'électron et une telle expérience ne devrait pas voir d'événements. Le dispositif expérimental utilisé était composé de deux compteurs Geiger à effet de pointe. Un faisceau de rayons X passant entre les deux extrémités sensibles des compteurs sans les toucher interagit par effet Compton avec l'atmosphère d'hydrogène. Les lectures des deux compteurs ont été enregistrées côte à côte sur une bande mobile, permettant ainsi une mesure en coïncidence temporelle. Le résultat infirma la théorie de Bohr, Kramers et Slater et confirma le principe de la conservation de l'énergie.

Identification du rayonnement cosmique

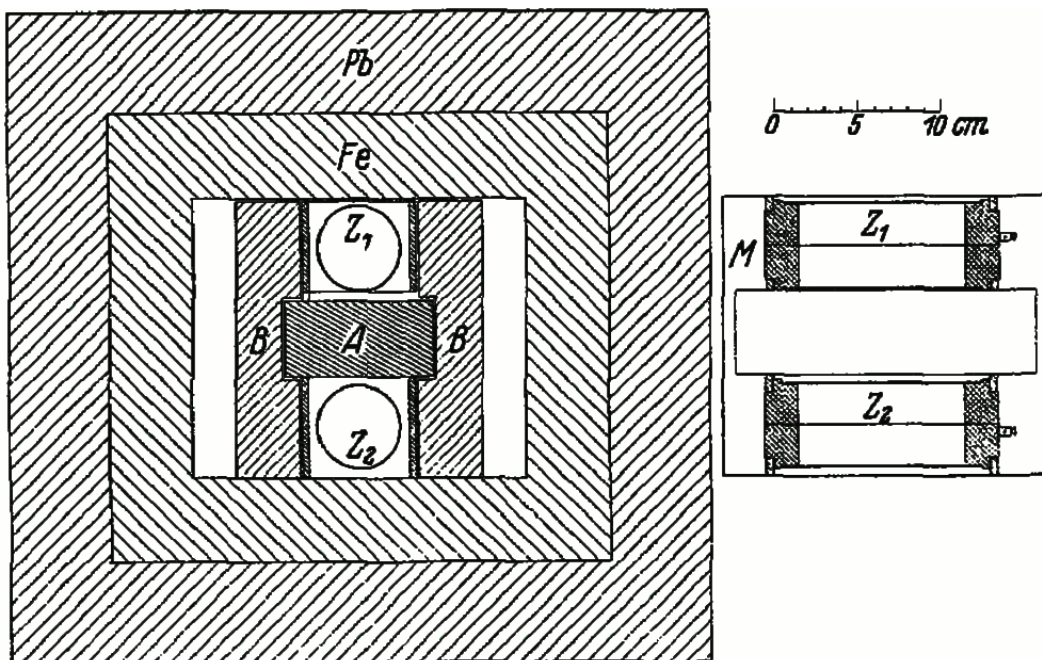


FIGURE 1.5 – Appareil de coïncidence de Bothe et Kolhörster [21]. Les deux compteurs Geiger-Müller Z_1 et Z_2 sont protégés sur le côté par deux blocs en plomb B , permettant de tenir un matériaux absorbant A , qui peut être inséré entre les deux compteurs. Le tout est entouré par une enceinte en fer Fe et une deuxième en plomb Pb .

En 1929, Bothe commença à s'intéresser au rayonnement cosmique. La nature de ce rayonnement n'était alors toujours pas établie. Bothe et Kolhörster décidèrent d'explorer cette question en utilisant une mesure en coïncidence [21]. Pour cela ils utilisèrent deux compteurs Geiger-Müller récemment inventés et des matériaux absorbants d'épaisseur variable entre les deux compteurs (voir figure 1.5). Les compteurs étaient protégés par 5 cm de fer et 6 cm de plomb. Après n'avoir remarqué aucune diminution des coïncidences avec 1 ou 4 cm de plomb entre les deux compteurs, Bothe et Kolhörster y mirent 4,1 cm d'or et virent encore le même taux de coïncidences. Ils conclurent que la composante principale du rayonnement cosmique n'est pas le rayonnement γ , mais des particules très énergétiques d'au moins $10^9 - 10^{10}$ eV. Bien que la dénomination « rayonnement cosmique » donnée par Millikan en 1926 soit ainsi impropre, elle est toujours utilisée.

4 À la découverte de nouvelles particules

À partir de 1930 jusqu'aux années 50 le rayonnement cosmique fournit une source naturelle de particules très énergétiques pouvant pénétrer le noyau atomique. Cette procédure a permis de découvrir de nouvelles particules jusqu'au début des années 50. Pour visualiser les traces des rayons cosmiques, il a fallu attendre l'invention de la chambre à brouillard.

4.1 La chambre à brouillard [22]

En 1895, le physicien anglais Charles Wilson débuta ses travaux sur la production artificielle des nuages et sur les effets de condensation. En provoquant une expansion rapide de l'air saturé d'humidité, ce dernier se refroidit, passant en-dessous du point de rosée. Dans cet état, le gaz est sursaturé et l'humidité restante se transforme en brouillard grâce à la présence de *noyaux de condensation*, nécessaire pour une condensation spontanée. Il prouva, seulement quelques jours après Elster et Geitel, que ces noyaux de condensation sont des ions présents dans l'air en montrant qu'une formation de brouillard disparaît si on applique un champ électrique à la chambre. Il comprit très vite que des particules traversant un gaz dépourvu de noyaux de condensation l'ionise et que les ions ainsi produits constituent des nouveaux noyaux de condensation autour desquels s'attachent des gouttelettes. Il était ainsi possible de visualiser le passage d'une particule chargée dans un gaz sursaturé grâce à la condensation le long de son trajet.

En 1911, Wilson présenta ses premiers résultats en sortie d'un essai avec des rayons X. Il utilisa une première version d'un appareil capable de photographier des traces de particules α et β (voir figure 1.6). La chambre à brouillard elle-même était un cylindre en verre, dont le fond était monté sur un piston qui pouvait librement glisser à l'intérieur du cylindre. Le tout se trouvait dans une cuvette d'eau peu profonde maintenant l'air saturé de molécules d'eau. Pour assurer une expansion douce, Wilson utilisait une bulle en verre sous vide, qui était reliée au cylindre. En ouvrant la valve entre ces deux composants, l'air en-dessous du piston passe dans la bulle et le piston descend soudainement. Un champ électrique peut être appliqué

à la chambre à brouillard pour enlever tous les ions résiduels. Il ajouta un système de déclenchement, permettant en une seconde de vider la chambre à brouillard de tout noyau de condensation, d'ouvrir la valve pour l'expansion du gaz, d'allumer une source de lumière et de déclencher l'appareil photo.

Il améliora sa *chambre à brouillard* dans les années suivantes, permettant d'analyser les différentes caractéristiques de tout rayonnement ionisant.

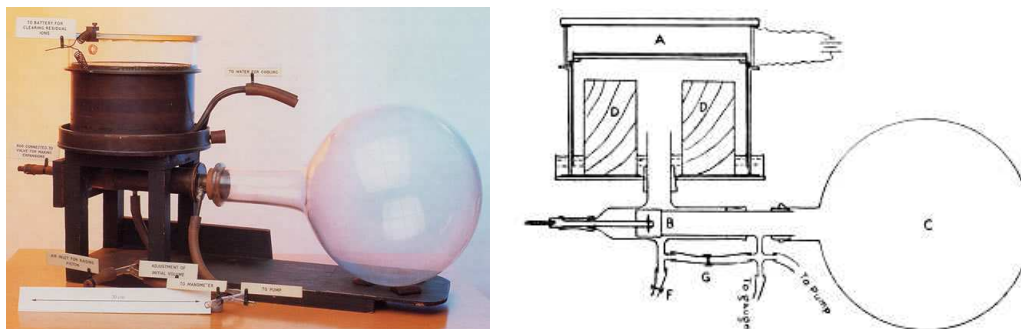


FIGURE 1.6 – *Chambre à brouillard originale de Wilson. Voir texte pour une explication du fonctionnement.*

4.2 Le positron

En 1930, Carl David Anderson et Robert Andrews Millikan décidèrent d'utiliser une chambre à brouillard entourée par un aimant puissant pour étudier le rayonnement cosmique à partir des traces et leurs courbures. Deux ans plus tard, Anderson découvrit qu'il y a autant de particules de charge négative que de charge positive [23]. Il crut d'abord qu'il s'agissait de protons, mais il put l'exclure grâce à la courbure de la trace et l'ionisation qui devrait être plus grande que celle des électrons. Une autre hypothèse était que ces particules chargées positivement sont effectivement des électrons qui ont changé leur direction dû à un processus encore inconnu. Pour explorer cette idée Anderson plaça une plaque en plomb dans la chambre à brouillard. La direction des particules pouvait ainsi être déterminée par un rayon de courbure plus grand après avoir traversé la plaque, due aux pertes d'énergies. Il conclut qu'il s'agissait bien d'électrons de charge positive. Ces particules ont été identifiées en tant que *positrons* e^+ , l'*antiparticule* de l'électron e^- , prédits par Paul Dirac. Finalement il interpréta correctement les gerbes de photons et d'électrons-positrons du rayonnement cosmique en tant que réaction en chaîne de création de photons par *Bremsstrahlung* (fr. : *rayonnement de freinage*) ($e^-, e^+ \rightarrow \gamma$) et création de paire ($\gamma \rightarrow e^- e^+$). Pour la découverte du positron, Anderson reçut en 1936 le prix Nobel de Physique, qu'il partagea avec Viktor Hess.

4.3 Le muon

Anderson poursuivit l'étude des traces des rayons cosmiques dans une chambre à brouillard. Avec son étudiant Seth Henry Neddermeyer il observa en 1936 qu'il y a des particules pénétrantes de charge unité (positive et négative), mais avec une

masse plus grande que celle d'un électron et plus petite que celle d'un proton [24]. Il nomma ces particules de masse intermédiaire *mésotrons*³ [25]. Après la découverte de plusieurs particules de masse intermédiaire (voir paragraphe suivant), ces particules prirent le terme générique de *mésons*, et la particule découverte par Neddermeyer et Anderson devint le *méson* μ . Dans la désignation actuelle, les mésons sont des particules formées par une paire quark-antiquark tandis que le μ , aujourd'hui appelé *muon*, est une particule élémentaire.

4.4 Le pion et le kaon

Cecil Frank Powell développa en 1945 une *émulsion photographique* permettant la détection de particules chargées de grande vitesse [26]. Avec cette nouvelle méthode de visualisation des traces des rayons cosmiques, il observa avec ses collègues Giuseppe Occhialini et César en 1947 une production de mésons secondaires [27]. Ils montrèrent que ces mésons secondaires sont des muons issus de la désintégration d'un méson primaire plus lourd, qu'ils nommèrent *méson* π , aujourd'hui connu sous le nom *pion*.

Dans la même année George Dixon Rochester et Sir Clifford C. Butler publièrent deux photographies d'événements avec des traces en « V », prises avec une chambre à brouillard [28]. La première photographie montre la désintégration d'une particule chargée en une particule chargée et une particule neutre. La deuxième photographie montre la désintégration d'une particule neutre en deux particules chargées. Ils trouvèrent que la masse des particules incidentes est la moitié de celle d'un proton. Le nouveau méson lourd trouvé porte aujourd'hui le nom de *méson* K ou encore *kaon*. Il fut le premier d'une série de nouvelles particules dites *étranges*.

5 Les gerbes atmosphériques

En 1938, la composition du rayonnement cosmique au niveau du sol a été identifiée comme deux types de particules : d'une part les électrons et les positrons, qui correspondent à la composante dite *molle* (de faible capacité de pénétration) et d'autre part les muons, constituant la composante dite *dure* (de forte capacité de pénétration). Le physicien français Pierre Victor Auger s'intéressait à la *cohérence spatiale et temporelle* des deux composantes pour ainsi étudier si une composante est un produit secondaire de l'autre [29]. Pour une telle étude il utilisait la méthode de compteurs en coïncidence. Il enregistra les coïncidences entre deux groupes de compteurs séparés par des distances allant de 2 à 300 m au niveau du sol, à 3 500 m (Jungfraujoch) et à 2 900 m (Pic du Midi). Un des groupes comportait deux compteurs placés l'un au-dessus de l'autre, ce qui permettait de mesurer seulement les particules arrivant dans des directions voisines de la verticale. Le second groupe comportait soit un seul compteur, soit deux compteurs placés horizontalement à plusieurs centimètres l'un de l'autre. Cet arrangement de détecteur lui permit de montrer l'existence des gerbes de rayons cosmiques de grande étendue surfacique. De plus il fit une évaluation de l'énergie des gerbes pour remonter à l'énergie de la

³*meso* étant le préfixe grec signifiant « intermédiaire ».

particule primaire initiant la gerbe. Il trouva une énergie supérieure à 10^{15} eV.

6 Le déplacement thématique

La découverte du rayonnement cosmique fut aussi la découverte d'un moyen permettant d'étudier le noyau atomique et de découvrir de nouvelles particules sub-atomiques et élémentaires. À partir de 1953, une nouvelle technologie fut disponible, accélérant artificiellement des particules au-delà des énergies du rayonnement cosmique jusque là connues. Les chercheurs privilégiant l'étude de la physique sub-atomique passèrent des rayons cosmiques aux accélérateurs puis aux collisionneurs de particules. On assista alors à un changement de sujet d'étude. La physique du rayonnement cosmique s'est alors concentrée à nouveau sur le problème initial, à savoir l'identification des sources de ce rayonnement. Après avoir identifié leur origine cosmique, la nature détaillée des sources des particules primaires, les mécanismes de propagation de ces rayons dans le milieu interstellaire et même intergalactique restaient essentiellement inconnus.

Bibliographie - Un peu d'histoire

- [1] J.J. Thomson. Carriers of negative electricity. *Les prix Nobel*, 1906.
- [2] A.H. Becquerel. On radioactivity, a new property of matter. *Les prix Nobel*, 1903.
- [3] E. Rutherford. The Chemical Nature of the Alpha Particles from Radioactive Substances. *Les prix Nobel*, 1908.
- [4] J. Elster and H. Geitel. Ueber Elektrizitätszerstreuung in der Luft. *Annalen der Physik*, 307:425–446, 1900.
- [5] Th. Wulf. *Die Faden-Elektrometer*. Ferd. Dümmlers Verlag, 1933.
- [6] Th. Wulf. Über die in der Atmosphäre vorhandene Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit. *Physikalische Zeitschrift*, 10:152–157, 1909.
- [7] Th. Wulf. Beobachtungen über die Strahlung hoher Durchdringungsfähigkeit auf dem Eiffelturm. *Physikalische Zeitschrift*, 11:811–813, 1910.
- [8] A. Gockel. Messungen der durchdringenden Strahlung bei Ballonfahrten. *Physikalische Zeitschrift*, 12:595–597, 1911.
- [9] V.F. Hess. Über die Absorption des γ -Strahlen in der Atmosphäre. *Physikalische Zeitschrift*, 12:998–1001, 1911.
- [10] V.F. Hess. Messungen der durchdringenden Strahlung bei zwei Freiballonfahrten. *Aus den Sitzungsberichten der kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien. Mathem.-naturw. Klasse*, 120:1–11, 1911.
- [11] V.F. Hess. Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Aus den Sitzungsberichten der kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien. Mathem.-naturw. Klasse*, 121:1–31, 1912.
- [12] W. Kolhörster. Messungen der durchdringenden Strahlung im Freiballon in größeren Höhen. *Physikalische Zeitschrift*, 14:1153, 1913.
- [13] W. Kolhörster. Messungen der durchdringenden Strahlung bis in Höhen von 9300 m. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 14:719–721, 1914.
- [14] R. A. Millikan and I. S. Bowen. High Frequency Rays of Cosmic Origin I. Sounding Balloon Observations at Extreme Altitudes. *Physical Review*, 27(4):353–361, Apr 1926.

- [15] R. A. Millikan and R. M. Otis. High Frequency Rays of Cosmic Origin II. Mountain Peak and Airplane Observations. *Physical Review*, 27(6):645–658, Jun 1926.
- [16] R. A. Millikan and G. H. Cameron. High Frequency Rays of Cosmic Origin III. Measurements in Snow-Fed Lakes at High Altitudes. *Physical Review*, 28(5):851–868, Nov 1926.
- [17] E. Rutherford and H. Geiger. An Electrical Method of Counting the Number of α -Particles from Radio-active Substances. *Proceedings of the Royal Society A*, 81:141–161, 1908.
- [18] H. Geiger. Über eine einfache Methode zur Zählung von α - und β -Strahlen. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 13:534–539, 1913.
- [19] H. Geiger and W. Müller. Elektronenzählrohr zur Messung schwächster Aktivitäten. *Naturwissenschaften*, 16(31):617–618, 1928.
- [20] W. Bothe. The Coincidence Method. *Les prix Nobel*, 1954.
- [21] W. Bothe and W. Kolhörster. Das Wesen der Höhenstrahlung. *Zeitschrift für Physik A*, 56(11-12):751–777, 1929.
- [22] Charles T.R. Wilson. On the cloud method of making visible ions and the tracks of ionizing particles. *Les prix Nobel*, 1927.
- [23] Carl David Anderson. The production and properties of positrons. *Les prix Nobel*, 1936.
- [24] S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson. Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. *Physical Review*, 51:884–886, 1937.
- [25] R. A. Millikan. Mesotron as the Name of the New Particle. *Physical Review*, 55:105, 1939.
- [26] C. F. Powell, G. P. S. Occhialini, D. L. Livesey, and L. V. Chilton. A New Photographic Emulsion for the Detection of Fast Charged Particles. *Journal of Scientific Instruments*, 23:102–106, May 1946.
- [27] C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell. Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions. *Nature*, 160:486–492, October 1947.
- [28] G. D. Rochester and C. C. Butler. Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles. *Nature*, 160:855–857, December 1947.
- [29] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, and R. A. Fréon. Extensive Cosmic-Ray Showers. *Reviews of Modern Physics*, 11:288–291, July 1939.



2

La physique et la détection

Après la découverte du rayonnement cosmique, la recherche s'est rapidement concentrée sur ses caractéristiques principales : le spectre en énergie, la composition et les abondances élémentaires. Le spectre énergétique en lui-même est assez remarquable par sa grande étendue, mais il a vite révélé des *anomalies* aujourd'hui encore incomprises. Une des clés pour leur compréhension est la mesure de la composition du rayonnement cosmique qui peut fournir des informations sur les sources et aussi permettre de comprendre les processus de propagation ayant lieu dans le milieu interstellaire. Il est possible de contraindre les paramètres de propagation et la composante noire de la Galaxie par des moyens différents basés sur une mesure précise des flux élémentaires du rayonnement cosmique. Une telle mesure est le but de plusieurs expériences de type dit *directe* ou *indirecte*.

1 Les propriétés générales

1.1 Le spectre énergétique

La caractéristique la plus remarquable du rayonnement cosmique est son spectre en énergie, qui est mesuré sur 12 ordres de grandeurs jusqu'à des énergies de 10^{20} eV et qui peut être décrit au-delà de plusieurs GeV/n par une simple loi de puissance en énergie E :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}, \quad (2.1)$$

où γ est l'indice spectral et le flux dN/dE est donné soit en particules/(m^2 sr s GeV) soit en nucléons/(m^2 sr s GeV/n).

Le spectre, qui est représenté sur la figure 2.1, peut être divisé en plusieurs parties :

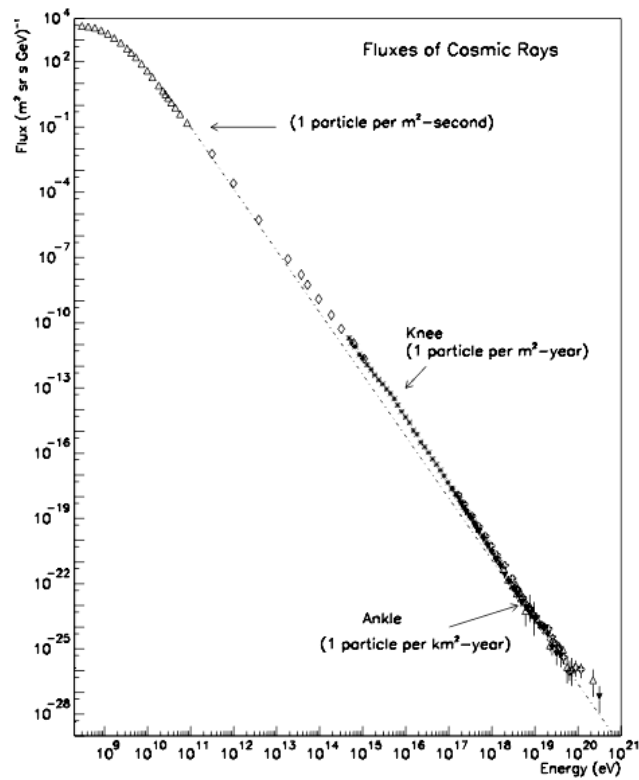


FIGURE 2.1 – Spectre énergétique du rayonnement cosmique (tiré de [1]).

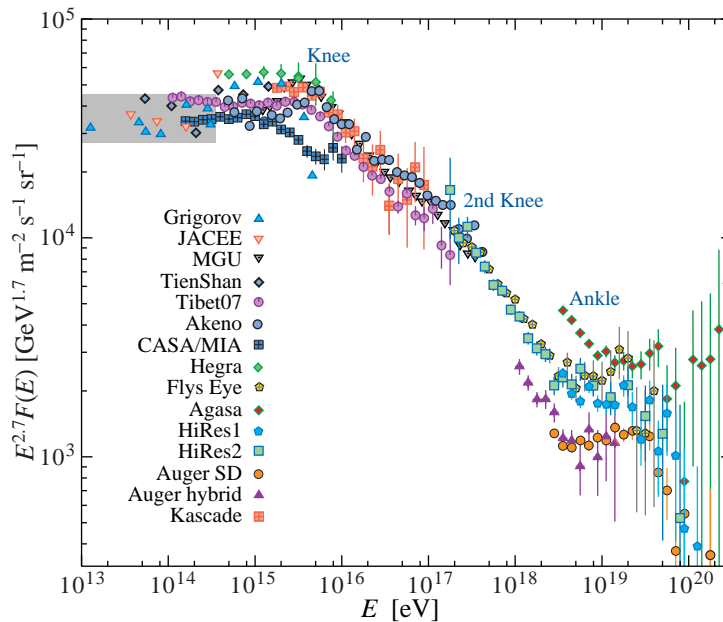


FIGURE 2.2 – Spectre en énergie du rayonnement cosmique mesuré par les expériences à détection de gerbes (tiré de [2]). La partie grisée montre la région des mesures directes du rayonnement cosmique.

$E < 10^6$ eV

Les particules avec une énergie E inférieure à 10^6 eV proviennent de notre Soleil, plus précisément du vent solaire ($E \sim 10^3$ eV) et des éjections de masse coronale pour des énergies E entre 10^4 et 10^6 eV. Cette partie du spectre, appelée *rayonnement cosmique solaire*, n'est pas représentée sur la figure 2.1. De plus, à ces énergies, le champ magnétique terrestre joue un rôle de bouclier magnétique et empêche les particules d'atteindre la Terre. Le rayonnement cosmique solaire est donc seulement observable aux pôles magnétiques où cette coupure dite *géomagnétique* est quasi absente.

 10^6 eV < E < 10^{10} eV

Les particules d'origine galactique interagissent avec les champs électromagnétiques portés par le vent solaire et perdent ainsi de l'énergie. La perte d'énergie croît avec l'activité solaire. Ce phénomène est appelé la *modulation solaire* et peut être observé jusqu'à plusieurs dizaines de GeV. La modulation solaire sera discutée plus en détails dans la section 3.1.

 10^{10} eV < E < 10^{15} eV

Le flux du rayonnement cosmique décroît rapidement de 15 ordres de grandeurs, obéissant à l'équation (2.1) avec un indice spectral $\gamma = 2,7$. À ces énergies, on considère que le rayonnement cosmique est d'origine galactique et que le flux est assez élevé pour pouvoir être mesuré directement avec des expériences en satellites ou en ballons (voir section 3.1 du chapitre 2).

 10^{15} eV < E < 10^{16} eV

Autour de $E \sim 4,5 \times 10^{15}$ eV la pente γ change de 2,7 à 3,1 (voir figures 2.1 et 2.2). Aujourd'hui ce changement de pente est connu sous le nom de *genou* (angl. : *knee*) et le processus à l'origine de ce phénomène est encore inconnu. Le flux du rayonnement cosmique est trop faible pour des mesures directes à partir de ces énergies et on a plutôt recours à des mesures dites indirectes, utilisant des détecteurs de grandes surfaces (voir section 3.2 du chapitre 2).

 10^{16} eV < E < 10^{18} eV

Un second genou est observé à une énergie $\sim 4 \times 10^{17}$ eV (voir figure 2.2). La pente γ du spectre énergétique passe de 3,1 à 3,3. L'existence de ce deuxième genou est encore l'objet de débats. L'explication favorisée dans la communauté du rayonnement cosmique est la transition entre des particules venant de notre Galaxie et des particules dites extra-galactiques.

 $E > 10^{18}$ eV

À partir d'environ 4×10^{18} eV le spectre en énergie du rayonnement cosmique s'aplatit et l'indice spectral prend une valeur de 2,7 (voir figure 2.2). Une possibilité pour expliquer cette *cheville* (angl. : *ankle*) est qu'elle reflète la dominance de la composante extra-galactique du rayonnement cosmique. En 1966, les trois physiciens Greisen, Zatsepin et Kuzmin calculèrent une énergie limite théorique au-delà de laquelle des rayons cosmiques ne seraient plus observés sur la Terre. D'après ces calculs, les rayons cosmiques d'une énergie supérieure à 5×10^{19} eV et d'origine lointaine (> 50 Mpc) interagiraient avec les photons du *fond diffus cosmologique* (angl. : *Cosmic Microwave Background*, CMB), produisant des pions. Cette limite est aujourd'hui connue sous

le nom de *limite GZK*. L'*Observatoire Pierre Auger* a effectivement observé une décroissance abrupte du flux au-delà de 4×10^{19} eV [3].

Quoique bien mesuré, le spectre énergétique du rayonnement cosmique nous offre plusieurs énigmes scientifiques qui restent à résoudre. Une de ces questions, par exemple, est l'énergie à laquelle se trouve la transition de la composante galactique du rayonnement cosmique à la composante extra-galactique. Cette transition est intimement liée aux processus d'accélération des particules. Ainsi une explication des différentes *anomalies* de ce spectre nous donnera des informations supplémentaires sur les sources, l'accélération et la propagation du rayonnement cosmique.

1.2 La composition et les abondances

Le terme générique « rayonnement cosmique » se réfère aux particules élémentaires, noyaux et au rayonnement électromagnétique venant de notre Soleil, de notre héliosphère (composante anormale), de notre Galaxie et même de plus loin. Cette thèse porte essentiellement sur les ions du rayonnement cosmique galactique, qui représentent environ 98 % du flux total.

La composition du rayonnement cosmique est connue jusqu'à environ 10^{14} eV, énergie limite pour les mesures directes. 87 % des ions mesurés sont des protons et 12 % sont des noyaux d'hélium. Le 1 % restant est constitué de noyaux plus lourds ($Z > 2$). Les flux des composantes principales du rayonnement cosmique sont représentés sur la figure 2.4. Sur la figure 2.3, les abondances relatives des différents éléments présents dans le rayonnement cosmique sont représentées, comparées à celles de notre système solaire. Les deux distributions ont des pics au carbone (C, $Z = 6$), azote (N, $Z = 7$), oxygène (O, $Z = 8$) et fer (Fe, $Z = 26$), indiquant une accélération du rayonnement cosmique par des sources ayant une composition chimique proche de celle de notre système solaire. Une surabondance est visible pour les noyaux légers lithium (Li, $Z = 3$), béryllium (Be, $Z = 4$) et bore (B, $Z = 5$) et pour les noyaux avec un nombre atomique juste en-dessous du fer, c'est-à-dire les éléments du calcium (Ca, $Z = 20$) au manganèse (Mn, $Z = 25$), le groupe dit *subFe*. Cette surabondance est le résultat de la spallation (fragmentation) des noyaux dits *primaires* pendant leur propagation dans le milieu interstellaire, créant ainsi des noyaux *secondaires*. Finalement les noyaux hydrogène (H, $Z = 1$) et hélium (He, $Z = 2$) sont sous-abondants, ceci est très probablement dû à leur haut potentiel d'ionisation qui les rend moins accessibles à l'accélération.

Des mesures des abondances élémentaires jusqu'aux ultra-hautes énergies permettront de clarifier les anomalies dans le spectre en énergie, mais aussi de mieux comprendre les mécanismes d'accélération et de propagation du rayonnement cosmique dans le milieu interstellaire. Par exemple, l'expérience en ballon CREAM, mesurant les abondances élémentaires ($1 \leq Z \leq 26$), sera présentée dans le chapitre 6 et la partie III de cette thèse lui sera consacrée.

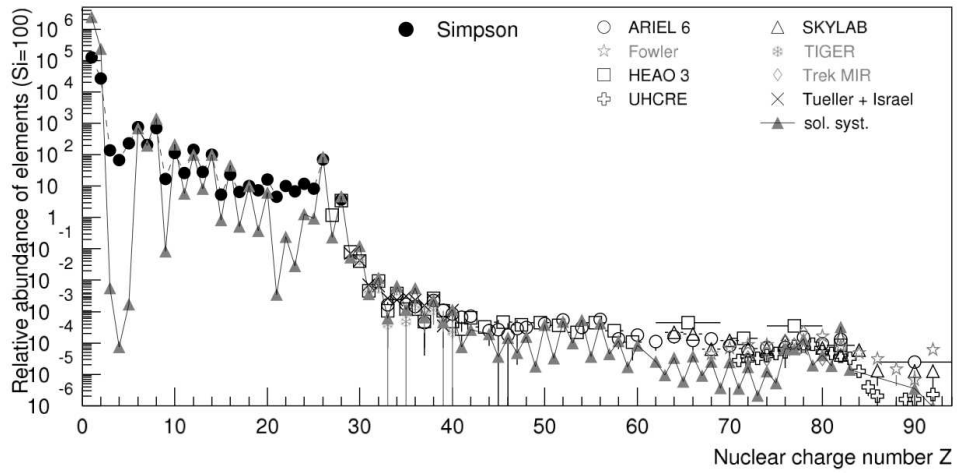


FIGURE 2.3 – Abondances des éléments du rayonnement cosmique en fonction de leur charge nucléaire Z aux énergies autour de 1 GeV/n , normalisées à $\text{Si} = 100$ (tiré de [4]).

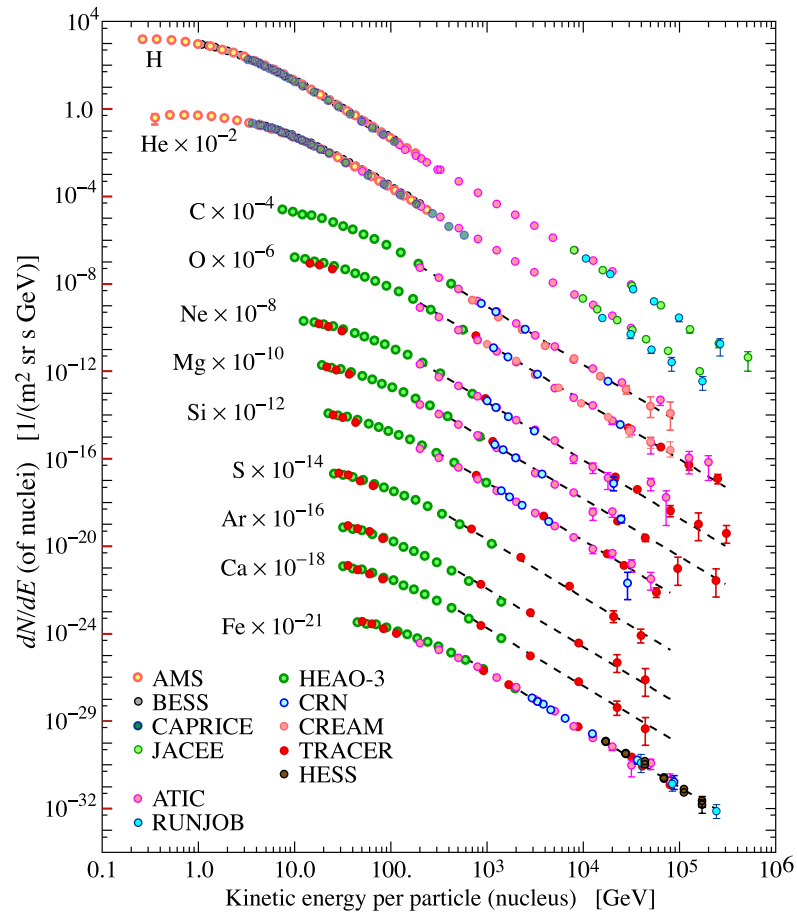


FIGURE 2.4 – Flux différentiels des composantes les plus importantes du rayonnement cosmique (tiré de [2]).

1.3 Les sources et l'accélération

Contrairement aux neutrinos et rayons γ , qui pointent directement vers leurs sources, les particules chargées sont déviées dans les champs magnétiques interstellaires. Par conséquent elles arrivent de façon isotrope sur Terre. Une anisotropie peut être un indicateur pour des sources ponctuelles, mais celle-ci est seulement attendue pour des énergies supérieures à 10^{18} eV. Effectivement, la collaboration Pierre AUGER a établi une anisotropie au-dessus de ~ 60 EeV ($1 \text{ EeV} = 10^{18}$ eV) avec plus de 99 % niveau de confiance et une corrélation entre ces rayons cosmiques et des *noyaux actifs de Galaxie* (angl. : *Active Galactic Nuclei*, AGN) [5].

Comme décrit dans la section précédente, la composition du rayonnement cosmique permet d'identifier des sources possibles. Les candidats les plus naturels pour les sources du rayonnement cosmique galactique sont les explosions de supernovae, car elles sont capables de fournir l'énergie et la densité observées du rayonnement cosmique à basse énergie ($E < 10^{15}$ eV). Par contre le rayonnement cosmique est observé à des énergies bien plus élevées (voir figure 2.1). Aujourd'hui les AGN, pulsars, les étoiles à neutrons, les systèmes binaires et les sursauts gamma (angl. : *Gamma Ray Bursts*, GRB) sont considérés comme sources (extra-galactiques) du rayonnement cosmique de très haute énergie.

Un des plus grands problèmes de la physique des rayons cosmiques des hautes énergies est la compréhension des mécanismes avec lesquels les particules sont accélérées jusqu'aux énergies ultra-relativistes. D'une part ces mécanismes doivent reproduire la loi de puissance (2.1) du spectre en énergie typique du rayonnement cosmique. D'autre part ils doivent accélérer les particules jusqu'aux énergies de 10^{20} eV. Finalement ils doivent reproduire les abondances élémentaires observées dans le rayonnement cosmique.

Le physicien italien Enrico Fermi proposa en 1949 un mécanisme d'accélération par lequel des particules peuvent être accélérées à des hautes énergies (ou décélérées) par collision frontale (ou fuyante) avec des nuages de gaz magnétisé dans le milieu interstellaire, sachant que les collisions frontales sont beaucoup plus fréquentes que les collisions fuyantes [6]. Ces particules chargées sont réfléchies par des irrégularités (*miroirs magnétiques*) dans le champ magnétique galactique, qui se déplacent aléatoirement et typiquement avec une vitesse V . Le gain (ou la perte) statistique en énergie à chaque réflexion est proportionnel au second ordre de V/c . Ceci est appelé l'*accélération de Fermi du second ordre*. Le gain en énergie par ce type d'accélération est trop lent et trop insignifiant pour que ce mécanisme puisse être à l'origine de l'énergie observée des particules. Si on considère maintenant seulement les collisions frontales et on permet à la particule de rester dans la zone d'accélération (typiquement des fronts de choc), dans laquelle elle subit des réflexions multiples, alors l'énergie de la particule augmente linéairement avec V/c . Ce mécanisme porte le nom *accélération de Fermi du premier ordre* et est plus efficace que celui du deuxième ordre. Il est aujourd'hui aussi connu sous le nom *accélération diffusive de choc*, associé aux chocs comme par exemple le matériel éjecté lors d'une explosion de supernova.

L'accélération diffusive de choc ne peut pas fournir des particules d'une énergie de plus de 10^{15} eV et il faut considérer d'autres mécanismes. Des candidats sont

l'accélération par la magnétosphère des pulsars et l'accélération au sein des AGN.

2 L'intérêt physique

Quasiment un siècle après la découverte du rayonnement cosmique, beaucoup des questions n'ont pas encore trouvé de réponses. Voici une récapitulation non-exhaustive de quelques questions aujourd'hui encore ouvertes :

- Quelles et où sont les sources ?
- Existe-t-il des sources exotiques ?
- Comment le rayonnement cosmique est-il accéléré ?
- Comment est-il propagé ?
- Quelle est sa composition à ultra-haute énergie ?
- Quel processus provoque le genou et/ou la cheville ?
- Existe-t-il une limite (GZK ou autre) ?
- ...

Par sa mesurabilité sur Terre et aux hautes altitudes, le rayonnement cosmique est un outil qui permet de réunir des informations sur la composition et la structure de la Galaxie, sur la distribution des sources et sur les processus physiques se déroulant dans la Galaxie.

2.1 Les contraintes sur les paramètres de propagation

La détermination des paramètres des divers modèles de propagation est une tâche importante de la physique du rayonnement cosmique, car ces modèles et paramètres sont utilisés pour étudier par exemple une contribution dite *exotique* (antimatière, matière noire etc.) dans les flux du rayonnement cosmique (voir section suivante). Une telle détermination est basée sur l'analyse des rapports dits *secondaire sur primaire*, où les noyaux secondaires sont issus des noyaux primaires par spallation dans le milieu interstellaire. En effet, des différents types de rapports, comme les rapports de noyaux stables et ceux des noyaux radioactifs sur noyaux stables, donnent accès aux différents paramètres de propagation.

Les noyaux stables

Le rapport bore sur carbone (B/C) est le rapport secondaire sur primaire le plus étudié et le mieux mesuré. Ceci est dû à la bonne connaissance de leurs sections efficaces et leurs grandes abondances (voir figure 2.5) facilitant leur mesure. Finalement le carbone peut être considéré comme un noyau « purement » primaire et le bore comme un noyau purement secondaire. Un tel rapport secondaire sur primaire permet d'estimer la matière traversée par ces noyaux.

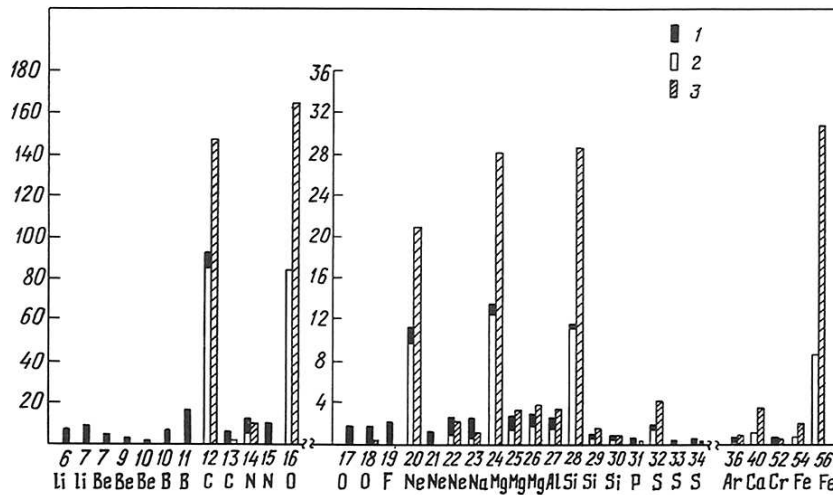


FIGURE 2.5 – Les fractions des noyaux secondaires (1) et primaires (2) du rayonnement cosmique sur la Terre et les abondances des différents noyaux dans les sources du rayonnement cosmique [7].

Les noyaux radioactifs

Les noyaux stables secondaires nous donnent des informations importantes sur les paramètres des modèles de propagation du rayonnement cosmique dans le milieu interstellaire, mais ils ne permettent pas de déterminer le temps passé par les particules dans la Galaxie. Les abondances des noyaux radioactifs secondaires permettent de mesurer le temps de confinement et de lever des dégénérescences entre certains paramètres de propagation, comme nous allons le voir dans le chapitre 5.

2.2 La matière noire

L'astronome suisse Fritz Zwicky estima en 1933 la masse totale d'un amas de galaxies (l'amas de Coma) en étudiant la dispersion de vitesse de ces galaxies [8]. Quand il compara la masse *dynamique* ainsi obtenue avec la masse dite *lumineuse*, correspondant à la masse déduite de la quantité de lumière émise, il découvrit que celle-ci est 400 plus petite que la masse dynamique. Zwicky conclut qu'il doit exister une forme de matière non visible fournissant la quantité de masse nécessaire pour tenir l'amas ensemble.

Aujourd'hui l'argument le plus convaincant de l'existence de la *matière noire* est fourni par les courbes de rotation de galaxies spirales [9]. La vitesse de rotation v d'un objet dans une orbite de Kepler stable de rayon r autour d'une galaxie évolue comme $v(r) \propto \sqrt{M(r)/r}$, où $M(r)$ est la masse à l'intérieur de l'orbite. Si r se situe à l'extérieur de la partie visible de la galaxie et en supposant que la masse émet de la lumière, on attend que $v(r) \propto 1/\sqrt{r}$. On mesure par contre une vitesse v constante pour des valeurs grandes de r . Ceci implique, si on exclue toute modification de la gravité, la présence d'un *halo noir* avec une densité de masse $\rho(r) \propto 1/r^2$, c'est-à-dire une masse $M(r) \propto r$.

La première preuve directe de l'existence de la matière noire a été livrée par l'observation de l'amas 1E 0657-56 aussi appelé *amas du boulet/de la balle* (angl. : *Bullet cluster*) qui est le résultat de la collision de deux amas de galaxies [10]. Pendant une collision, les différents composants des amas, c'est-à-dire les étoiles, le gaz et l'hypothétique matière noire, se comportent de manière différente, permettant ainsi une étude séparée. Les étoiles, observables en lumière visible (voir image à gauche de la figure 2.6), n'ont pas beaucoup été affectées par la collision, contrairement aux plasmas, mesurés en rayons X (voir image à droite de la figure 2.6), qui sont ralentis bien plus que les étoiles. Grâce à l'effet de lentille gravitationnelle on est capable de mesurer indirectement la composante non visible, c'est-à-dire la matière noire, représentée sur la figure 2.6 par les contours verts. La mesure d'un effet de lentille gravitationnelle intense en dehors des zones gazeuses indique qu'une composante non-baryonique constitue la partie majeure de la masse de l'amas.

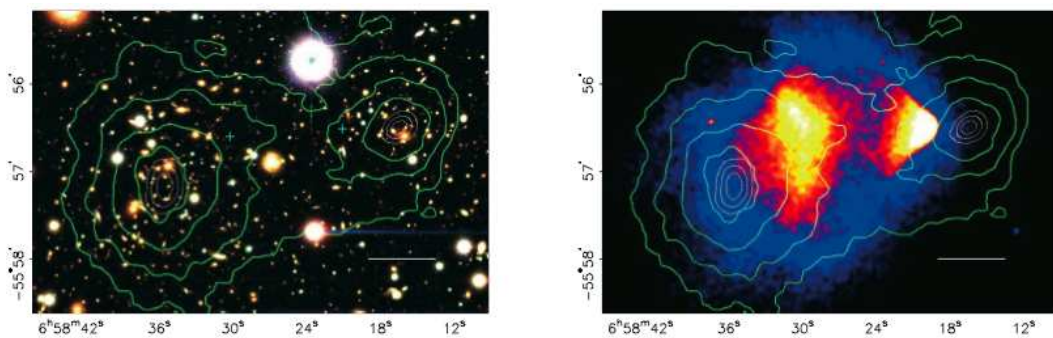


FIGURE 2.6 – A gauche : image en couleur du cluster 1E 0657-558, avec la barre blanche indiquant 200 kpc. A droite : image en rayons X de cet amas. Les contours verts montrés sur les deux images correspondent au potentiel gravitationnel (obtenu par effet de lentille gravitationnelle), dont le contour extérieur correspond à la valeur la plus faible. Les contours blancs montrent les erreurs sur la position du pic du potentiel gravitationnel et correspondent à 68.3 %, 95.5 % et 99.7 % de niveau de confiance. Les signes plus en bleu désignent les centres des nuages plasma. Les images ont été tirées de [10].

L'analyse de la formation des grandes structures dans l'Univers indique que la matière noire est essentiellement non baryonique et *froide* [11], c'est-à-dire que les particules composant la matière noire avaient une vitesse non relativiste au moment du découplage photon-matière. Les dernières mesures du satellite *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP) [12] montrent que l'Univers est composé à 72.6 % d'énergie noire (énergie dotée d'une pression négative se comportant comme une gravitation répulsive), 4.6 % de matière baryonique (étoiles, gaz intergalactique, etc.) et 22.8 % de matière noire (non-baryonique). Une très petite fraction de la matière baryonique est noire, composée par les objets massifs et compacts du halo galactique (angl. : *Massive Astrophysical Compact Halo Object*, MACHO). On considère les trous noirs, les étoiles à neutrons et les naines blanches et noires comme des MACHOs.

Les candidats pour la matière noire froide et non baryonique doivent remplir plusieurs conditions : ils doivent être stables sur le temps cosmologique, ils doivent interagir seulement faiblement avec la matière et ils doivent avoir la bonne den-

sité relique. Des candidats sont les trous noirs primordiaux, les axions et les particules massives interagissant faiblement (angl. : *Weakly Interacting Massive Particles*, WIMP, χ).

Des extensions du Modèle Standard de la physique des particules incluent des candidats pour la matière noire. Dans des modèles de la Supersymétrie (SUSY), la particule supersymétrique la plus légère (angl. : *Lightest Supersymmetric Particle*, LSP) a souvent les caractéristiques d'un WIMP. Le candidat le plus étudié est le *neutralino*. Dans des modèles de dimensions supplémentaires de l'espace temps, l'état Kaluza-Klein (KK) le plus léger est aussi un bon candidat (bosonique) pour la matière noire froide. Effectivement Cheng *et al.* [13] considèrent le premier état KK excité B^1 du boson de jauge d'hypercharge B , qui est l'état propre de masse KK le plus léger résultant d'un calcul à une boucle dans les modèles simplistes [13]. L'observation d'un excès d'antiprotons, de positrons, d'antideutons et de photons dans les spectres du rayonnement cosmique peut permettre de signer la présence de matière noire de manière indirecte des candidats supersymétriques et KK par leur annihilation :

$$\chi + \bar{\chi} \longrightarrow \bar{l}l, 2\gamma, q\bar{q}, \dots,$$

où l sont des leptons, γ les photons, q des quarks et l'antiparticule d'une particule X est désignée par \bar{X} . Les paires quark-antiquark peuvent s'hadroniser en paires nucléon-antinuécléon.

De tels excès ont été mesurés récemment : le détecteur *Advanced Thin Ionization Calorimeter* (ATIC), qui est une expérience en ballon, a mesuré un excès dans le spectre électrons+positrons ($e^- + e^+$) à des énergies de 300 à 800 GeV (voir figure 2.7) [14]. Chang *et al.* [14] concluent que cet excès peut être dû soit à une source astrophysique encore inconnue ou soit par l'annihilation de particules KK d'une masse d'environ 620 GeV. De plus, le *Payload for Anti-Matter Exploration and Light-Nuclei Astrophysics* (PAMELA), une expérience en satellite, a mesuré une augmentation importante dans la fraction positron ($e^+/(e^- + e^+)$) entre 1.5 et 100 GeV (voir figure 2.8), incompatible avec une source secondaire, c'est-à-dire des particules produites par l'interaction du rayonnement cosmique avec le milieu interstellaire [15]. En considérant leurs données du flux antiproton sur proton (\bar{p}/p) entre 1 et 100 GeV [16], seulement quelques candidats de matière noire sont possibles, s'annihilant et se décroissant surtout en états finaux leptoniques. En fin de compte des sources astrophysiques, comme des pulsars proches, ne sont pas exclues. Finalement l'expérience en satellite *Fermi Large Area Telescope* (Fermi-LAT) a mesuré le spectre électrons+positrons entre 24 et 1000 GeV (voir figure 2.9) [17]. Les points de données (points rouges) indiquent une déviation par rapport à un spectre plat. Un modèle conventionnel de spectre électrons+positrons, avec un indice spectral d'injection de 2.54 au-dessus de 4 GeV et un indice spectral δ de Kolmogorov ($\delta = 1/3$), est représenté par la ligne bleue en pointillés. Comme il est clairement visible sur la figure 2.9, ce modèle produit un spectre trop raide pour être compatible avec les données de Fermi-LAT. Abdo *et al.* suggèrent la présence d'une ou de plusieurs sources d'électrons et de positrons primaires pour expliquer l'aplatissement du spectre au-delà d'environ 70 GeV.

En conclusion, les mesures d'ATIC et de PAMELA ont déclenché une vague d'articles scientifiques introduisant des nouvelles particules de matière noire, ten-

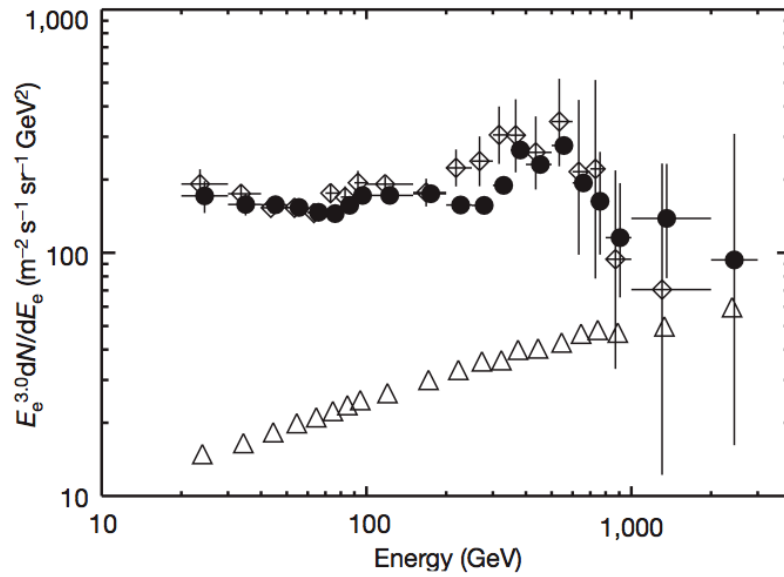


FIGURE 2.7 – Les spectres électrons+positrons ($e^- + e^+$) multipliés par E^3 d'ATIC-1 (carrés ouverts) et d'ATIC-2 (cercles remplis). Le bruit de fond est représenté par les triangles et est une combinaison de protons non-résolus, des rayons γ non-identifiés et des électrons secondaires atmosphériques. La figure a été tirée de [14].

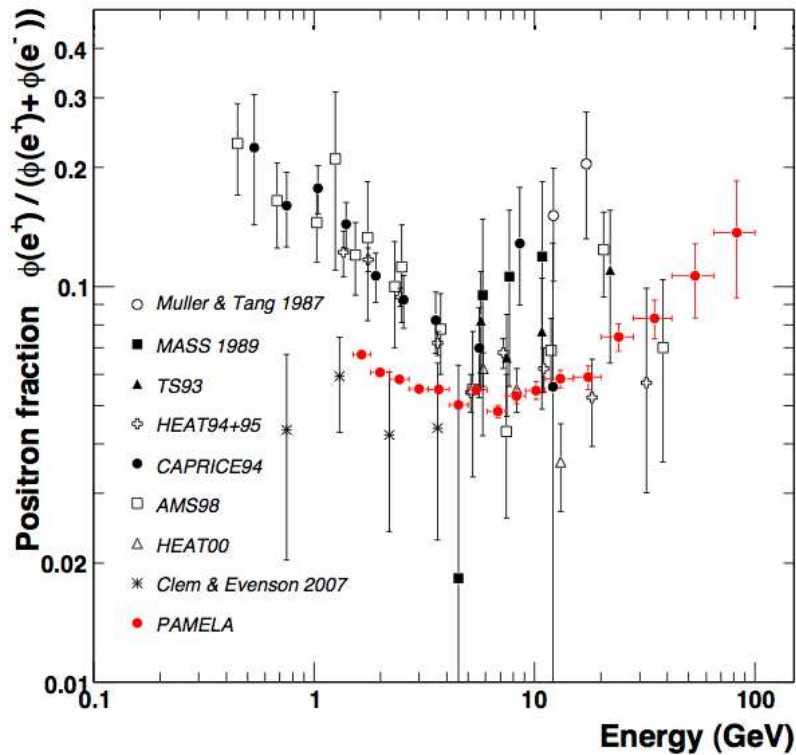


FIGURE 2.8 – La fraction positron $\left(\frac{\phi(e^+)}{\phi(e^-) + \phi(e^+)}\right)$ mesurée par PAMELA (points rouges) comparée à d'autres données expérimentales. La figure a été tirée de [15].

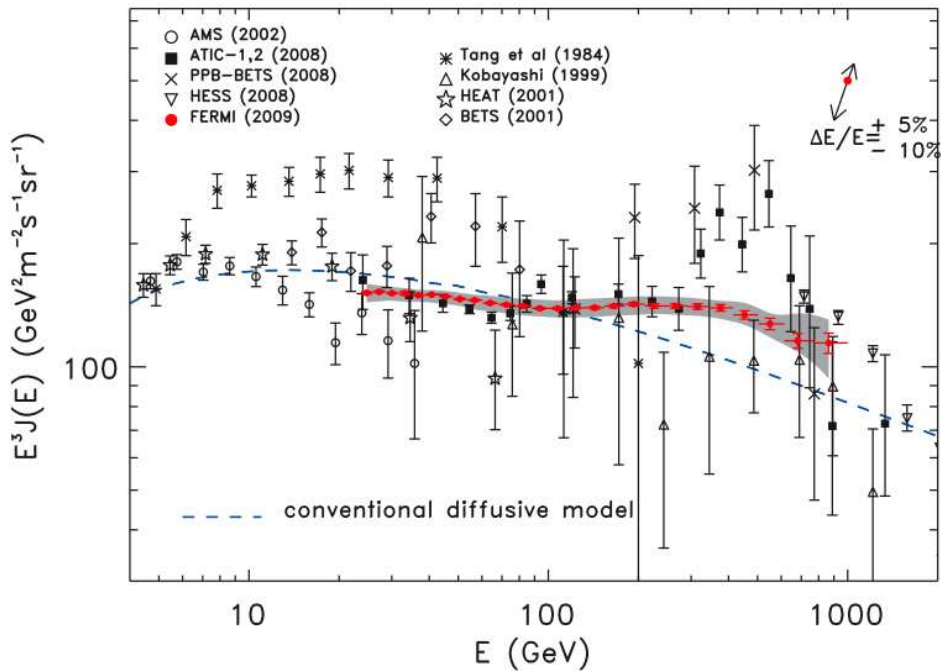


FIGURE 2.9 – Le spectre électrons+positrons ($e^- + e^+$) multiplié par E^3 de Fermi-LAT (points rouges). Les erreurs systématiques sont représentées par la bande grise. La flèche en haut à droite indique l'amplitude et la direction du décalage du spectre dû au décalage de $^{+5\%}_{-10\%}$ de l'énergie absolue qui correspond à l'estimation actuelle de la résolution en énergie de LAT. D'autres mesures et un modèle conventionnel de diffusion (trait bleu en pointillés) sont représentés. La figure a été tirée de [17].

tant d'expliquer ces données. Celles-ci peuvent aussi être expliquées par une source astrophysique proche comme un jeune pulsar. Les expériences en cours et les expériences futures sont décisives pour la vérification de ces différentes hypothèses. En effet, des mesures précises des flux absolus d'électrons, de positrons, de protons et d'antiprotons jusqu'à très haute énergie sont nécessaires pour comprendre l'origine du phénomène et contraindre les différents modèles proposés.

3 La détection

Depuis la découverte du rayonnement cosmique les expériences mesurant ses flux élémentaires se sont diversifiées pour étudier les différentes questions encore ouvertes, comme ses sites d'accélération et sa propagation dans le milieu interstellaire. Comme nous le montre la figure 2.1, le flux décroît rapidement en énergie en suivant une loi de puissance, couvrant plusieurs ordres de grandeurs en énergie. Ceci engendre deux types de mesures :

la détection directe du rayonnement cosmique primaire par des expériences embarquées en ballon ou en satellite dans la gamme d'énergie de $10^3 - 10^{15}$ eV,

la détection indirecte par des détecteurs de grande surface au sol mesurant les

gerbes de particules induites par des rayons cosmiques interagissant avec l'atmosphère terrestre pour des énergies supérieures à 10^{15} eV.

3.1 La détection directe

À basse et moyenne énergie une mesure dans l'espace, en dehors de l'atmosphère terrestre, dans laquelle les particules de cette énergie sont surtout absorbées, est la plus appropriée. Les particules sont détectées directement soit par des satellites soit par des détecteurs montés sur des stations spatiales ou dans des navettes. Les détecteurs utilisés sont surtout des spectromètres magnétiques, comme l'expérience russe *MARIYA* installée d'abord sur la station spatiale russe *SALYUT-7* en 1985 et après sur *Mir* en 1990, la première version de l'*Alpha Magnetic Spectrometer* (AMS-01) qui a volé dans la navette spatiale *Discovery* de la NASA du 2 au 12 juin 1998 (voir photo 2.10) et PAMELA, un satellite lancé le 15 juin 2006. Le lancement d'AMS-02, qui sera installé sur la *Station Spatiale Internationale*, est prévu pour septembre 2010. Grâce à leur pouvoir d'identification de particules avec une très bonne précision, ces détecteurs permettent de couvrir plusieurs domaines du rayonnement cosmique, comme les noyaux stables et radioactifs, les flux faibles et d'antimatière pas accessibles aux mesures indirectes. En revanche, ce type de détecteur est difficile à mettre en place, dû aux contraintes inhérentes au domaine spatial, et ainsi extrêmement coûteux.

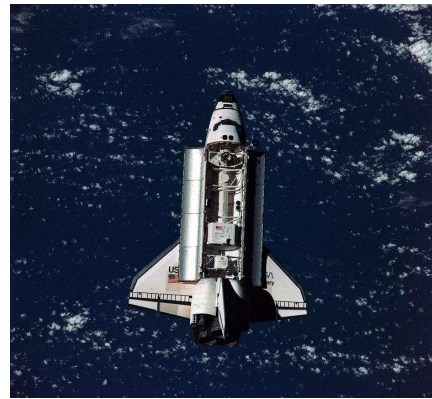


FIGURE 2.10 – La navette spatiale *Discovery* de la NASA avec AMS-01 vu à partir de la station spatiale russe *Mir*.

Une option moins coûteuse et plus flexible peut aussi être utilisée : les expériences embarquées en ballon stratosphérique. À une altitude d'environ 40 km, le rayonnement cosmique traverse $3 - 5 \text{ g/cm}^2$ de l'atmosphère terrestre, produisant une petite fraction de particules secondaires, un effet qui peut être corrigé [18]. Les limites de ce type de mesure directe est la durée du vol et le poids du détecteur suspendu. La durée du vol dépend surtout de la perte du gaz (normalement de l'hélium) du ballon, qui est principalement due au cycle jour-nuit pendant lequel le ballon change d'altitude. Pour prolonger la durée de vol, les vols se font dans des régions polaires pendant les mois sans nuits (hémisphère nord pendant l'été et l'hémisphère sud pendant l'hiver), permettant des vols jusqu'à 40 jours. De plus, la NASA développe un ballon pressurisé [19], qui garde l'altitude même pendant le cycle jour-nuit (voir figure 2.11) par pressurisation de l'hélium excessif contrairement aux ballons dits de *pression zéro* où l'hélium excessif sort par des événements. Un tel ballon pressurisé, dont un prototype a été testé avec succès pour la première fois pendant l'été antarctique

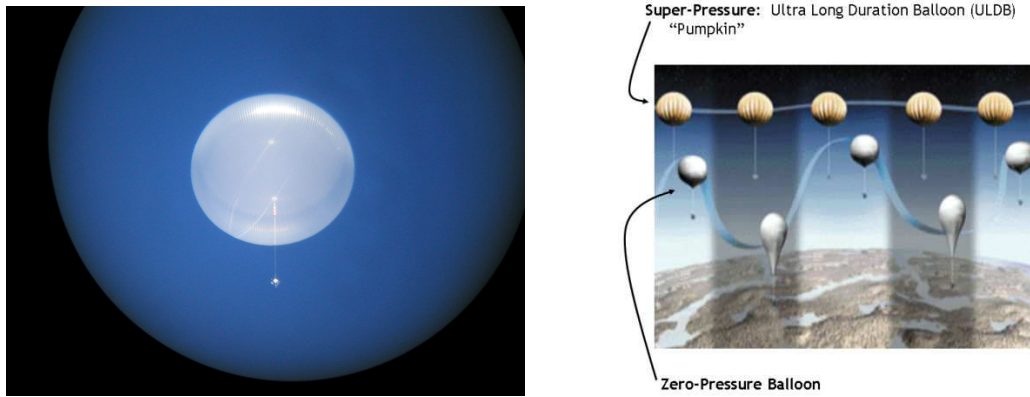


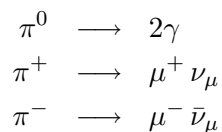
FIGURE 2.11 – À gauche : premier vol d'un ballon pressurisé au-dessus de l'Antarctique en 2008/2009. Photo prise à l'aide d'un télescope. À droite : comparaison du comportement des ballons pressurisés et des ballons à pression zéro pendant le cycle jour-nuit [19].

2008/2009 (voir photo 2.11), permettra un vol d'environ 100 jours.

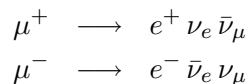
3.2 La détection indirecte

À des énergies autour de 10^{15} eV, c'est-à-dire à partir de la région du genou, le flux du rayonnement cosmique devient trop faible pour des mesures directes, nécessitant des détecteurs avec une surface bien supérieure à celle des détecteurs embarqués. Les détecteurs ainsi installés au sol détectent indirectement le rayonnement cosmique à travers des gerbes atmosphériques constituées d'un grand nombre de particules, s'étendant sur plusieurs kilomètres carrés au niveau du sol. Une telle gerbe est initiée par un rayon cosmique primaire qui interagit avec une molécule de l'atmosphère terrestre produisant en majorité des pions, mais aussi des particules étranges, des nucléons et des antinucléons. Ces particules secondaires produisent à leur tour des pions par interaction hadronique tant que leur énergie est supérieure à l'énergie nécessaire pour la production de pions d'environ 1 GeV. Une telle chaîne de réaction est appelée *cascade hadronique* et constitue le cœur de la gerbe.

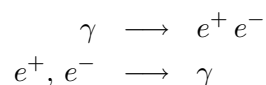
Les pions se désintègrent en photons, muons et neutrinos, déclenchant ainsi des cascades *muonique* et *électromagnétique* :



Les muons se désintègrent à leur tour en électrons et neutrinos :



Les photons produisent des paires électrons-positrons ($e^+ e^-$) par production de paire et ceux-ci produisent à leur tour des photons par rayonnement de freinage :



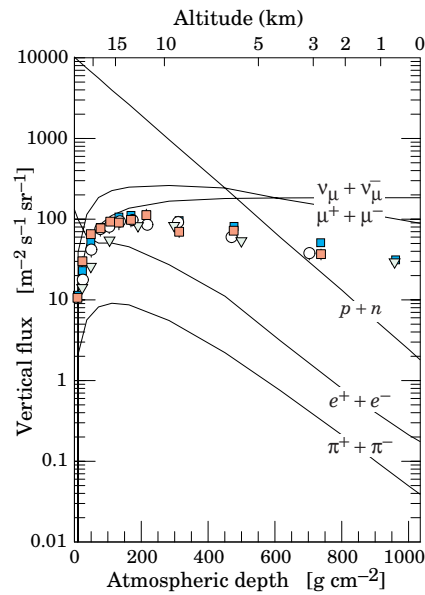


FIGURE 2.12 – Flux verticaux du rayonnement cosmique ($E > 1$ GeV) dans l’atmosphère [20].

Nous avons donc une composante hadronique de la gerbe qui alimente continuellement la composante muonique et électromagnétique (voir figure 2.12).

Il existe quatre types de détecteurs de gerbes, qui, utilisés conjointement, permettent de reconstruire l’énergie, la trajectoire et la composition des gerbes incidentes :

Les détecteurs de particules mesurant le nombre et l’énergie des particules chargées et des photons permettent de reconstruire ainsi l’énergie de la particule primaire incidente et la distribution latérale au sol. Pour ceci il faut un grand nombre de détecteurs regroupés sur une grande surface. Finalement, une mesure en temps permet d’identifier la direction de la gerbe et celle du rapport muons sur électrons la composition du rayonnement cosmique primaire à très haute énergie.

Les détecteurs Cherenkov mesurent à l’aide des photomultiplicateurs la lumière Cherenkov (voir section 1 du chapitre 7) émise le long de la trajectoire des particules par la gerbe se déplaçant dans l’atmosphère avec une vitesse proche de celle de la lumière. Le nombre de photons détectés permet de remonter à l’énergie initiale de particule primaire. De plus la mesure en temps de l’image sur le plan focal permet de reconstruire sa trajectoire. Ce type de détecteur peut seulement être utilisé pendant des nuits sans lune et sans d’autres polluants lumineux.

Les détecteurs à fluorescence mesurent la lumière de fluorescence émise par les molécules d’azote dans l’atmosphère excitées par les particules chargées de la gerbe. L’émission fluorescente est isotrope permettant une mesure latérale de la gerbe. Comme les détecteurs Cherenkov, une telle mesure par des détecteurs

optiques permet de reconstruire la trajectoire et l'énergie de la particule primaire incidente et est aussi seulement applicable dans les conditions sans bruit de fond lumineux.

Les antennes radio mesurent les signaux radio émis par les gerbes atmosphériques. L'amplitude du signal est proportionnelle à l'énergie de la gerbe et ainsi à la particule incidente. Un réseau d'antenne permet de plus une détermination de la trajectoire de la gerbe par une mesure en temps.

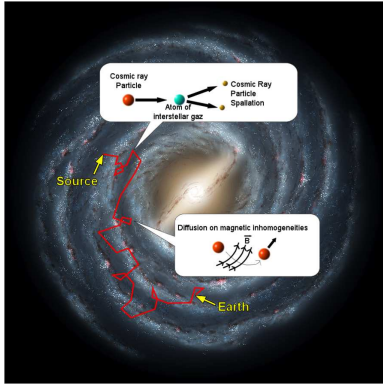
Le problème commun de ces détecteurs est qu'ils nécessitent un inter-étalonnage et une simulation précise pour pouvoir établir un spectre en énergie à partir des mesures des gerbes atmosphériques. Finalement, l'identification de la particule primaire incidente se base sur des modèles hadroniques utilisant des sections efficaces différentes. Ceci implique des résultats imprécis, dépendant du modèle choisi et parfois très contradictoires, nécessitant un étalonnage par des expériences de mesure directe.

Les expériences de gerbes atmosphériques utilisent donc une combinaison de ces différents types de détecteurs. Le *KArlsruhe Shower Core and Array DEtector-Grande* (KASCADE-Grande) utilise des scintillateurs pour détecter les électrons, photons et muons, un calorimètre, un détecteur à muons pour reconstruire la trajectoire de la gerbe et des antennes radio (LOPES). L'*Observatoire Pierre Auger* utilise des cuves à eau (effet Cherenkov) comme détecteurs de particules, des détecteurs à fluorescence et depuis récemment des antennes radio.

Bibliographie - La physique et la détection

- [1] S. P. Swordy. The Energy Spectra and Anisotropies of Cosmic Rays. *Space Science Reviews*, 99:85–94, October 2001.
- [2] C. Amsler *et al.* Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 667(1-5):1–1340, September 2008.
- [3] J. Abraham *et al.* Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV. *Physical Review Letters*, 101(6):061101, August 2008.
- [4] J. R. Hörandel. Cosmic-ray composition and its relation to shock acceleration by supernova remnants. *Advances in Space Research*, 41:442–463, 2008.
- [5] The Pierre AUGER Collaboration. Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei. *Astroparticle Physics*, 29:188–204, April 2008.
- [6] E. Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75:1169–1174, April 1949.
- [7] V. S. Berezinskii, S. V. Bulanov, V. A. Dogiel, & V. S. Ptuskin. *Astrophysics of cosmic rays*. Amsterdam: North-Holland, 1990, edited by Ginzburg, V.L., 1990.
- [8] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6:110–127, 1933.
- [9] V. C. Rubin & W. K. J. Ford. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *Astrophysical Journal*, 159:379–404, February 1970.
- [10] D. Clowe, M. Bradač, A. H. Gonzalez *et al.* A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *Astrophysical Journal Letters*, 648:L109–L113, September 2006.
- [11] G. R. Blumenthal, S. M. Faber, J. R. Primack, & M. J. Rees. Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter. *Nature*, 311:517–525, October 1984.
- [12] G. Hinshaw, J. L. Weiland, R. S. Hill *et al.* Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Data Processing, Sky Maps, and Basic Results. *Astrophysical Journal Supplement*, 180:225–245, February 2009.

- [13] H.-C. Cheng, J. L. Feng, & K. T. Matchev. Kaluza-Klein Dark Matter. *Physical Review Letters*, 89(21):211301–211304, October 2002.
- [14] J. Chang, J. H. Adams, H. S. Ahn *et al.* An excess of cosmic ray electrons at energies of 300-800GeV. *Nature*, 456:362–365, November 2008.
- [15] O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaya *et al.* Observation of an anomalous positron abundance in the cosmic radiation. *ArXiv e-prints*, October 2008;
O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaya *et al.* An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV. *Nature*, 458:607–609, 2009.
- [16] O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaya *et al.* New Measurement of the Antiproton-to-Proton Flux Ratio up to 100 GeV in the Cosmic Radiation. *Physical Review Letters*, 102(5):051101, February 2009.
- [17] A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello *et al.* Measurement of the Cosmic Ray $e^+ + e^-$ Spectrum from 20GeV to 1TeV with the Fermi Large Area Telescope. *Physical Review Letters*, 102(18):181101–+, May 2009.
- [18] A. Putze. Phenomenology and Detection of Cosmic-Ray Ions. Master's thesis, Universität Karlsruhe (TH), 2007.
- [19] Wallops Flight Facility NASA. Ballon Program Office, 2009. URL: <http://sites.wff.nasa.gov/code820/index.html>.
- [20] C. Amsler *et al.* Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 667(1-5):1–1340, September 2008.



3

La propagation dans le milieu interstellaire

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, pour toute la physique du rayonnement cosmique, une bonne compréhension des processus de propagation est indispensable. Les particules du rayonnement cosmique galactique subissent diverses interactions dans le milieu interstellaire pendant leur voyage à travers la Galaxie avant d'arriver sur Terre. Étant électriquement chargées, elles sont déviées dans le champ magnétique galactique et toute information directionnelle sur leur origine est perdue. Leur diffusion dans la Galaxie peut être décrite par une équation de transport, qui prend en compte les pertes et gains d'énergie éventuels, l'absorption, la spallation et la décroissance des noyaux radioactifs. Une résolution de cette équation de diffusion n'est possible que si les différentes caractéristiques de la Galaxie, sa géométrie, sa composition chimique, et les processus physiques à l'intérieur de celle-ci sont connus, ce qui n'est pas le cas. De ce fait des modèles semi-empiriques, valables jusqu'à des énergies d'environ $E = 10^{15}$ eV, sont utilisés, qui tentent d'expliquer la propagation du rayonnement cosmique galactique dans le milieu interstellaire à l'aide des données actuelles. Les deux modèles les plus courants dans la communauté du rayonnement cosmique, le modèle de Leaky-Box et le modèle de diffusion, sont présentés et comparés dans ce chapitre. Les différents paramètres de ces modèles peuvent être contraints à l'aide des mesures des rapports secondaire sur primaire de noyaux stable ou radioactifs. Une fois arrivées dans notre système solaire, les particules de basse énergie sont freinées par le vent solaire, un effet qui s'avère non négligeable à basse énergie ($< 10^{10}$ eV). Une modélisation de cet effet par un champ de force est présentée à la fin de ce chapitre.

1 L'équation de diffusion

La grande isotropie et le grand nombre de particules secondaires dans le rayonnement cosmique indiquent que le processus de diffusion est efficace et que la durée de

trajet des particules de haute énergie dans la Galaxie est importante. Le champ magnétique galactique joue le rôle décisif de la diffusion des particules. Les détails des processus de diffusion spécifiques ne sont pas connus. Ceci est dû aux informations insuffisantes sur les paramètres du milieu interstellaire et sur la structure du champ magnétique galactique. L'équation décrivant le mieux la propagation des particules dans le milieu interstellaire est l'équation de diffusion. Tout d'abord l'équation de base sera présentée, elle prend en compte les pertes d'énergie, l'absorption, la spallation et la décroissance nucléaire. Elle peut être complétée pour prendre en compte la convection des particules par le vent galactique et la réaccélération des particules, une accélération de Fermi du second ordre dans le milieu interstellaire.

1.1 L'équation de diffusion de base

Une méthode générale pour établir l'équation de diffusion est de partir de l'équation de continuité, qui stipule qu'un changement de densité à un point du système est dû à un apport ou à un enlèvement de matière. L'équation de continuité de la densité $N(\vec{r}, t)$ des rayons cosmiques s'écrit :

$$\frac{\partial N(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0, \quad (3.1)$$

où \vec{j} représente le flux de matière. L'équation de diffusion peut être facilement obtenue par la combinaison de l'équation de continuité et la première loi de Fick, qui énonce que le flux de matière diffusée à un point donné du système est proportionnel au gradient local de densité :

$$\vec{j} = -\hat{K}(\vec{r})\vec{\nabla}N(\vec{r}, t),$$

où $\hat{K}(\vec{r})$ est le tenseur de diffusion. L'équation (3.1) devient donc

$$\frac{\partial N(\vec{r}, t)}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\hat{K}(\vec{r})\vec{\nabla}N(\vec{r}, t)) = 0.$$

Considérons maintenant une espèce i de particules du rayonnement cosmique ayant une énergie cinétique par nucléon E_k (GeV/n) et une densité $N_i(\vec{r}, t, E_k) = N_i$, donné en cm^{-3} . L'utilisation de la variable E_k pour l'étude de la propagation et la fragmentation des noyaux relativistes est un choix commode, qui est basé sur l'hypothèse que cette quantité est pratiquement conservée dans des réactions de fragmentation des noyaux relativistes interagissant avec le milieu interstellaire. Dans cette approximation, l'équation de diffusion de base [1], incluant les pertes en énergie, les noyaux radioactifs, l'absorption et la spallation dans le milieu interstellaire, s'écrit

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\hat{K}_i \vec{\nabla} N_i) + \frac{\partial}{\partial E_k} (b_i N_i) + nv\sigma_i N_i + \frac{1}{\tau_i} N_i = q_i + \sum_{j>i} nv\sigma_{ij} N_j + \sum \frac{1}{\tau_{ij}} N_j. \quad (3.2)$$

Le deuxième terme caractérise la diffusion des particules par des inhomogénéités du champ magnétique galactique, où $\hat{K}_i(\vec{r}, E_k)$ est le tenseur de diffusion donné en kpc^2/Myr . Le troisième terme représente les pertes continues en énergie, en particulier les pertes par ionisation, où $b_i(\vec{r}, E_k) = dE_k/dt$ est le changement d'énergie

d'une particule individuelle par unité de temps. Ce terme peut être négligé pour des énergies au-dessus de quelques GeV/n. Les termes $nv\sigma_i N_i$ et $\sum_{j>i} nv\sigma_{ij} N_j$ sont les termes d'absorption de la particule i et de production de la particule i à partir d'une particule j plus lourde, où $n(\vec{r})$ est la densité du gaz interstellaire, v la vitesse de la particule, $\sigma_i(E_k)$ est la section efficace d'absorption du noyau i et $\sigma_{ij}(E_k)$ la section efficace de production d'un noyau i à partir d'un noyau j plus lourd. La disparition d'un noyau i et l'apparition d'un noyau j par désintégration radioactive d'un noyau i sont données respectivement par les termes N_i/τ_i et $\sum N_j/\tau_{ij}$, où τ_i et τ_{ij} sont leurs temps de décroissance correspondants. Les particules sont accélérées par des sources ponctuelles et leurs spectres de puissance peuvent être décrits par les fonctions $q_i(\vec{r}, t, E_k)$. Ce terme de source est nul pour les noyaux purement secondaires.

Il est parfois plus approprié de travailler avec une équation réduite en se plaçant dans le régime stationnaire ($\partial N_i/\partial t = 0$), à un régime de haute énergie ($\partial/\partial E_k (b_i N_i) \ll 1$) et en considérant seulement les noyaux stables ($N_i/\tau_i = \sum N_j/\tau_{ij} = 0$). L'équation (3.2) prend donc la forme réduite :

$$-\vec{\nabla}(\hat{K}_i \vec{\nabla} N_i) + nv\sigma_i N_i = q_i + \sum_{j>i} nv\sigma_{ij} N_j. \quad (3.3)$$

1.2 Le spectre source

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les candidats qui sont aujourd'hui favorisés comme source du rayonnement cosmique galactique sont les restes de supernovae dans le disque galactique. Dans celles-ci, les ondes de chocs sont suffisamment puissantes pour accélérer des particules à très haute énergie via des processus de Fermi. Les spectres produits par ces processus d'accélération sont typiquement des spectres en loi de puissance $E^{-\alpha}$, où α est l'indice spectral source.

Nous supposons que le spectre source en énergie fourni est le même pour toutes les sources, ce qui permet de séparer le spectre source en deux termes indépendants :

$$q_i(\vec{r}, t, E) = Q_i(E)\chi(\vec{r}, t),$$

où $\chi(\vec{r}, t)$ contient la distribution radiale et temporelle des source et $Q_i(E)$ la dépendance en énergie. Nous supposons de plus que le spectre source primaire $Q_i(E)$ est donné pour chaque espèce nucléaire i par

$$Q_i(E) \equiv \frac{dQ_i}{dE} = q_i \beta^{\eta_i} R^{-\alpha_i}, \quad (3.4)$$

où q_i est l'abondance source, α_i est la pente pour l'espèce i et le terme β^{η_i} représente la forme spectrale à basse énergie. De plus, nous supposons que l'injection est la même pour tous les éléments i , c'est-à-dire $\alpha_i \equiv \alpha$, et que $\eta_i \equiv \eta = -1$ pour retrouver $dQ/dp \propto p^{-\alpha}$ obtenu par des modèles d'accélération (voir par exemple [2]).

Les abondances source observées dans le rayonnement cosmique diffèrent de celles observées dans le système solaire. Ceci peut être dû au mécanisme de ségrégation pendant l'accélération. Deux origines à ce phénomène peuvent être trouvées dans

la littérature : la première est la composition du rayonnement cosmique qui est contrôlée par la volatilité et le rapport masse-charge [3, 4] et l'autre est basée sur le premier potentiel d'ionisation (angl. : *first ionisation potential*, FIP) des noyaux [5].

1.3 Le vent galactique

Outre la diffusion, le rayonnement cosmique peut aussi être transporté avec une vitesse $\vec{V}_c(\vec{r}, t)$ par convection. Le flux d'un noyau i peut donc s'écrire [1]

$$\vec{j}_i = -\hat{K}_i(\vec{r})\vec{\nabla}N_i(\vec{r}, t) + \vec{V}_c(\vec{r}, t)N_i(\vec{r}, t) - \frac{\vec{V}_c(\vec{r}, t)}{3} \frac{\partial}{\partial E_k} \left(\frac{2mc^2 + E}{mc^2 + E} E_k N_i(\vec{r}, t) \right),$$

où le premier terme correspond à la diffusion, le deuxième terme à la convection et le troisième terme au changement d'énergie des particules dans les flux avec $\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_c(\vec{r}, t) \neq 0$, correspondant à une expansion adiabatique. Un exemple d'un tel mouvement de convection est le *vent galactique*, qui est dirigé vers l'extérieur de la Galaxie. Ce flux stationnaire peut être maintenu par l'énergie fournie des explosions de supernova, les vents solaires, la chaleur fournie de la radiation ultraviolette du fonds diffus intergalactique et la pression du rayonnement cosmique.

1.4 La réaccélération

L'accélération du rayonnement cosmique au niveau des sources par les mécanismes de Fermi du premier et du deuxième ordre explique assez bien les observations dans notre Galaxie. Les particules chargées peuvent être accélérées soit par les éléments fluides magnétisés se déplaçant aléatoirement (processus de Fermi du second ordre) ou soit par des ondes de choc interstellaires, dans lesquelles elles sont diffusées par des irrégularités magnétiques (processus de Fermi du premier ordre). Or, il n'est pas exclu que l'accélération puisse aussi avoir lieu dans le milieu interstellaire [6].

En effet, une diffusion spatiale sur des centres animés d'une vitesse donnée est accompagnée par une diffusion en énergie, nommée *réaccélération* [7]. Une onde d'Alfvén, qui est une oscillation d'un champ magnétique et des ions dans un plasma, c'est-à-dire une onde magnétohydrodynamique, se déplaçant à une vitesse V_a le long des lignes de champ, est un tel centre diffuseur. La vitesse d'une telle perturbation, nommée *vitesse d'Alfvén*, est définie par

$$V_a = \sqrt{\frac{\langle H \rangle^2}{\mu_0 \rho}}, \quad (3.5)$$

où H est le champ magnétique dans le plasma de densité ρ et μ_0 est la perméabilité du vide.

La réaccélération est étudiée dans l'espace de l'impulsion par nucléon, comme l'accélération de Fermi est la même pour tous les ions à une impulsion par nucléon p donnée [6]. Le spectre en impulsion $f(p)$ des particules réaccélérées par des éléments fluides magnétisés et se déplaçant irrégulièrement peut être étudié à travers l'équation de diffusion

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[p^2 K_p(p) \frac{\partial f}{\partial p} \right],$$

où $K_p(p)$ est le coefficient de diffusion en impulsion par nucléon. Il est donné par

$$K_p(p) = \frac{1}{2} \left\langle \frac{(\Delta p)^2}{\Delta t} \right\rangle. \quad (3.6)$$

Il quantifie donc la dispersion de l'impulsion dans un instant Δt . De plus, en supposant une certaine géométrie des centres diffuseurs, il peut être relié au coefficient de diffusion spatial K isotrope et indépendant de l'espèce de noyaux étudié par

$$K_p(p) = \frac{V_a^2 p^2}{aK}, \quad (3.7)$$

où V_a est la vitesse d'Alfvén des centres diffuseurs et a est un facteur numérique dépendant de l'indice spectral du spectre énergétique de la turbulence hydromagnétique $s = 2 - \delta$, δ étant l'indice spectral de diffusion du rayonnement cosmique. Dans cette thèse

$$a = \frac{3\delta(4 - \delta^2)(4 - \delta)}{4}$$

est utilisé [8].

1.5 L'équation de diffusion complète

Pour inclure le terme de réaccélération, il faut le réécrire en utilisant la densité différentielle du rayonnement cosmique $N(E_k) = 4\pi p^2/\beta f(p)$ en fonction de l'énergie cinétique E_k . L'équation de diffusion, incluant la convection et la réaccélération, s'écrit donc

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot [\hat{K}_i \vec{\nabla} N_i - \vec{V}_c N_i] + \frac{\partial}{\partial E_k} (b_i N_i) - \frac{(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_c)}{3} \frac{\partial}{\partial E_k} \left(\frac{2E_0 + E}{E_0 + E} E_k N_i \right) \\ - \frac{\partial}{\partial E_k} \left[-\frac{(1 + \beta^2)}{E_k + E_0} K_p N_i + \beta^2 K_p \frac{\partial N_i}{\partial E_k} \right] + nv\sigma_i N_i + \frac{1}{\tau_i} N_i \\ = q_i + \sum_{j>i} nv\sigma_{ij} N_j + \sum_{j>i} \frac{1}{\tau_{ij}} N_j. \end{aligned}$$

Celle-ci peut s'écrire sous une forme plus élégante :

$$\mathcal{L}_i N_i + \frac{\partial}{\partial E_k} \left(l_i N_i - r_i \frac{\partial N_i}{\partial E_k} \right) = \mathcal{S}_i \quad (3.8)$$

avec

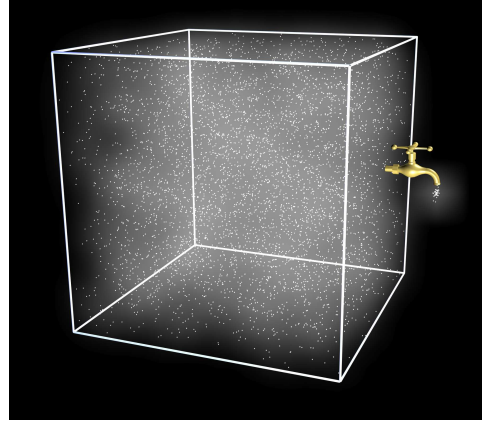
$$\begin{aligned} \mathcal{L}_i &= \frac{\partial}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\hat{K}_i \vec{\nabla}) + \vec{\nabla} \cdot \vec{V}_c + nv\sigma_i + \frac{1}{\tau_i}, \\ l_i &= b_i - \frac{(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_c)}{3} \left(\frac{2E_0 + E}{E_0 + E} E_k \right) + \frac{(1 + \beta^2)}{E_k + E_0} K_p, \\ r_i &= \beta^2 K_p, \\ \mathcal{S}_i &= q_i + \sum_{j>i} nv\sigma_{ij} N_j + \sum_{j>i} \frac{1}{\tau_{ij}} N_j \end{aligned}$$

2 Les modèles de propagations usuels

La résolution de l'équation de diffusion (3.2) requiert une analyse complète d'un système d'équations couplées. Ceci n'est possible que si tous les paramètres caractérisant la Galaxie sont connus, ce qui n'est pas le cas. Il existe différents modèles correspondant à des approximations différentes sur la géométrie de la Galaxie et la distribution des sources. Cette section comporte la description des deux modèles favorisés dans la communauté du rayonnement cosmique : le modèle de *Leaky-Box* (« la boîte qui fuit ») et le modèle de (convection-)diffusion.

2.1 Le modèle du Leaky-Box

Dans le modèle du Leaky-Box notre Galaxie se transforme en boîte dans laquelle les sources sont distribuées uniformément ($q_i(\vec{r}) = \bar{q}_i$) et la diffusion est très rapide, assurant ainsi une densité constante des rayons cosmiques dans tout le système ($n(\vec{r}) = \bar{n}$). Il est certes nécessaire de confiner les particules dans le système par une réflexion forte aux bords de la Galaxie, mais il faut aussi leur permettre de s'échapper avec un certain temps caractéristique τ_{esc} , causant ainsi une petite fuite. Il est évident que ce modèle est indépendant des coordonnées et peut être considéré comme une version



très simpliste du modèle de diffusion (voir section 2.2). En remplaçant le terme de diffusion dans l'équation (3.2) par le terme d'échappement

$$-\vec{\nabla}(\hat{K}_i \vec{\nabla} N_i) \quad \Longleftrightarrow \quad \frac{N_i}{\tau_{\text{esc}}}$$

et en moyennant sur les quantités densité du milieu interstellaire n , sources q_i et pertes d'énergies b_i

$$n \quad \Longleftrightarrow \quad \bar{n}, \quad q_i \quad \Longleftrightarrow \quad \bar{q}_i, \quad b_i \quad \Longleftrightarrow \quad \bar{b}_i$$

nous obtenons

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \frac{N_i}{\tau_{\text{esc}}} + \frac{\partial}{\partial E_k} (\bar{b}_i N_i) + \bar{n} v \sigma_i N_i + \frac{1}{\tau_i} N_i = \bar{q}_i + \sum_{j>i} \bar{n} v \sigma_{ij} N_j + \sum \frac{1}{\tau_{ij}} N_j.$$

L'équation réduite (3.3) prend donc la forme

$$\frac{N_i}{\tau_{\text{esc}}} + \bar{n} v \sigma_i N_i = \bar{q}_i + \sum_{j>i} \bar{n} v \sigma_{ij} N_j.$$

Les solutions de ce système d'équation sont purement algébriques et les processus physiques se trouvent contenus dans le seul paramètre du modèle, le temps d'échappement τ_{esc} :

$$N_i = \frac{\bar{q}_i + \sum_{j>i} \bar{n} v \sigma_{ij} N_j}{\frac{1}{\tau_{\text{esc}}} + \bar{n} v \sigma_i}. \quad (3.9)$$

2.2 Le modèle de diffusion

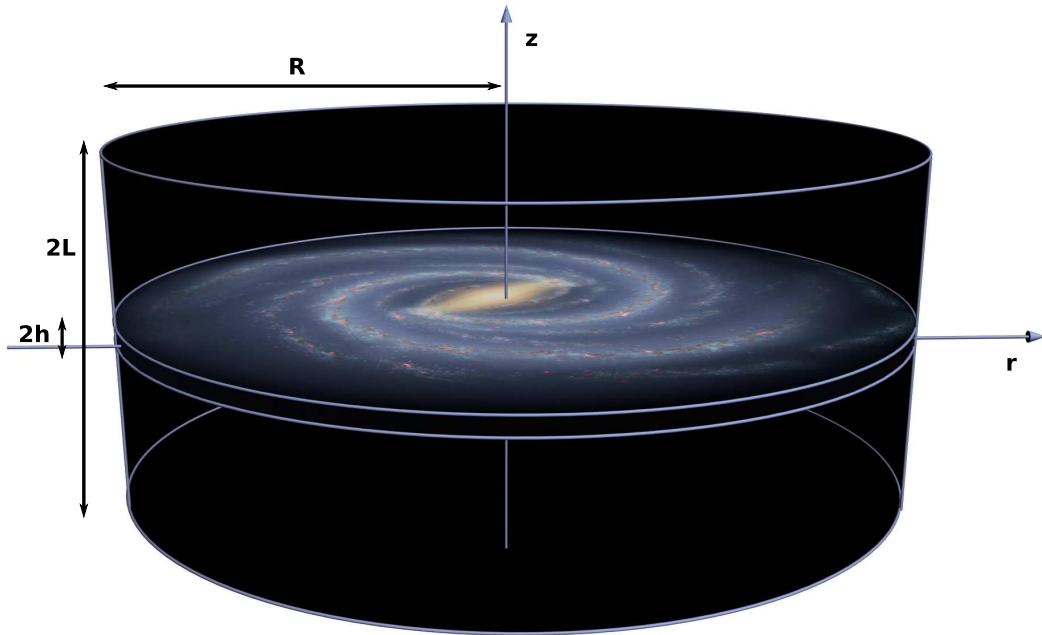


FIGURE 3.1 – Géométrie de la Galaxie dans le modèle de diffusion.

La résolution de l'équation de diffusion (3.2) est possible si une certaine géométrie pour la Galaxie est définie, sachant que chaque géométrie correspond à un type de solution, et en précisant des conditions aux limites. Le modèle de diffusion présenté dans ce manuscrit se base sur une géométrie cylindrique de rayon R pour la Galaxie comportant deux zones : le *disque* et le *halo diffusif* (voir figure 3.1), qui ne doit pas être confondu avec le halo de matière noire. Le disque a une hauteur $2h$, une densité $n_d = n$ et il contient les sources et le milieu interstellaire. Le système solaire est situé en $z = 0$ à une distance $r = R_\odot$ du centre du disque. Dans ce disque ont lieu les interactions nucléaires (absorption et spallation), les pertes et gains d'énergie (ionisation et réaccélération) et naturellement la diffusion. Les particules se propagent par diffusion et convection et se désintègrent éventuellement dans le halo de demi-hauteur L et de densité n_h . Dans notre étude, l'approximation du *disque mince* est utilisée, c'est-à-dire $h \ll L$, et la densité de la matière interstellaire est nulle dans le halo ($n_h = 0$), supprimant ainsi toute interaction nucléaire. Finalement les particules se retrouvant aux bords de la Galaxie s'échappent car elles ne sont plus confinées, ce qui revient à formuler les conditions aux bords suivantes : les densités $N_i(r, z)$ s'annulent pour $r = R$ et $z = \pm L$.

Des données diverses ont montré que l'intensité du rayonnement cosmique n'a pas changé de plus d'un facteur 2 au cours des dernières 100 millions d'années [1]. Il est donc possible de simplifier le problème en se plaçant dans un système stationnaire ($\partial N_i / \partial t = 0$). De plus, les fortes inhomogénéités du champ magnétique aux grandes échelles rendent le tenseur de diffusion \hat{K}_i isotrope, alors qu'il est localement très anisotrope. Comme la structure de la composante régulière du champ magnétique galac-

tique n'est pas bien connue, le tenseur de diffusion global du rayonnement cosmique dans la Galaxie peut être considéré comme isotrope dans une première approximation [1]. En outre la diffusion par les inhomogénéités du champ magnétique galactique est au premier ordre la même pour tous les noyaux i et nous pouvons utiliser un coefficient de diffusion scalaire indépendant de l'espèce ($K(r, z, E) = K_0 \cdot K(E)$). Finalement, un vent galactique dirigé dans la direction z avec une vitesse constante (V_c pour $z > h$ et $-V_c$ pour $z < -h$) est utilisé, ce qui permet de garder une équation de diffusion (3.8) qui reste soluble analytiquement. L'équation (3.2), en ajoutant la convection, donne avec ces approximations

$$-K\Delta N_i + V_c \frac{\partial}{\partial z} N_i - \frac{V_c}{3h} \frac{\partial}{\partial E_k} \left(\frac{2E_0 + E}{E_0 + E} E_k N_i \right) + \frac{1}{\tau_i} N_i - \sum \frac{1}{\tau_{ij}} N_j = 2h\delta(z) \left[q_i - \frac{\partial}{\partial E_k} (b_i N_i) - nv\sigma_i N_i + \sum_{j>i} nv\sigma_{ij} N_j \right], \quad (3.10)$$

où les termes désignant les processus se déroulant seulement dans le disque galactique sont regroupés dans le côté droit de l'équation. Le troisième terme, qui correspond à l'expansion adiabatique, assure la continuité de la densité N_i et du flux j_i des particules aux bords entre le disque et le halo ($|z| = h$).

Les solutions du modèle de diffusion à une dimension

Si on suppose que la distribution des sources q_i et la densité du gaz n ne dépendent pas de la position radiale r et que la Galaxie s'étend infiniment ($R \rightarrow \infty$), alors les flux propagés N_i dépendent seulement de z et l'équation (3.10) se réduit à une seule dimension. La résolution de l'équation réduite (3.3), c'est-à-dire sans pertes en énergie, convection et réaccélération, à une dimension et pour des noyaux stables

$$\left(-K \frac{d^2}{dz^2} + 2h nv \sigma_i \delta(z) \right) N_i = 2h \delta(z) \mathcal{Q}_i \quad (3.11)$$

avec $\mathcal{Q}_i = q_i + \sum_{j>i} nv \sigma_{ij} N_j$

se fait en trois étapes comme décrit dans [9] :

1. On cherche d'abord les solutions dans le halo ($|z| > h$). L'équation (3.11) se réduit à une simple équation différentielle homogène du deuxième ordre

$$\frac{d^2 N_i}{dz^2} = 0$$

dont la solution est une fonction affine. Avec les conditions aux bords $N_i(z = \pm L) = 0$, on a :

$$N_i(z > h) = N_+ \left(1 - \frac{z}{L} \right), \quad (3.12)$$

$$N_i(z < -h) = N_- \left(1 + \frac{z}{L} \right). \quad (3.13)$$

En imposant une fonction N_i paire, nous avons $N_+ = N_- = N_0$.

2. Le raccordement des solutions dans le halo à celles du disque mince se fait par intégration de l'équation (3.11) dans la limite du disque mince :

$$-K \lim_{h \rightarrow 0} \int_{-h}^{+h} \frac{d^2 N_i}{dz^2} dz = \lim_{h \rightarrow 0} \int_{-h}^{+h} 2h \delta(z) [\mathcal{Q}_i - nv\sigma_i N_i] dz,$$

qui nous donne donc

$$-2K \left. \frac{dN_i}{dz} \right|_{z=0} = 2h [\mathcal{Q}_i(0) - nv\sigma_i N_i(0)]. \quad (3.14)$$

3. La dernière étape consiste à injecter les solutions dans le halo (3.12) et (3.13) dans l'équation (3.14). La solution finale est donc

$$N_i(z \leq 0) = N_0 \left(1 \pm \frac{z}{L}\right) \quad (3.15)$$

$$\text{avec } N_0 = \frac{2h \mathcal{Q}_i(0)}{\frac{2K}{L} + 2h nv\sigma_i} \quad (3.16)$$

La solution de l'équation complète, incluant donc le vent galactique, les pertes en énergies, la réaccélération et les noyaux radioactifs, peut être trouvé dans [10].

Les solutions du modèle de diffusion à deux dimensions

Dans le modèle de diffusion à deux dimensions, les deux degrés de liberté sont la distance en hauteur z et la distance radiale r . Le terme source q_i et les densités différentielles N_i dépendent dans ce modèle de r et de z . L'opérateur laplacien est donné par

$$\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

et l'équation réduite de diffusion pour les noyaux primaires à deux dimensions s'écrit donc

$$\left[-K \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + 2h nv\sigma_i \delta(z) \right] N_i = 2h \delta(z) q_i \quad (3.17)$$

Une méthode pour résoudre cette équation différentielle est la séparation des variables r et z . Dans le système de coordonnées cylindrique, les *fonctions de Bessel* représentent la solution de la partie radiale de l'équation de Laplace. Il est donc possible de décrire les densités du rayonnement cosmique N_i à l'aide des fonctions de Bessel de première espèce $J_\nu(\zeta_{\nu,\mu} r/R)$, où $\zeta_{\nu,\mu}$ représente le zéro d'ordre μ de la fonction Bessel d'ordre ν . Celles-ci remplissent immédiatement une des conditions limites $N_i(r = R) = 0$. Seules les fonctions de Bessel d'ordre 0 sont non-nulles pour $r = 0$, et les densités N_i peuvent être développées sur la base des fonctions de Bessel d'ordre 0 $J_0(\zeta_\mu r/R)$, avec $\zeta_{0,\mu} \equiv \zeta_\mu$:

$$N_i = \sum_{\mu=1}^{\infty} N_i^{(\mu)}(z) J_0 \left(\zeta_\mu \frac{r}{R} \right).$$

Cette équation montre que toute la dépendance en r est contenue dans les fonctions de Bessel et $N_i^{(\mu)}$ dépendent ainsi seulement de z (et implicitement de E). Réécrivons maintenant l'équation (3.17) à l'aide des fonctions de Bessel

$$\left[-K \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + 2hnv\sigma_i \delta(z) \right] \sum_{\mu=1}^{\infty} N_i^{(\mu)}(z) J_0 \left(\zeta_{\mu} \frac{r}{R} \right) =$$

$$2h\delta(z)q_{i,0}Q_i^{\text{tot}} \sum_{\mu=1}^{\infty} q_{\mu} J_0 \left(\zeta_{\mu} \frac{r}{R} \right) \quad (3.18)$$

$$\text{avec } q_{\mu} = \frac{1}{\pi R^2 J_1^2(\zeta_{\mu})} \frac{\int_0^1 \rho q(\rho) J_0(\zeta_{\mu} \rho) d\rho}{\int_0^1 \rho q(\rho) d\rho},$$

où $q(\rho)$ est la distribution spatiale avec $\rho = r/R$, $q_{i,0}$ l'abondance source et $Q_i^{\text{tot}}(E)$ le spectre en énergie. Comme les $J_0(\zeta_{\mu} r/R)$ sont orthogonales entre elles, la relation (3.18) doit être vraie pour chaque ordre μ et il suffit de résoudre l'équation sur les $N_i^{(\mu)}(z)$:

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} - \left(\frac{\zeta_{\mu}}{R} \right)^2 \right] N_i^{(\mu)}(z) = \frac{2h}{K} \delta(z) \left(\hat{q}_i^{(\mu)} + nv\sigma_i N_i^{(\mu)} \right) \quad (3.19)$$

$$\text{avec } \hat{q}_i^{(\mu)} = q_{i,0} Q_i^{\text{tot}}(E) q_{\mu}$$

$$\text{et en utilisant } \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial J_0 \left(\zeta_{\mu} \frac{r}{R} \right)}{\partial r} \right) = - \left(\frac{\zeta_{\mu}}{R} \right)^2 J_0 \left(\zeta_{\mu} \frac{r}{R} \right).$$

La résolution de cette équation se fait en trois étapes comme déjà décrit dans le paragraphe 2.2.

1. La première étape consiste à chercher les solutions dans le halo ($|z| > h$). Les solutions de l'équation différentielle homogène du deuxième ordre

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} - \left(\frac{\zeta_{\mu}}{R} \right)^2 \right] N_i^{(\mu)}(z) = 0,$$

avec les conditions aux bords $N_i^{(\mu)}(z = \pm L) = 0$, sont

$$N_i^{(\mu)}(z > h) = N_+ \sinh \left(\frac{\zeta_{\mu}}{R} (L - z) \right), \quad (3.20)$$

$$N_i^{(\mu)}(z < -h) = N_- \sinh \left(\frac{\zeta_{\mu}}{R} (L + z) \right). \quad (3.21)$$

En imposant une solution $N_i^{(\mu)}(z)$ paire, les constantes N_+ et N_- sont liées par la relation

$$N_+ = N_- = \frac{N_i^{(\mu)}(0)}{\sinh \left(\frac{\zeta_{\mu}}{R} L \right)}.$$

2. L'intégration sur le disque mince nous donne

$$\left. \frac{dN_i^{(\mu)}}{dz} \right|_{z=0} = \frac{2h}{K} \left[\hat{q}_i^{(\mu)} - nv\sigma_i N_i^{(\mu)}(0) \right]. \quad (3.22)$$

3. Finalement, il faut seulement injecter les équations (3.20) et (3.21) dans l'équation (3.22) pour obtenir la solution finale

$$\begin{aligned} N_i^{(\mu)}(z > 0) &= N_0 \sinh \left(\frac{\zeta_\mu}{R} (L - z) \right), \\ N_i^{(\mu)}(z < 0) &= N_0 \sinh \left(\frac{\zeta_\mu}{R} (L + z) \right), \\ \text{avec } N_0 &= \frac{2h\hat{q}_i^{(\mu)}}{2K \frac{\zeta_\mu}{R} \coth \left(\frac{\zeta_\mu}{R} L \right) + 2h\nu\sigma_i} \cdot \frac{1}{\sinh \left(\frac{\zeta_\mu}{R} L \right)}, \\ N_i(z \leq 0) &= \sum_{\mu=1}^{\infty} N_i^{(\mu)}(z \leq 0) J_0 \left(\zeta_\mu \frac{r}{R} \right). \end{aligned}$$

L'extension de cette solution à une solution prenant en compte la contribution des noyaux secondaires se fait en additionnant au terme source la contribution secondaire :

$$\hat{q}_i^{(\mu)} \longleftrightarrow Q_i^{(\mu)} = \hat{q}_i^{(\mu)} + \sum_{j>i} nv\sigma_{ij} N_j^{(\mu)}(0).$$

La solution de l'équation complète, c'est-à-dire avec les pertes en énergie, le vent galactique et la réaccélération, peut être trouvée dans la thèse de D. Maurin [7] ou encore dans [9].

2.3 La cohérence entre les modèles de diffusion à une et deux dimensions

Pour pouvoir comparer les solutions du modèle de diffusion à deux dimensions à celles du modèle à une dimension, nous réécrivons ici la solution $N_i^{2D}(z > 0)$

$$N_i^{2D}(z > 0) = \sum_{\mu=1}^{\infty} \frac{2h\hat{q}_i^{(\mu)}}{2K \frac{\zeta_\mu}{R} \coth \left(\frac{\zeta_\mu}{R} L \right) + 2h\nu\sigma_i} \cdot \frac{\sinh \left(\frac{\zeta_\mu}{R} (L - z) \right)}{\sinh \left(\frac{\zeta_\mu}{R} L \right)} J_0 \left(\zeta_\mu \frac{r}{R} \right). \quad (3.23)$$

Comme la fonction N_i est paire, nous nous limitons aux équations du demi-plan supérieur ($z > 0$) de la Galaxie. Observons le comportement des différents termes de l'équation (3.23) quand R tend vers l'infini (ce qui revient à regarder la limite

$\zeta_\mu/R \rightarrow 0$) :

$$\begin{aligned} \lim_{\frac{\zeta_\mu}{R} \rightarrow 0} \frac{\zeta_\mu}{R} \coth\left(\frac{\zeta_\mu}{R}L\right) &= \frac{1}{L}, \\ \lim_{\frac{\zeta_\mu}{R} \rightarrow 0} \frac{\sinh\left(\frac{\zeta_\mu}{R}(L-z)\right)}{\sinh\left(\frac{\zeta_\mu}{R}L\right)} &= \left(1 - \frac{z}{L}\right), \\ \lim_{\frac{\zeta_\mu}{R} \rightarrow 0} J_0\left(\zeta_\mu \frac{r}{R}\right) &= 1. \end{aligned}$$

De plus, on a $\lim_{\frac{\zeta_\mu}{R} \rightarrow 0} \sum_{\mu}^{\infty} \hat{q}_i^{(\mu)} = q_i$

et finalement nous avons donc

$$\lim_{\frac{\zeta_\mu}{R} \rightarrow 0} N_i^{2D}(z > 0) = \frac{2hq_i}{\frac{2K}{L} + 2hnv\sigma_i} \left(1 - \frac{z}{L}\right) = N_i^{1D}(z > 0).$$

Dans la limite dans laquelle la demi-hauteur du halo L est petite devant l'extension radiale R de la Galaxie ($L \ll R$), il est avantageux d'utiliser le modèle à une dimension par la simplicité de la solution de l'équation de diffusion qui n'invoque pas des sommes sur des fonctions de Bessel.

2.4 L'équivalence entre le modèle du Leaky-Box et le modèle de diffusion à une dimension

Considérons dans cette section un noyau secondaire S dont le seul parent est le primaire P . Nous utiliserons le paramètre $\tilde{\lambda}_{\text{esc}} = \bar{n}v\tau_{\text{esc}}$ (cm^{-2}) représentant l'épaisseur traversée d'une particule pendant son trajet à travers la Galaxie. La densité différentielle du secondaire S^{LB} dans le modèle de Leaky-Box est donnée par l'équation (3.9) avec un terme source nul :

$$S^{\text{LB}} \left(\frac{1}{\tilde{\lambda}_{\text{esc}}} + \sigma_S \right) = \sigma_{PS} P^{\text{LB}}.$$

Il en suit le rapport secondaire sur primaire $(S/P)^{\text{LB}}$

$$\left(\frac{S}{P}\right)^{\text{LB}} = \frac{\sigma_{PS}}{\frac{1}{\tilde{\lambda}_{\text{esc}}} + \sigma_S}.$$

De même on peut obtenir à partir des équations (3.15) et (3.16) le rapport secondaire sur primaire dans le modèle de diffusion à une dimension $(S/P)^{1D}$ pour $z = 0$ qui est donné par

$$\left(\frac{S}{P}\right)^{1D} = \frac{\sigma_{PS}}{\frac{K}{nhL} + \sigma_S}. \quad (3.24)$$

Nous pouvons donc voir que, dans la limite de haute énergie ($E_k \gtrsim \text{GeV/n}$) dans laquelle les termes de perte d'énergie peuvent être négligés, le modèle du Leaky-Box

et le modèle de diffusion avec un disque mince ($h \ll L$) et avec un coefficient de diffusion K isotrope et identique pour les différents noyaux, sont équivalents pour les noyaux stables¹

$$\left(\frac{S}{P}\right)^{\text{LB}} = \left(\frac{S}{P}\right)^{\text{1D}}$$

avec $\tilde{\lambda}_{\text{esc}} = \frac{nvhL}{K}$. (3.25)

Cette analogie n'est plus valable pour les noyaux radioactifs [11]. En effet, contrairement au modèle de Leaky-Box dans lequel la densité des noyaux stables N^s et radioactifs N^r est constante et leur rapport $(N^r/N^s)^{\text{LB}}$ est donné par

$$\left(\frac{N^r}{N^s}\right)^{\text{LB}} = \frac{\sigma_{rs}}{\frac{1}{\lambda_{\text{esc}}} + \sigma_r + \frac{1}{\bar{n}c\tau}},$$

il y a trois comportements possibles selon la valeur de décroissance τ dans le modèle de diffusion, dus aux deux zones :

1. $\frac{L^2}{K} \ll \tau$: La décroissance du noyau radioactif N^r en un noyau stable N^s se fait lors de la traversée du halo diffusif. Le rapport noyau radioactif sur noyau stable s'écrit donc dans cette limite

$$\left(\frac{N^r}{N^s}\right)^{\text{1D}} = \frac{\sigma_{rs}}{\frac{1}{\lambda_{\text{esc}}} + \sigma_r + \frac{L}{3hnc\tau}},$$

avec $\tilde{\lambda}_{\text{esc}} = \frac{nvhL}{K}$

et $\bar{n} = 3\frac{h}{L}n$.

On retrouve ici l'équivalence des deux modèles. Pour les noyaux stables ($\tau \rightarrow \infty$) on retrouve l'équation (3.24).

2. $\frac{h^2}{K} \ll \tau \ll \frac{L^2}{K}$: Le noyau a le temps de sortir du disque et décroît dans le halo avant de pouvoir s'échapper. Nous avons donc

$$\left(\frac{N^r}{N^s}\right)^{\text{1D}} = \frac{\sigma_{rs}}{\sigma_r + \frac{1}{nc}\sqrt{\frac{K}{h^2\tau}}},$$

avec $\bar{n}(E) = \frac{hn}{\sqrt{K(E)\tau}}$.

La densité moyenne \bar{n} dépend dans cette limite de l'énergie E . Le modèle de Leaky-Box ne permet pas de reproduire ce comportement et les deux modèles ne sont pas équivalents.

¹Partant de l'équation de diffusion avec la contribution des noyaux radioactifs, des conditions supplémentaires doivent être remplies pour la limite $\tau \rightarrow \infty$ [11].

3. $\tau \ll \frac{h^2}{K}$: Le noyau se désintègre dans le disque et ne subit pas de diffusion. Nous avons donc

$$\left(\frac{N^r}{N^s}\right)^{\text{1D}} = \frac{\sigma_{rs}}{\sigma_r + \frac{1}{nc\tau}},$$

avec $\bar{n} = n$,

qui ne dépend pas du tout des dimensions de la Galaxie.

Nous pouvons donc conclure que le modèle de diffusion se ramène naturellement au modèle de Leaky-Box dans la limite du disque mince pour les noyaux stables et seulement pour les noyaux radioactifs à durée de vie longue dans le cas 1 cité plus haut.

3 Les contraintes sur les paramètres de propagation

3.1 Les noyaux stables

Nous avons vu dans les sections 2.1 et 2.4 que dans le modèle du Leaky-Box, et dans le cas où les sections efficaces sont connues, les abondances relatives des noyaux stables sont entièrement déterminées par l'épaisseur traversée par une particule $\tilde{\lambda}_{\text{esc}}$. Il est donc possible d'extraire une valeur de $\tilde{\lambda}_{\text{esc}}$ à partir des densités de quelques noyaux secondaires N_i par l'expression suivante :

$$\tilde{\lambda}_{\text{esc}} = \left[\left(\sum_{i < j} \sigma_{ij} \frac{N_j}{N_i} \right) - \sigma_i \right]^{-1}. \quad (3.26)$$

Dans la littérature le paramètre $\lambda_{\text{esc}} = \bar{m} \tilde{\lambda}_{\text{esc}}$ est surtout utilisé et son unité est le g/cm^2 . Il correspond donc à la matière traversée ou encore au *grammage*.

À partir d'une énergie d'environ 1 GeV/n le rapport B/C baisse avec l'énergie (voir par exemple figures 3.4 et 3.5 sur la page 59). Sachant que les sections efficaces sont constantes au-delà de quelques centaines de MeV/n, on voit que $\tilde{\lambda}_{\text{esc}}$ dépend de l'énergie. Le modèle de Leaky-Box donne une forme phénoménologique de la dépendance en rigidité R de λ_{esc} :

$$\lambda_{\text{esc}} = \begin{cases} \lambda_0 \beta R_0^{-\delta} & \text{pour } R < R_0, \\ \lambda_0 \beta R^{-\delta} & \text{sinon,} \end{cases} \quad (3.27)$$

où R_0 est appelé la rigidité critique et δ l'indice spectral.

L'interprétation physique de l'équation empirique (3.27) peut être donnée pour $R > R_0$ dans le cadre du modèle de diffusion. Dans la section 2.4 du chapitre 3 l'équivalence du modèle de diffusion à une dimension au modèle de Leaky-Box a été montrée sous l'approximation du disque mince et leurs paramètres sont reliés par

l'équation (3.25). La théorie de la diffusion résonante et la diffusion dans le milieu interstellaire turbulent prédit une forme du coefficient de diffusion

$$K = K_0 \beta \left(\frac{R}{1 \text{ GeV}} \right)^\delta, \quad (3.28)$$

où K_0 est une constante déterminée par le niveau des turbulences hydromagnétiques [12] et est donnée en cm^2/s . L'indice spectral δ du rayonnement cosmique est lié au spectre de densité de ces irrégularités. L'indice spectral δ dans (3.27) peut donc être identifié avec l'indice spectral de diffusion dans (3.28).

Une mesure précise des rapports secondaire sur primaire, comme le rapport B/C, permet donc de déterminer le grammage λ_{esc} vu par les particules lors de leur propagation et ainsi de contraindre efficacement les modèles de propagation. La connaissance et la caractérisation des processus liés à la propagation permet de plus de reconstruire le spectre source du rayonnement cosmique et donc de contraindre les processus d'accélération à l'origine du rayonnement cosmique.

3.2 Les noyaux radioactifs

Dans le modèle de Leaky-Box, la composition chimique du rayonnement cosmique est entièrement déterminée par $\tilde{\lambda}_{\text{esc}} = \bar{n}v\tau_{\text{esc}}$, mais \bar{n} et τ_{esc} sont inconnus. Il est possible de déterminer ces deux paramètres à partir du contenu relatif des noyaux radioactifs secondaires dans la Galaxie en utilisant l'équation

$$\left(\frac{1}{\tilde{\lambda}_{\text{esc}}} + \sigma_i + \frac{1}{\bar{n}v\tau_i} \right) N_i = \sum_{i < j} \sigma_{ij} N_j. \quad (3.29)$$

En effet, considérons deux isotopes secondaires issus du même parent P dont l'un est stable (N^s) et l'autre radioactif (N^r) et supposons que leurs sections efficaces d'absorption et de fragmentation sont égales ($\sigma_r = \sigma_s = \sigma$ et $\sigma_{rP} = \sigma_{sP} = \sigma_P$), alors la densité moyenne \bar{n} et le temps d'échappement τ_{esc} sont donnés par :

$$\bar{n} = \frac{\frac{N^r}{N^s}}{1 - \frac{N^r}{N^s} (1 + \sigma \tilde{\lambda}_{\text{esc}}) v \tau_i}, \quad (3.30)$$

$$\tau_{\text{esc}} = \frac{\tilde{\lambda}_{\text{esc}}}{\bar{n}v}, \quad (3.31)$$

où $\tilde{\lambda}_{\text{esc}}$ est déterminé à partir d'un rapport secondaire sur primaire de noyaux stables, comme le rapport B/C.

Nous avons vu dans la section 2.4 que le modèle de Leaky-Box ne donne pas les mêmes résultats que le modèle de diffusion plus réaliste dans le cas des noyaux radioactifs. En effet, les noyaux radioactifs à courte durée de vie ($\tau \ll L^2/K$) sont concentrés près du disque galactique dans le modèle de diffusion contrairement à la distribution homogène dans le modèle de Leaky-Box. Par conséquent, pour la même puissance de source de noyaux radioactifs, la densité mesurée sur Terre de noyaux radioactifs est plus grande que la valeur moyennée sur tout le volume de la Galaxie

et ainsi la taille du halo L et le temps d'échappement τ_{esc} du rayonnement cosmique sont sous-estimés dans le modèle du Leaky-Box.

Les noyaux radioactifs à utiliser pour une telle estimation sont ceux qui ont un temps de décroissance τ comparable au temps d'échappement τ_{esc} de la Galaxie. Les noyaux considérés habituellement sont ^{10}Be (béryllium), ^{26}Al (aluminium), ^{36}Cl (chlore) et ^{54}Mn (manganèse) avec leurs temps de décroissance β donnés respectivement par 1.51, 0.91, 0.307 et 0.494 Myr [13, et références].

3.3 Les abondances sources

Il est aussi possible d'extraire itérativement l'ensemble des abondances sources q_i à partir de l'équation (3.9). En effet, en commençant par le noyau le plus lourd N_{max} et en comparant aux flux tirés des données, nous pouvons estimer \bar{q}_{max} donnée par

$$\bar{q}_{\text{max}} = \left(\frac{1}{\tau_{\text{esc}}} + \bar{n}v\sigma_{\text{max}} \right) N_{\text{max}}$$

et ainsi toutes les autres abondances

$$\bar{q}_i = \left(\frac{1}{\tau_{\text{esc}}} + \bar{n}v\sigma_i \right) N_i - \sum_{j>i}^{\text{max}} \bar{n}v\sigma_{ij} N_j. \quad (3.32)$$

4 La modulation solaire

Pendant les années 1950 le physicien allemand Ludwig Biermann s'intéressa au fait que la queue d'une comète se dirigeant vers le Soleil ou s'éloignant de celui-ci pointe toujours dans la direction inverse du Soleil. Il postula que ceci était dû à un flux constant de particules venant du soleil qui pousse la queue de la comète [14]. En effet, un gaz complètement ionisé, donc un *plasma*, principalement composé de protons et d'électrons d'une énergie d'environ 5×10^5 eV est éjecté radialement de la couronne solaire. Une fois le plasma sorti de la couronne, la pression dynamique du vent domine la pression magnétique sur presque tout le système solaire de telle façon que le champ magnétique prend une forme d'une spirale archimédienne (une spirale de Parker) dû à la combinaison du mouvement vers l'extérieur et de la rotation du Soleil [15].

Les particules chargées du rayonnement cosmique à basse énergie ($E_k < 10^{10}$ eV) sont diffusées et ralenties par ce champ magnétique. Ce phénomène, nommé *modulation solaire*, doit être pris en compte dans toute interprétation de données expérimentales dans cette gamme d'énergie afin de pouvoir remonter aux flux dits interstellaires. Cette modulation peut être calculée par une équation basée sur un modèle de diffusion-convection [17] :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V U) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \kappa \frac{\partial U}{\partial r} \right) - \frac{1}{3r^2} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r^2 V) \right] \left[\frac{\partial}{\partial E_k} (\alpha E_k U) \right] = 0, \quad (3.33)$$

avec

$$\alpha = \frac{E_k + 2mc^2}{E_k + mc^2}.$$

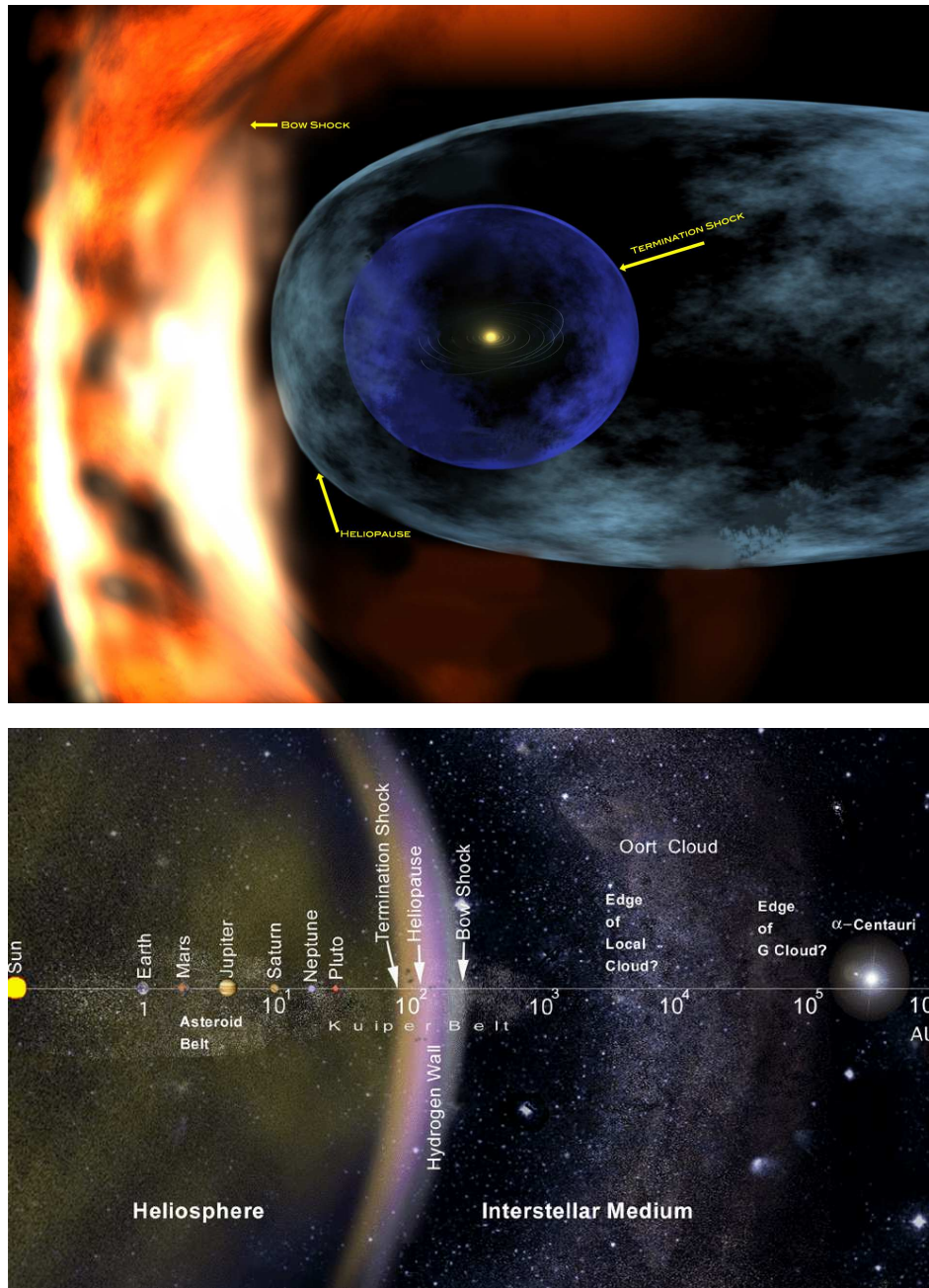


FIGURE 3.2 – L'héliosphère est une zone en forme de bulle allongée dans l'espace, engendrée par le vent solaire (figure en haut). À l'intérieur du système solaire le vent solaire se propage à une vitesse supersonique. Au choc terminal (angl. : termination shock), un front de choc permanent, la vitesse du vent devient subsonique. Une fois ralenti, le vent solaire interagit avec le milieu interstellaire à l'intérieur de l'héliogaine (angl. : heliosheath). L'héliopause délimite l'héliosphère et est la limite théorique de la zone d'influence du vent solaire, arrêté au-delà par le milieu interstellaire. La vague d'étrave (angl. : bow shock) est due au mouvement propre du Soleil dans le milieu interstellaire. Ainsi il y a une augmentation de pression sur la région frontale de l'héliosphère, créant une onde de choc comparable à une onde d'étrave créée par un bateau dans l'eau. Ces illustrations artistiques sont tirées du site de la NASA [16].

$U(r, t)$ représente ici la densité différentielle des particules à la distance radiale r du Soleil, $V(r, t)$ la vitesse du vent solaire, κ le coefficient de diffusion, E_k l'énergie cinétique et m la masse de la particule considérée. On retrouve ici le terme de diffusion (troisième terme), décrivant la diffusion par des centres magnétiques, le terme de convection (deuxième terme) et le terme d'expansion adiabatique (quatrième terme), avec ici une géométrie sphérique. La densité radiale du courant (ou aussi l'*écoulement*) $S(r, E_k)$ par unité d'énergie cinétique E_k est donnée par

$$S = VU - \kappa \frac{\partial U}{\partial r} - \frac{V}{3} \frac{\partial}{\partial E_k} (\alpha E_k U) \quad (3.34)$$

L'approximation d'un régime stationnaire ($\partial U / \partial t = 0$) est appropriée, car le temps de relaxation du système est court devant la période du cycle solaire de 11 ans. Ainsi le temps t entre seulement comme un paramètre dans les solutions.

4.1 L'approximation du champ de force

Pour résoudre l'équation (3.33), on peut utiliser l'approximation du *champ de force* (angl. : *force field*) [17]. En effet, il a été montré que le terme d'écoulement S peut être négligé si les particules subissent une modulation négligeable ($Vr/\kappa \ll 1$), c'est-à-dire pour des énergies $E_k > 10^8$ eV. Dans cette approximation l'équation (3.34) prend la forme

$$\begin{aligned} S = 0 &= -VU + \kappa \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{V}{3} \frac{\partial}{\partial E_k} (\alpha E_k U) \\ &= \kappa \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{3} V (E^2 - E_0^2)^{3/2} \frac{\partial}{\partial E} \left[\frac{U}{E (E^2 - E_0^2)^{1/2}} \right], \end{aligned}$$

où la deuxième ligne a été obtenue par le regroupement de termes et par l'utilisation de l'énergie totale $E = E_k + E_0$, avec $E_0 = mc^2$, comme variable indépendante. Cette équation est connue sous le nom de *force field*, parce que les particules se comportent dans cette approximation comme si elles sont modulées par un champ électrique radial de potentiel ϕ . La solution de cette équation dépend entièrement de la forme choisie du coefficient de diffusion κ . En supposant κ indépendant du temps t et de la distance radiale r , $\kappa = k\beta R$, où k est une constante, $R = pc/(Ze)$ est la *rigidité* de la particule et $\beta = v/c$ sa vitesse, le changement du flux du rayonnement cosmique $J(r, E) = vU(r, E)/(4\pi)$ est donné par l'expression suivante :

$$J(r, E) = \frac{E^2 - E_0^2}{(E + |Z|e\phi(r))^2 - E_0^2} \cdot J(\infty, E + |Z|e\phi), \quad (3.35)$$

où Z est la charge de la particule dans l'unité de la charge électrique e et ϕ la force de la modulation, dépendant du vent solaire V , du coefficient de diffusion radial k et de l'extension de la zone d'influence du vent solaire $r_b = 100$ ua :

$$\phi(r) = \int_r^{r_b} \frac{V}{3k} dx = \frac{V(r_b - r)}{3k}.$$

La vitesse du vent solaire V est mesurable à l'aide des satellites comme par exemple ACE (*Advanced Composition Explorer*). La vitesse moyenne est d'environ 400 km/s, mais les données en temps réel d'ACE peuvent être trouvées sur internet². Le coeffi-

²http://www.swpc.noaa.gov/ace/ace_rtsw_data.html

cient de diffusion radial k caractérise l'activité solaire qui varie avec le cycle solaire. Ainsi ϕ peut prendre pendant ce cycle des valeurs entre 250 et 1 000 MV correspondant aux valeurs respectives du minimum et du maximum solaire. La mesure du niveau de l'activité solaire est faite en comptant le nombre des taches solaires (angl. : *sunspot*), qui sont des régions sur la surface du Soleil de température inférieure à leur environnement. L'origine de ces taches est une activité magnétique intense qui inhibe la convection ce qui diminue localement la température. La mesure des neutrons, particules tertiaires ou plus du rayonnement cosmique, au niveau du sol par des *moniteurs de neutrons* donne une idée de l'intensité du rayonnement cosmique. La corrélation inverse entre l'activité solaire et l'intensité du rayonnement cosmique observée sur Terre, décrite par l'équation (3.35), est représentée sur la figure 3.3.

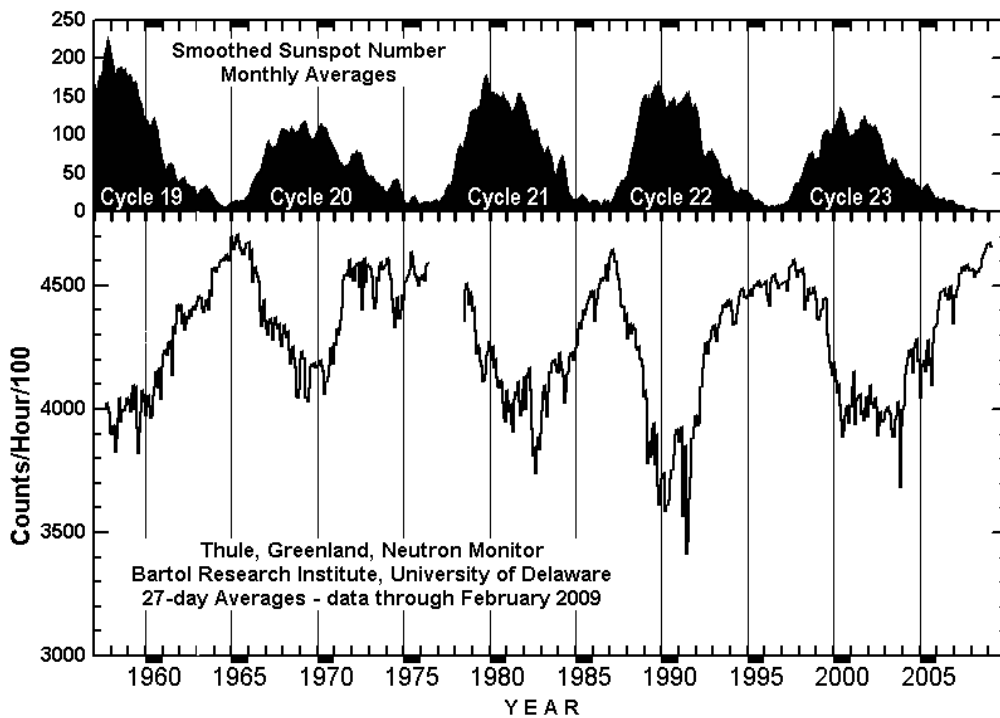


FIGURE 3.3 – L'influence de la modulation solaire sur l'intensité du rayonnement cosmique. Quand l'activité du Soleil, caractérisée par le nombre de taches solaires, augmente (panneau en haut), l'intensité du rayonnement cosmique, estimée par le nombre de neutrons mesuré au sol (ici par le moniteur de neutrons à Thule en Groenland, panneau en bas) diminue respectivement.

Une bonne connaissance de la modulation solaire est nécessaire pour remonter des flux du rayonnement cosmique estimés en haut de l'atmosphère terrestre (angl. : *top of atmosphere*, TOA, $r = r_{\oplus} = 1 \text{ ua}$) aux flux interstellaires (IS, $r > r_b$) pour des énergies inférieures à 10^{10} eV . Toute interprétation de données expérimentales dans cette gamme d'énergie doit donc impérativement en tenir compte. Dans l'approximation du champ de force, la correction à faire est entièrement contenue dans

l'équation (3.35) :

$$J_{\text{IS}}(E_{\text{IS}}) = \frac{E_{\text{IS}}^2 - E_0^2}{E_{\text{TOA}}^2 - E_0^2} \cdot J_{\text{TOA}}(E_{\text{TOA}}) \quad (3.36)$$

$$\text{avec } E_{\text{IS}} = E_{\text{TOA}} + |Z|e\phi. \quad (3.37)$$

5 L'implémentation de l'équation de diffusion

Il est possible de résoudre l'équation de diffusion (3.8) numériquement en utilisant la méthode de Crank-Nicolson, qui est une méthode de différences finies des équations aux dérivées partielles [19]. Le code de propagation public³ GALPROP [20] utilise cette méthode pour calculer la propagation du rayonnement cosmique galactique, c'est-à-dire les noyaux, antiprotons, électrons, positrons, rayons γ et l'émission synchrotron. La géométrie de la Galaxie utilisée est cylindrique et l'estimation des flux se fait dans l'espace de l'impulsion p . Le modèle de diffusion utilisé inclut la convection avec un vent galactique linéaire en z et la réaccélération, comme les pertes en énergie, l'absorption, la spallation et la désintégration radioactive. De plus la modulation solaire est calculée avec l'approximation du champ de force discutée dans la section 4.1. Une description détaillée de ce code peut être trouvée dans [20].

USINE [21] est un autre code de propagation, qui calcule semi-analytiquement la propagation des noyaux et antinoyaux (antiprotons et antideuteron) pour le modèle de Leaky-Box et les modèles de diffusion à une et à deux dimensions. La géométrie de la Galaxie et les approximations choisies ont été présentées dans la section 2.2, les solutions complètes de l'équation (3.10) et une description détaillée des paramètres nucléaires, des pertes en énergie et de la modulation solaire par le champ de force sont données dans [7, 9]. Tous les flux propagés du rayonnement cosmique présentés dans cette thèse ont été calculés avec USINE.

Les rapports secondaire sur primaire B/C (bore sur carbone) calculés avec GALPROP et USINE sont représentés respectivement sur les figures 3.4 et 3.5.

³Version à télécharger sur http://galprop.stanford.edu/web_galprop/galprop_home.html

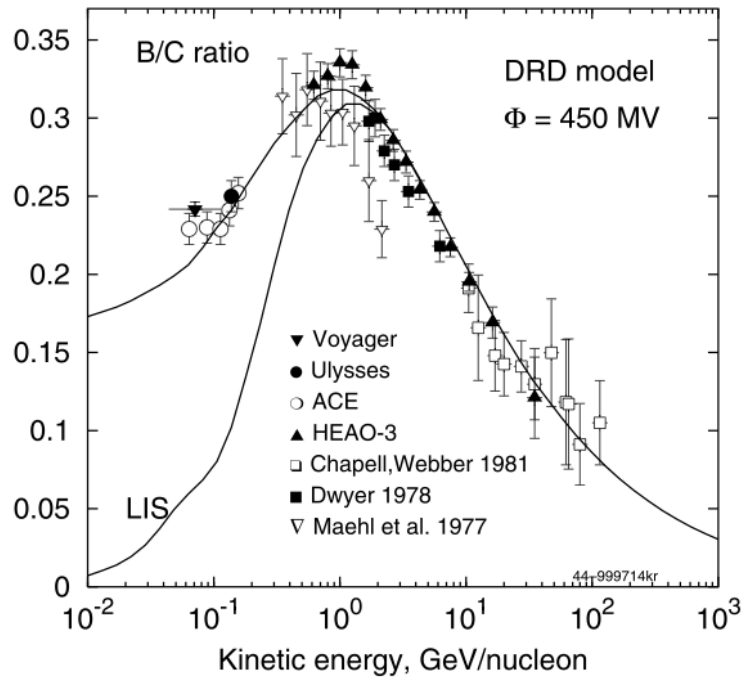


FIGURE 3.4 – Le rapport bore sur carbone (B/C) calculé par le code de propagation GALPROP en utilisant un modèle de diffusion incluant la convection, la réaccélération et l'atténuation des ondes magnétohydrodynamiques (angl. : damping) [18].

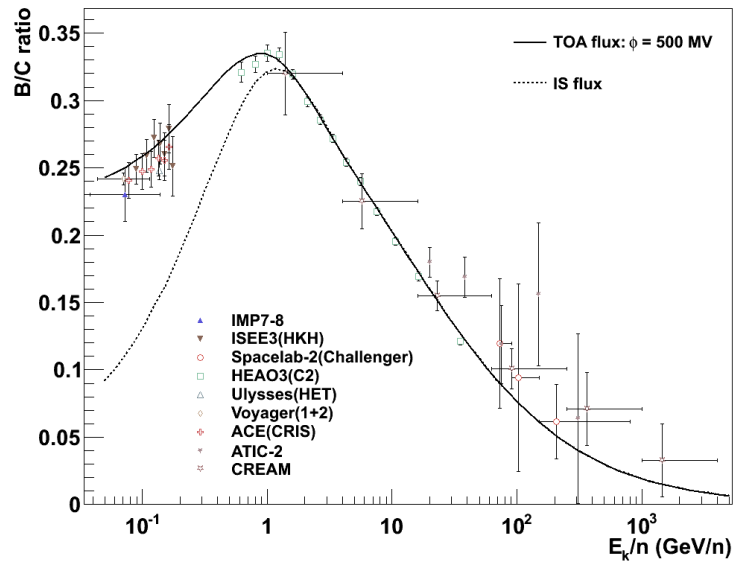


FIGURE 3.5 – Le rapport bore sur carbone (B/C) calculé par le code de propagation USINE en utilisant le modèle de diffusion à une dimension avec réaccélération et convection.

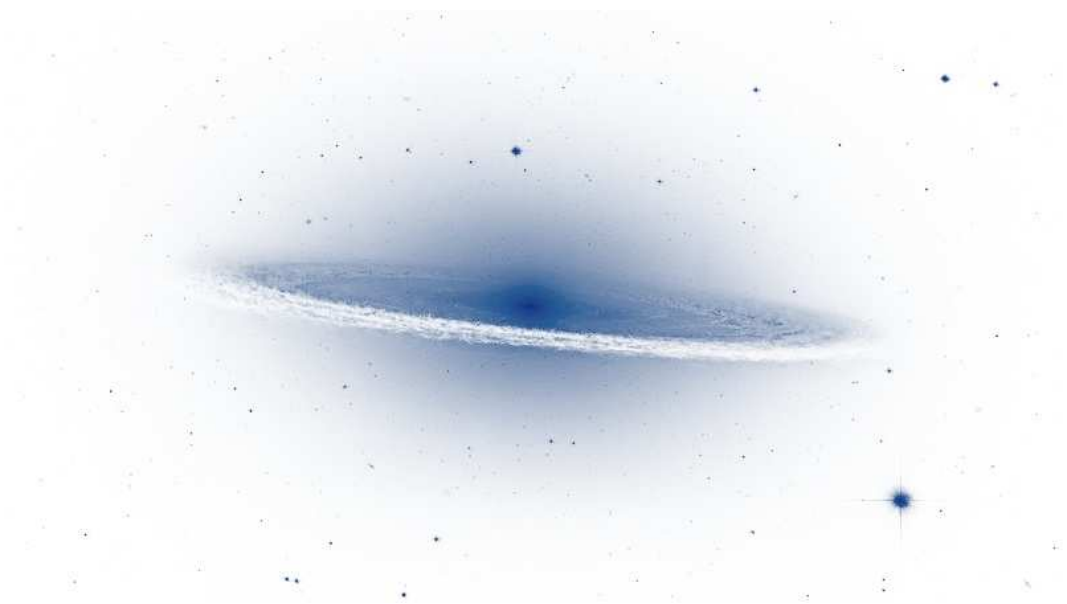
Bibliographie - La propagation dans le milieu interstellaire

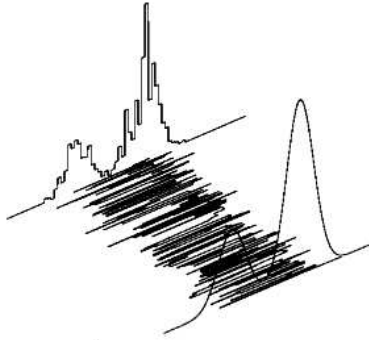
- [1] V. S. Berezhinskii, S. V. Bulanov, V. A. Dogiel, & V. S. Ptuskin. *Astrophysics of cosmic rays*. Amsterdam: North-Holland, 1990, edited by Ginzburg, V.L., 1990.
- [2] F. C. Jones. A theoretical review of diffusive shock acceleration. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 90:561–565, February 1994.
- [3] J.-P. Meyer, L. O. Drury, & D. C. Ellison. Galactic Cosmic Rays from Supernova Remnants. I. A Cosmic-Ray Composition Controlled by Volatility and Mass-to-Charge Ratio. *Astrophysical Journal*, 487:182, September 1997.
- [4] D. C. Ellison, L. O. Drury, & J.-P. Meyer. Galactic Cosmic Rays from Supernova Remnants. II. Shock Acceleration of Gas and Dust. *Astrophysical Journal*, 487:197, September 1997.
- [5] M. Cassé & P. Goret. Atomic Properties of the Elements and Their Acceleration to Cosmic Ray Energies. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 1 of *International Cosmic Ray Conference*, page 584, 1973.
- [6] I. Lerche & R. Schlickeiser. An explanation of the secondary-to-primary ratio in galactic cosmic radiation - No contradiction with continuous Fermi acceleration. *Astronomy and Astrophysics*, 151:408–420, October 1985.
- [7] D. Maurin. *Propagation des rayons cosmiques dans un modèle de diffusion: une nouvelle estimation des paramètres de diffusion et du flux d'antiprotons secondaires*. PhD thesis, Université de Savoie, 2001.
- [8] E. S. Seo & V. S. Ptuskin. Stochastic reacceleration of cosmic rays in the interstellar medium. *Astrophysical Journal*, 431:705–714, August 1994.
- [9] D. Maurin, F. Donato, R. Taillet, & P. Salati. Cosmic Rays below $Z=30$ in a Diffusion Model: New Constraints on Propagation Parameters. *Astrophysical Journal*, 555:585–596, July 2001.
- [10] A. Putze, L. Derome, & D. Maurin. 2009. In preparation.
- [11] V. L. Prishchep & V. S. Ptuskin. Decaying nuclei and the age of cosmic rays in the galaxy. *Astrophysics and Space Science*, 32:265–271, February 1975.

- [12] F. C. Jones, A. Lukasiak, V. Ptuskin, & W. Webber. The Modified Weighted Slab Technique: Models and Results. *Astrophysical Journal*, 547:264–271, January 2001.
- [13] D. Maurin. *Propagation des rayons cosmiques dans un modèle de diffusion: une nouvelle estimation des paramètres de diffusion et du flux d'antiprotons secondaires*. PhD thesis, Université de Savoie, 2001.
- [14] L. Biermann. Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung. *Zeitschrift für Astrophysik*, 29:274–286, 1951.
- [15] E. N. Parker. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *Astrophysical Journal*, 128:664–676, November 1958.
- [16] NASA. Artist's impression of our solar system's boundaries, 2008. URL: http://www.nasa.gov/images/content/263074main_BoundariesLg.jpg; NASA. The Scale of the Heliosphere and Nearby Galactic Neighborhood, 2000. URL: http://interstellar.jpl.nasa.gov/interstellar/probe/introduction/images/02univ10small_SEC_trim_lg.gif.
- [17] L. J. Gleeson & W. I. Axford. Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays. *Astrophysical Journal*, 154:1011–1026, December 1968.
- [18] V. S. Ptuskin, I. V. Moskalenko, F. C. Jones, A. W. Strong, & V. N. Zirakashvili. Dissipation of Magnetohydrodynamic Waves on Energetic Particles: Impact on Interstellar Turbulence and Cosmic-Ray Transport. *Astrophysical Journal*, 642:902–916, May 2006.
- [19] J. Crank, P. Nicolson, & D. R. Hartree. A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat-conduction type. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 43:50, 1947.
- [20] A. W. Strong & I. V. Moskalenko. Propagation of Cosmic-Ray Nucleons in the Galaxy. *Astrophysical Journal*, 509:212–228, December 1998.
- [21] D. Maurin. 2009. In preparation.

Deuxième partie

LA PHÉNOMÉNOLOGIE DU RAYONNEMENT COSMIQUE





4

Le Monte Carlo par chaînes de Markov

La propagation de particules chargées dans la Galaxie dépend des paramètres de propagation dont le nombre peut être élevé en fonction du modèle de propagation choisi. Un des objectifs de la physique du rayonnement cosmique est la détermination de ces paramètres. Dans ce chapitre, on présente une interface entre les modèles théoriques et les données des expériences : le *Monte Carlo par chaînes de Markov*. Cet outil mathématique permet d'estimer les densités de probabilité *a posteriori* pour des modèles multi-dimensionnels en utilisant des *chaînes de Markov*. Le principal avantage d'une telle approche est l'extraction des densités de probabilité *a posteriori* jointes et individuelles des paramètres, sans intégration multi-dimensionnelle.

1 Le principe

1.1 L'inférence Bayésienne

Il existe deux interprétations principales de la probabilité couramment utilisées dans l'analyse des données : la probabilité définie comme une *fréquence relative*, utilisée entre autres pour affecter des erreurs statistiques aux mesures, et l'interprétation dite *subjective* (ou aussi *Bayésienne*) de la probabilité, utilisée pour quantifier entre autres les incertitudes systématiques [1]. Dans l'approche fréquentiste la probabilité d'un événement dénote la fréquence relative avec laquelle un résultat donné apparaît après avoir répété l'expérience une infinité de fois. Dans l'interprétation Bayésienne la probabilité est associée à une hypothèse et est interprétée comme le degré de confiance accordé à celle-ci. Le calcul ou la révision de la probabilité d'une hypothèse à l'aide du *théorème de Bayes* est nommée *inférence Bayésienne*. Le théorème de Bayes s'écrit

$$P(\text{théorie}|\text{données}) = \frac{P(\text{données}|\text{théorie}) \cdot P(\text{théorie})}{P(\text{données})}. \quad (4.1)$$

$P(\text{théorie})$ et $P(\text{données})$ représentent les probabilités *a priori* que la théorie soit vraie et les données ont été observées. La quantité $P(\text{données}|\text{théorie})$, nommée *fonction de vraisemblance*, est la probabilité, partant de la théorie, d'observer les données effectivement mesurées. La probabilité *a posteriori* que la théorie soit vraie après avoir vu le résultat de l'expérience est donnée par $P(\text{théorie}|\text{données})$.

L'approche Bayésienne ne fournit pas la loi qui établit une probabilité *a priori* à la théorie, mais si on suppose une probabilité *a priori*, elle dit comment le degré de confiance doit changer face aux données expérimentales.

1.2 Les chaînes de Markov

Une chaîne de Markov, nommée d'après le mathématicien russe Andrei Markov, est un processus stochastique, plus précisément une séquence de variables aléatoires $\mathbf{X}_0, \mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2, \dots$, vérifiant la propriété de Markov, c'est-à-dire que la distribution conditionnelle de probabilité des états futurs, étant donné les états passés et l'état présent, ne dépend en fait que de l'état présent et non pas des états passés (absence de « mémoire ») [2] :

$$P(\mathbf{X}_{n+1} = \mathbf{x}_{n+1} | \mathbf{X}_n = \mathbf{x}_n, \mathbf{X}_{n-1} = \mathbf{x}_{n-1}, \dots, \mathbf{X}_0 = \mathbf{x}_0) = P(\mathbf{X}_{n+1} = \mathbf{x}_{n+1} | \mathbf{X}_n = \mathbf{x}_n),$$

où $\mathbf{X} = \{X^{(1)}, \dots, X^{(m)}\}$ est un vecteur de m variables aléatoires. La chaîne de Markov est définie par les distributions marginales de \mathbf{X}_0 , c'est-à-dire les probabilités initiales des différents états \mathbf{x} , et par les distributions conditionnelles de \mathbf{X}_{n+1} sachant \mathbf{X}_n , nommées les probabilités de transition d'un état à l'autre. Notons $p_0(\mathbf{x})$ la probabilité initiale de l'état \mathbf{x} et $T(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = P(\mathbf{X}_{n+1} = \mathbf{x}' | \mathbf{X}_n = \mathbf{x})$ la *probabilité de transition* que l'on choisit ici indépendante du temps, alors la probabilité d'avoir l'état \mathbf{x} au temps $n + 1$ peut être écrite de la façon suivante :

$$p_{n+1}(\mathbf{x}) = \sum_{\tilde{\mathbf{x}}} p_n(\tilde{\mathbf{x}})T(\tilde{\mathbf{x}}, \mathbf{x}).$$

À partir de cette équation, on peut voir que le comportement de la chaîne est entièrement déterminée par la probabilité initiale p_0 .

Dans notre cas, la chaîne de Markov doit être ergodique, c'est-à-dire que les probabilités $p_n(\mathbf{x})$ doivent converger vers sa *distribution invariante* $\pi(\mathbf{x})$, vérifiant $\pi(\mathbf{x}) = \sum_{\tilde{\mathbf{x}}} \pi(\tilde{\mathbf{x}})T(\tilde{\mathbf{x}}, \mathbf{x})$ (nommée aussi sa *distribution d'équilibre*) quand $n \rightarrow \infty$, indépendamment des probabilités initiales $p_0(\mathbf{x})$ [2] :

$$\lim_{n \rightarrow \infty} p_n(\mathbf{x}) = \pi(\mathbf{x}).$$

1.3 L'idée de base

Considérons maintenant un modèle théorique dépendant de m paramètres

$$\boldsymbol{\theta} = \{\theta^{(1)}, \theta^{(2)}, \dots, \theta^{(m)}\}. \quad (4.2)$$

L'objectif est d'identifier et de quantifier ces paramètres. Dans l'approche Bayésienne (voir section 1.1), la densité de probabilité des paramètres $\boldsymbol{\theta}$ connaissant les données

$P(\boldsymbol{\theta}|\text{données})$ (la probabilité *a posteriori*) est reliée à la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\boldsymbol{\theta}) \equiv P(\text{données}|\boldsymbol{\theta})$ et la probabilité *a priori* $P(\boldsymbol{\theta})$ (voir equation (4.1)) :

$$P(\boldsymbol{\theta}|\text{données}) = \frac{P(\text{données}|\boldsymbol{\theta}) \cdot P(\boldsymbol{\theta})}{P(\text{données})}, \quad (4.3)$$

où $P(\text{données})$ joue le rôle d'un facteur de normalisation. Pour extraire des informations d'un paramètre donné $\theta^{(\alpha)}$, la densité de probabilité *a posteriori* est intégrée sur tous les autres paramètres $\theta^{(k \neq \alpha)}$. Cette procédure est nommée *marginalisation*. Finalement, une intégration supplémentaire sur la densité de probabilité *a posteriori* individuelle conduit à l'espérance mathématique, aux niveaux de confiance et aux moments d'ordre supérieur du paramètre $\theta^{(\alpha)}$.

Toute la difficulté de l'estimation des paramètres dans l'approche Bayésienne se trouve dans la détermination des densités de probabilité *a posteriori* individuelles, qui nécessite une intégration multi-dimensionnelle sur la densité de probabilité *a posteriori* jointe. Il est donc impératif d'utiliser une méthode d'échantillonnage efficace pour déterminer la densité de probabilité *a posteriori*. Les approches d'échantillonnage utilisant des mailles ne sont pas applicables aux modèles à grand nombre de paramètres et des techniques statistiques sont nécessaires [1].

Un tel outil statistique est le *Monte Carlo par chaînes de Markov* (angl. : *Markov Chain Monte Carlo*, MCMC), qui a été déjà testé avec succès pour l'inférence Bayésienne [2, 3]. Le MCMC est une classe d'algorithmes échantillonnant toute densité de probabilité $p(\boldsymbol{\theta})$ à l'aide des chaînes de Markov (voir section 1.2)

$$\{\boldsymbol{\theta}_i\}_{i=1,\dots,N} = \{\boldsymbol{\theta}_1, \boldsymbol{\theta}_2, \dots, \boldsymbol{\theta}_N\},$$

où chaque $\boldsymbol{\theta}_i$ est un vecteur à m paramètres (comme défini dans l'équation (4.2)), nommé ci-après *état*. Chaque chaîne est construite de telle façon que sa distribution d'équilibre est la distribution à échantillonner, c'est-à-dire que le temps passé par la chaîne dans une région de l'espace de paramètre est proportionnel à la valeur de la densité de probabilité dans cette région. À partir d'une telle chaîne un échantillonnage indépendant de la distribution désirée peut être obtenu. Les densités *a posteriori* jointe et marginalisées sont estimées en comptant le nombre d'échantillons contenus dans une certaine région de l'espace de paramètres.

1.4 L'algorithme de Metropolis-Hastings

Un algorithme MCMC, basé sur la marche aléatoire, est l'algorithme de *Metropolis-Hastings*. La chaîne de Markov s'itère en « sautant » du point actuel $\boldsymbol{\theta}_i$ de l'espace de paramètre au point suivant $\boldsymbol{\theta}_{i+1}$. Comme déjà mentionné dans la section 1.2, la chaîne est dite Markovienne, si et seulement si le nouveau point dépend entièrement du point actuel. La probabilité de transition $T(\boldsymbol{\theta}_i, \boldsymbol{\theta}_{i+1})$ d'un point à l'autre est spécifiée par l'algorithme de Metropolis-Hastings en utilisant une *densité d'essai* (angl. : *proposal density*) q .

À chaque pas i , correspondant à l'état $\boldsymbol{\theta}_i$, un état d'essai $\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}$ est généré à partir de la distribution d'essai $q(\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}|\boldsymbol{\theta}_i)$. Cet état d'essai est soit accepté, soit rejeté, en

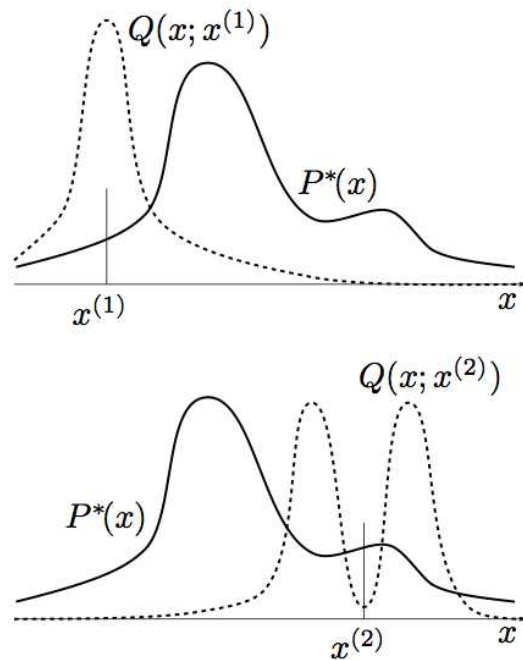


FIGURE 4.1 – La méthode de Metropolis-Hastings à une dimension. La densité d’essai $Q(x', x)$, qui change la forme avec la position x , est montrée. Cette figure est tirée de [3].

fonction du critère suivant : en formant la quantité

$$a(\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}|\boldsymbol{\theta}_i) = \min\left(1, \frac{p(\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}) q(\boldsymbol{\theta}_i|\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}})}{p(\boldsymbol{\theta}_i) q(\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}|\boldsymbol{\theta}_i)}\right), \quad (4.4)$$

l’état d’essai est accepté ou rejeté comme nouvel état de la chaîne avec respectivement une probabilité a ou $1 - a$. La probabilité de transition $T(\boldsymbol{\theta}_i, \boldsymbol{\theta}_{i+1})$ est donc donnée par

$$T(\boldsymbol{\theta}_i, \boldsymbol{\theta}_{i+1}) = a(\boldsymbol{\theta}_{i+1}|\boldsymbol{\theta}_i) q(\boldsymbol{\theta}_{i+1}|\boldsymbol{\theta}_i). \quad (4.5)$$

Si l’état est accepté, alors le nouvel état est écrit dans la chaîne : $\boldsymbol{\theta}_{i+1} = \boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}$ (la chaîne « évolue »), tandis que si l’état est rejeté, alors l’ancien état est réécrit dans la chaîne : $\boldsymbol{\theta}_{i+1} = \boldsymbol{\theta}_i$ (la chaîne « stagne »). Ce critère assure l’ergodicité de la chaîne, c’est-à-dire que la chaîne échantillonne la distribution désirée $p(\boldsymbol{\theta})$ une fois à l’équilibre. Nous pouvons aussi voir que, si la densité d’essai est symétrique ($q(\boldsymbol{\theta}_i|\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}) = q(\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}|\boldsymbol{\theta}_i)$), alors l’expression de la probabilité d’acceptation (4.4) se simplifie en

$$a(\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}|\boldsymbol{\theta}_i) = \min\left(1, \frac{p(\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}})}{p(\boldsymbol{\theta}_i)}\right). \quad (4.6)$$

Le grand avantage de l’algorithme de Metropolis-Hastings est qu’il nécessite seulement l’évaluation des rapports des densités de probabilité désirées. Une grande difficulté dans l’approche Bayésienne est le calcul du facteur de normalisation $P(\text{données}) = \int P(\text{données}|\boldsymbol{\theta}) P(\boldsymbol{\theta}) d\boldsymbol{\theta}$ dans l’équation (4.3). Ce facteur se simplifie dans le calcul du rapport dans les équations (4.4) et (4.6), qui dépend donc seulement de la fonction de vraisemblance et de la densité de probabilité *a priori*.

2 L'analyse des chaînes

2.1 La longueur de Burn-In

Le terme de *Burn-In* décrit la procédure permettant d'écartier les premières itérations de la chaîne. En effet, la chaîne met un certain temps à atteindre la distribution d'équilibre. Enlever l'ensemble de ces échantillons revient alors à faire oublier à la chaîne le point de départ choisi aléatoirement. La longueur de Burn-In b définit donc le nombre des premiers échantillons $\{\theta_i\}_{i=1,\dots,b}$ de la chaîne qui doivent être éliminés. Cette longueur est évaluée de la manière suivante : la médiane $p_{1/2}$ de la distribution de la fonction objectif (voir section 3), obtenue d'une chaîne entière de N échantillons, est calculée. La longueur de Burn-in correspond au premier échantillon θ_b pour lequel $p(\theta_b) > p_{1/2}$. Une illustration est donnée sur la figure 5.2.

2.2 La longueur de corrélation

Par construction (voir équation (4.5)), chaque pas de la chaîne dépend du pas précédent, ce qui entraîne une corrélation entre tous les pas de la chaîne. Des échantillons presque indépendants peuvent être obtenus à partir d'une sélection d'une certaine fraction de pas de la chaîne. Ce processus est nommé *raréfaction* (angl. : *thinning*). La période, avec laquelle les échantillons indépendants sont sélectionnés, est estimée par le calcul de la fonction d'autocorrélation pour chaque paramètre du modèle. Pour un paramètre $\theta^{(\alpha)}$ ($\alpha = 1, \dots, m$) la fonction d'autocorrélation est donnée par

$$c_j^{(\alpha)} = \frac{E \left[\theta_i^{(\alpha)} \theta_{j+i}^{(\alpha)} \right] - \left(E \left[\theta_i^{(\alpha)} \right] \right)^2}{E \left[\left(\theta_i^{(\alpha)} \right)^2 \right]}.$$

Celle-ci peut être calculée à l'aide d'une transformée de Fourier rapide (angl. : *Fast Fourier Transformation*, FFT). La longueur de corrélation $l^{(\alpha)}$ pour le paramètre α est définie comme le j le plus petit pour lequel $c_j^{(\alpha)} < 1/2$, c'est-à-dire les valeurs $\theta_i^{(\alpha)}$ et $\theta_{i+j}^{(\alpha)}$ de la chaîne sont considérées comme indépendantes. La longueur de corrélation l de la chaîne, pour tous les paramètres, est donnée par

$$l \equiv \max_{\alpha=1,\dots,m} l^{(\alpha)}.$$

Cette valeur est utilisée comme période pour la raréfaction. Une illustration est donnée sur la figure 5.2.

2.3 Les échantillons indépendants et l'acceptation

Les échantillons indépendants sont les états $\{\theta_i\}_{i=b+lk}$, où k est un entier. Le nombre total des échantillons indépendants N_{ind} est la fraction des pas restant après avoir écarté ceux de la phase du Burn-In et après la raréfaction :

$$N_{\text{ind}} = \left\lfloor \frac{N_{\text{tot}} - b}{l} \right\rfloor. \quad (4.7)$$

L'acceptation indépendante f_{ind} est définie comme le rapport du nombre des échantillons indépendants sur le nombre total des pas N_{tot} de la chaîne :

$$f_{\text{ind}} = \frac{N_{\text{ind}}}{N_{\text{tot}}}. \quad (4.8)$$

3 La fonction objectif

Comme déjà écrit plus haut l'objectif est d'échantillonner la densité de probabilité *a posteriori* $p(\boldsymbol{\theta}) = P(\boldsymbol{\theta}|\text{données})$. Partant de l'équation (4.3) et sachant que l'algorithme est insensible au facteur de normalisation, ceci revient donc à échantillonner le produit $P(\text{données}|\boldsymbol{\theta}) P(\boldsymbol{\theta})$:

$$p(\boldsymbol{\theta}) \propto P(\text{données}|\boldsymbol{\theta}) P(\boldsymbol{\theta}) \equiv \mathcal{L}(\boldsymbol{\theta}) P(\boldsymbol{\theta}). \quad (4.9)$$

Dans le cas où on peut faire l'approximation que les données sont distribuées comme des gaussiennes autour de la valeur prédite par la théorie, la fonction de vraisemblance, qui est notre *fonction objectif*, s'écrit :

$$\mathcal{L}(\boldsymbol{\theta}) = \exp\left(-\frac{\chi^2(\boldsymbol{\theta})}{2}\right), \quad (4.10)$$

où la fonction $\chi^2(\boldsymbol{\theta})$ pour $n_{\text{données}}$ points de données est donnée par

$$\chi^2(\boldsymbol{\theta}) = \sum_{k=1}^{n_{\text{données}}} \frac{(y_k^{\text{exp}} - y_k^{\text{théo}}(\boldsymbol{\theta}))^2}{\sigma_k^2}, \quad (4.11)$$

où y_k^{exp} est la valeur mesurée, $y_k^{\text{théo}}$ est la valeur théorique pour un modèle et des paramètres $\boldsymbol{\theta}$ donnés et σ_k est la variance connue sur la mesure.

Le lien entre la fonction objectif, c'est-à-dire la densité de probabilité *a posteriori* des paramètres, et les données expérimentales est établi à l'aide des équations (4.9) à (4.11). Ce lien garantit l'échantillonnage adéquat de l'espace des paramètres en utilisant des chaînes de Markov, qui passent plus de temps dans les régions les plus importantes.

4 Les fonctions d'échantillonnage

L'avantage de l'algorithme de Metropolis-Hastings est l'utilisation d'une densité d'essai q qui dépend seulement de l'état actuel $\boldsymbol{\theta}_i$. Cette densité peut être une distribution quelconque, mais facile à échantillonner (par exemple une gaussienne centrée $\boldsymbol{\theta}_i$). Il n'est pas nécessaire que la densité d'essai $q(\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}|\boldsymbol{\theta}_i)$ ressemble à la densité de probabilité *a posteriori* $p(\boldsymbol{\theta})$ pour que l'algorithme fonctionne, mais l'efficacité peut être sensiblement augmentée si q se rapproche le plus de p . Pour optimiser l'efficacité du MCMC, nous avons utilisé une séquence de trois fonctions d'échantillonnage successives dans cette thèse pour explorer l'espace de paramètres. La première étape correspond à une détermination approximative de la distribution de probabilité des

paramètres. Ceci nous permet ensuite de calculer la matrice de covariance des paramètres, ce qui amène à une meilleure couverture de l'espace des paramètres, à condition que la densité de probabilité *a posteriori* soit suffisamment proche d'une loi normale à m dimensions. La dernière étape utilise un algorithme de *partition binaire de l'espace* des paramètres (angl. : *binary space partitioning*, BSP).

4.1 m gaussiennes unidimensionnelles (le « pas gaussien »)

Pour la première itération la densité d'essai $q(\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}|\boldsymbol{\theta}_i)$ utilisée pour obtenir l'échantillon d'essai $\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}$ à partir de l'état actuel $\boldsymbol{\theta}_i$ est donnée par

$$q(\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}|\boldsymbol{\theta}_i) \propto \prod_{\alpha=1,\dots,m} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(\theta_{\text{essai}}^{(\alpha)} - \theta_i^{(\alpha)})^2}{\sigma_\alpha^2}\right). \quad (4.12)$$

Cette équation représente m gaussiennes indépendantes et centrées en $\boldsymbol{\theta}_i$. Grâce à la symétrie de cette distribution, la probabilité d'acceptation a prend la forme de l'équation (4.6). La variance σ_α^2 doit être spécifiée pour chaque paramètre. Chaque paramètre $\theta_{\text{essai}}^{(\alpha)}$ peut donc être calculé à partir de l'équation

$$\theta_{\text{essai}}^{(\alpha)} = \theta_i^{(\alpha)} + \sigma_\alpha x, \quad (4.13)$$

où x est une variable aléatoire de loi normale centrée réduite $\mathcal{N}(0,1)$, c'est-à-dire centrée en 0 et de variance égale à 1.

Il est important de bien choisir l'écart type σ_α pour garantir un échantillonnage exact de la densité de probabilité *a posteriori* [3, 4]. Si l'écart type est choisi trop grand et dès que la chaîne se trouve dans la région de haute probabilité, les échantillons d'essai tombent dans la région de basse probabilité et sont ainsi rejetés. Ceci a pour conséquence une faible acceptation et une grande longueur de corrélation. Par contre pour un écart type trop petit, la chaîne va mettre plus de temps à atteindre les régions de grande probabilité, ce qui a pour effet une grande longueur de Burn-In. De plus la densité de probabilité désirée serait échantillonnée seulement partiellement. Finalement un petit écart type entraîne une grande longueur de corrélation. Une illustration de cet effet est donnée dans la figure 4.2.

En pratique, les écarts-types σ_α ($\alpha = 1, \dots, m$) sont définis dans une première itération par la gamme attendue des paramètres. Dans une deuxième étape σ_α est mis à $2\sqrt{2 \ln 2} \approx 2.3$ fois $\sigma_\alpha^{\text{calc}}$, c'est-à-dire à la largeur à mi-hauteur de la densité de probabilité obtenue à la fin de la première itération.

4.2 La gaussienne à m dimensions (le « pas de matrice de covariance »)

La densité de probabilité *a posteriori* est une gaussienne à m dimensions de matrice de covariance V :

$$q(\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}|\boldsymbol{\theta}_i) \propto \exp\left(-\frac{1}{2} (\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}} - \boldsymbol{\theta}_i)^T V^{-1} (\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}} - \boldsymbol{\theta}_i)\right). \quad (4.14)$$

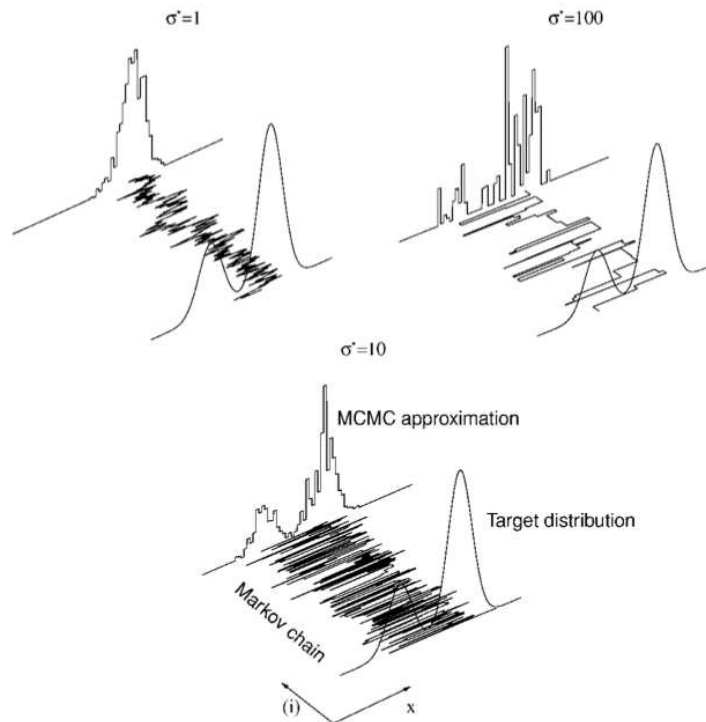


FIGURE 4.2 – Approximations obtenues à partir d’un algorithme de Metropolis-Hastings qui utilise une fonction d’échantillonnage gaussienne avec des différents écart-types σ^* (tiré de [4]).

La matrice de covariance est réelle et symétrique, ce qui permet d’utiliser l’équation (4.6) pour le calcul de la probabilité d’acceptation, elle est donc diagonalisable

$$V = P^T D P, \quad (4.15)$$

où D est la matrice diagonale des valeurs propres et P représente la matrice de passage. Les paramètres θ_{essai} peuvent donc être calculés à partir de

$$\theta_{\text{essai}} = \theta_i + P^T D x, \quad (4.16)$$

où x est un vecteur de m variables aléatoires obéissant à une loi normale centrée réduite.

La matrice de covariance V est estimée à partir de la première série de chaîne obtenue en utilisant la densité d’essai de m gaussiennes indépendantes, décrite dans la section précédente. L’avantage de cette deuxième fonction d’échantillonnage est la prise en compte des corrélations éventuelles entre les m paramètres du modèle, ce qui permet de choisir les pas dans l’espace des paramètres en fonction de leurs corrélations.

4.3 La partition binaire de l’espace (le « pas BSP »)

Une troisième méthode a été développée pour définir une fonction d’échantillonnage. Celle-ci utilise les résultats issus de l’étape se servant soit de la fonction d’échan-

tillonnage gaussienne soit de la matrice de covariance pour diviser l'espace de paramètres en des hyper-boîtes de m dimensions auxquelles sont affectées une certaine probabilité.

La partition de l'espace de paramètres peut être organisée en utilisant une structure d'arbre binaire des données [5]. La racine de l'arbre est la boîte de m dimensions correspondant à l'espace de paramètre entier. La partition binaire de l'espace est effectuée par la division récursive de chaque boîte en deux boîtes filles, si le critère suivant est rempli : une boîte est divisée en deux boîtes de même volume si le nombre d'échantillons indépendants contenus dans cette boîte est plus grand qu'un certain nombre donné. Le seuil défini dans cette thèse est la valeur maximale entre 0.1 % du nombre total d'échantillons indépendants et 3 échantillons indépendants. La division de la boîte se fait le long de l'arête la plus longue. La longueur de l'arête est définie relativement à la longueur de la boîte racine. Pour chaque feuille, c'est-à-dire un nœud ne possédant pas de fils dans l'arbre, une probabilité égale à la fraction du nombre d'échantillons indépendants dans la boîte sur le nombre total d'échantillons indépendants est assignée. Une probabilité minimale est attribuée aux boîtes vides et toutes les probabilités sont renormalisées afin que la somme des probabilités de toutes les feuilles soit égale à 1.

La densité d'essai $q(\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}})$ est alors définie dans chaque feuille comme une fonction uniforme. L'échantillonnage de cette densité d'essai est simple et efficace : une feuille est choisie avec la probabilité attribuée et les paramètres d'essai sont choisis uniformément dans la boîte correspondante. Contrairement aux deux autres fonctions d'échantillonnage, cette fonction d'échantillonnage basée sur la partition binaire de l'espace est asymétrique, puisqu'elle ne dépend pas de $\boldsymbol{\theta}_i$. Par conséquent l'équation (4.4) doit être utilisée pour le calcul de la probabilité d'acceptation.

5 L'implémentation dans un code de propagation

L'algorithme de Metropolis-Hastings a été implémenté dans le code de propagation USINE décrit dans la section 5 du chapitre 3. Un organigramme qui représente son fonctionnement est donné dans la figure 4.3. Les valeurs initiales des paramètres de propagation $\boldsymbol{\theta}_0$ sont choisies aléatoirement et uniformément dans leurs gammes attendues pour démarrer le MCMC. Les flux interstellaires du rayonnement cosmique sont alors calculés avec ce jeu de paramètres. Ces flux sont modulés avec l'approximation du champ de force, décrit dans la section 4.1 du chapitre 3, et les flux TOA ainsi obtenus sont comparés aux données, ce qui permet le calcul du χ^2 (équation (4.11)) et ainsi la vraisemblance (équation (4.10)). Cette vraisemblance est utilisée ensuite pour calculer la probabilité d'acceptation (équation (4.4)) du vecteur d'essai des paramètres $\boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}$, généré à partir d'une des trois fonctions d'échantillonnage décrite dans la section 4. L'état est ensuite accepté (dans ce cas la chaîne s'itère et prend la valeur $\boldsymbol{\theta}_1 = \boldsymbol{\theta}_{\text{essai}}$) ou rejeté (dans ce cas la chaîne stagne à la valeur $\boldsymbol{\theta}_1 = \boldsymbol{\theta}_0$). Cette procédure est répétée pour les N pas de la chaîne. De par la nature de l'algorithme de Metropolis-Hastings, plusieurs chaînes peuvent être exécutées en parallèle. Une fois terminé, les chaînes sont analysées (voir section 2), c'est-à-dire les

premiers pas appartenant à la phase du Burn-In sont écartés et les chaînes sont raréfiées d'après leurs longueurs de corrélations, et combinées pour extraire la densité de probabilité *a posteriori* $P(\boldsymbol{\theta}|\text{données})$ désirée.

Dans cette procédure l'utilisateur doit choisir :

1. les données à utiliser,
2. les observables pour calculer la vraisemblance et
3. le nombre de paramètres libres m pour les densités de probabilité *a posteriori* à déterminer.

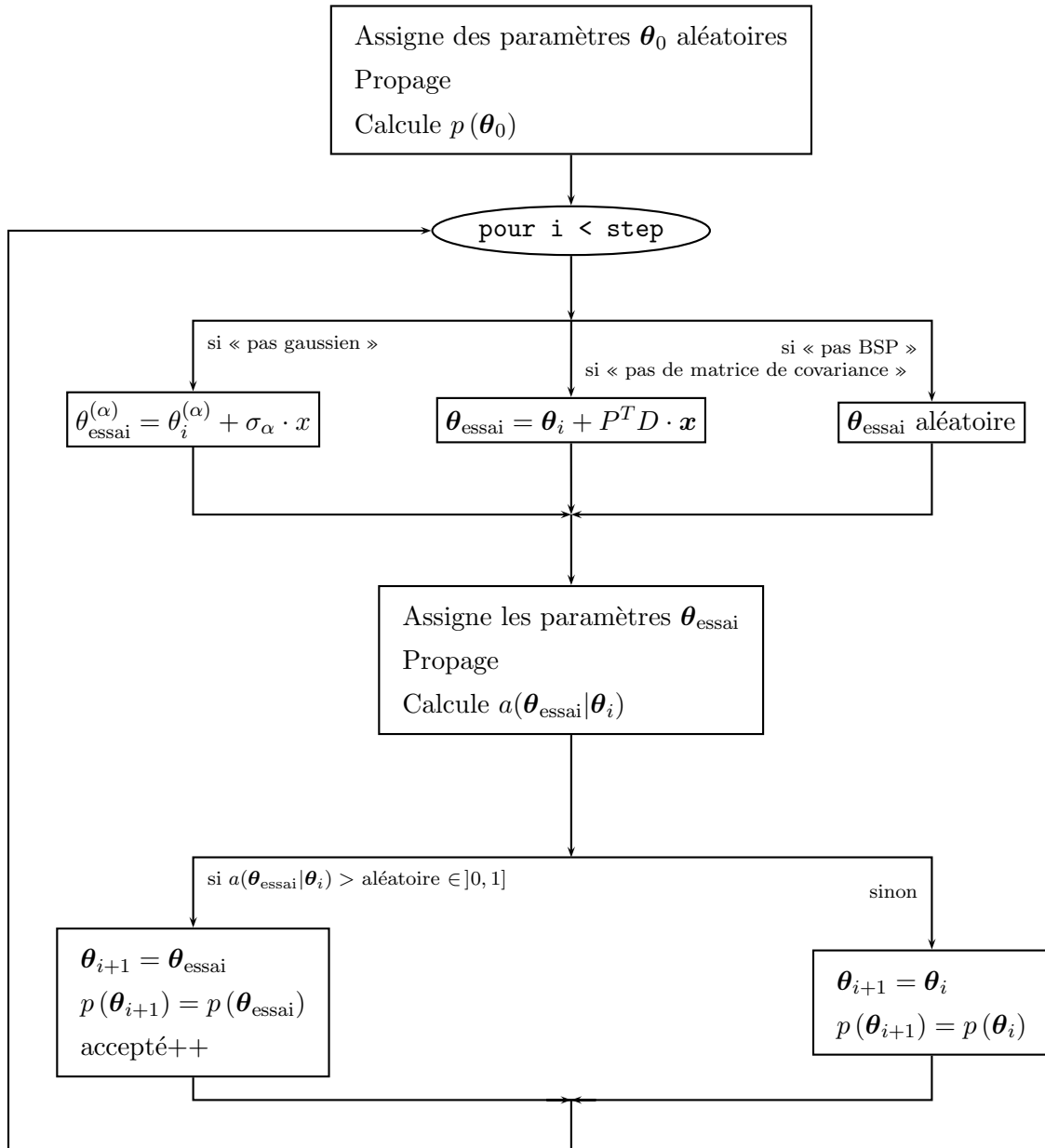
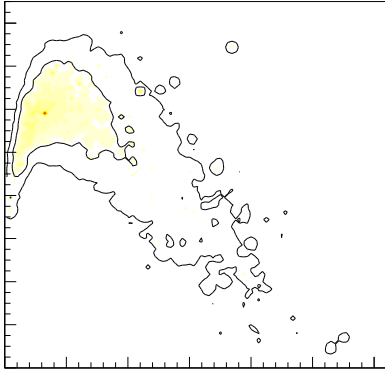


FIGURE 4.3 – Organigramme de l'algorithme MCMC implémenté : θ_i est le vecteur des $\alpha = 1, \dots, m$ paramètres du modèle, évalué à chaque pas i , et $p(\theta_i)$ est la fonction objectif donnée par l'équation (4.9). Voir texte pour plus de détails.

Bibliographie - Le Monte Carlo par chaînes de Markov

- [1] G. Cowan. *Statistical Data Analysis*. Oxford Science Publications. Oxford: Clarendon Press, 1997.
- [2] R. M. Neal. Probabilistic Inference Using Markov Chain Monte Carlo Methods. Technical Report CRG-TR-93-1, Department of Computer Science, University of Toronto, 1993.
- [3] D. J. C. MacKay. *Information Theory, Inference and Learning Algorithms*. Cambridge University Press, October 2003.
- [4] C. Andrieu, N. De Freitas, A. Doucet, & M. I. Jordan. An Introduction to MCMC for Machine Learning. *Machine Learning*, 50:5 – 43, January 2003.
- [5] M. de Berg, O. Cheong, M. van Kreveld, & M. Overmars. *Computational Geometry*. Springer-Verlag, third edition, 2008.



5

Contraintes sur la propagation et les sources du rayonnement cosmique

Un objectif de la physique du rayonnement cosmique est la détermination des paramètres de propagation dans la Galaxie. Une telle détermination est basée sur l'analyse des rapports secondaire sur primaire (par exemple B/C, sub-Fe/Fe, voir chapitre 2). Dans le passé des méthodes d'extraction des paramètres manuelles ou semi-automatiques ont été utilisées, mais de telles méthodes couvrent seulement partiellement l'espace des paramètres (voir par exemple [1, 2, 3]) et restent qualitatives. Des balayages systématiques de la grille ont été faits (voir [4, 5, 6]), mais ils se sont révélés très coûteux en temps de calcul et ainsi peu efficace.

Il est donc nécessaire d'utiliser un outil robuste qui couvre efficacement l'espace des paramètres à un coût minimal en temps de calcul. Le MCMC, présenté dans le chapitre précédent, satisfait ces contraintes, tout en fournissant toutes les densités de probabilité *a posteriori* jointes et individuelles des paramètres.

Dans une première partie, l'analyse a été effectuée dans le cadre du modèle du Leaky-Box, un modèle très simple, employé couramment et présenté dans le chapitre 3. Ce modèle contient l'essentiel de la phénoménologie du rayonnement cosmique et est ainsi bien adapté pour une première implémentation d'un MCMC. Nous pourrions ainsi discuter la pertinence d'une telle méthode d'extraction de paramètres dans le contexte de la physique du rayonnement cosmique. Les résultats obtenus, publiés dans l'article [7], seront présentés.

Dans une deuxième partie, l'analyse est étendue à un modèle de diffusion plus réaliste et présenté dans le chapitre 3. Ce modèle inclut un vent galactique constant et perpendiculaire au disque galactique et une réaccélération dite minimale. De plus, il peut être étendu pour modéliser une sous-densité du milieu interstellaire local dans le disque galactique. Ceci permet d'étudier les paramètres de propagation et ceux décrivant la géométrie de la Galaxie comme la taille L du halo diffusif en considérant

les noyaux radioactifs dont les résultats seront présentés et publiés dans l'article [8].

1 Le modèle du Leaky-Box

1.1 Les paramètres libres

Les flux du rayonnement cosmique sont calculés dans le cadre du modèle du Leaky-Box avec réaccélération minimale (voir section 1.4 du chapitre 3). Le grammage $\lambda_{\text{esc}}(R)$ est paramétré de la façon suivante :

$$\lambda_{\text{esc}}(R) = \begin{cases} \lambda_0 \beta R_0^{-(\delta-\delta_0)} R^{-\delta_0} & \text{pour } R < R_0, \\ \lambda_0 \beta R^{-\delta} & \text{sinon,} \end{cases} \quad (5.1)$$

où deux différentes pentes en-dessous (δ_0) et au-dessus (δ) de la rigidité critique R_0 sont permises. La forme usuelle (voir équation (3.27)) peut être retrouvée en mettant δ_0 égale à 0.

La réaccélération est une diffusion en énergie caractérisée par le coefficient de diffusion en impulsion K_p (voir équation (3.6)). Dans l'approche d'une réaccélération minimale, K_p est donné dans le modèle de Leaky-Box par [9] :

$$K_p = \frac{4}{3} \mathcal{V}_a^2 \frac{\tau_{\text{esc}}}{\delta(4-\delta^2)(4-\delta)}, \quad (5.2)$$

où \mathcal{V}_a est la pseudo-vitesse d'Alfvén donnée en unité de $\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$. Cette quantité est reliée à la vraie vitesse d'Alfvén, donnée dans un modèle de diffusion avec un disque mince de demi-hauteur h et un halo diffusif de demi-hauteur L , par [9] :

$$\mathcal{V}_a = \frac{V_a}{\sqrt{hL}}.$$

Avec des valeurs typiques de $h = 0,1 \text{ kpc}$ et de $L = 10 \text{ kpc}$, la valeur de \mathcal{V}_a peut être directement comparée à la vraie vitesse V_a obtenue dans des modèles de diffusion.

Finalement, le modèle du Leaky-Box utilisé dans cette thèse peut avoir jusqu'à cinq paramètres de propagation libres :

1. La normalisation λ_0 en g cm^{-2} ;
2. La rigidité critique R_0 en GV ;
3. La pente δ_0 en-dessous de la rigidité critique ;
4. La pente δ au-dessus de la rigidité critique ;
5. La pseudo-vitesse d'Alfvén \mathcal{V}_a en $\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$.

Dans la section 1.3, nous étudions d'abord le mérite relatif de quatre configurations différentes du modèle du Leaky-Box. Ces modèles correspondent à $\{\theta^{(\alpha)}\}_{\alpha=1,\dots,5}$ avec

- Modèle I = $\{\lambda_0, R_0, \delta\}$, sans réaccélération ($\mathcal{V}_a = 0$) et avec une pente nulle à basse énergie ($\delta_0 = 0$);
- Modèle II = $\{\lambda_0, \delta, \mathcal{V}_a\}$, sans rigidité critique ($R_0 = 0$);
- Modèle III = $\{\lambda_0, R_0, \delta, \mathcal{V}_a\}$, avec une pente nulle à basse énergie ($\delta_0 = 0$);
- Modèle IV = $\{\lambda_0, R_0, \delta_0, \delta, \mathcal{V}_a\}$.

Plusieurs jeux de données de B/C sont utilisés pour vérifier ensuite si des données plus anciennes sont utiles ou ajoutent seulement de la confusion à la détermination des densités de probabilité *a posteriori*. Dans la section 1.4, nous constatons qu'aucune contrainte utile peut être obtenue par un ajustement des données d'antiprotons \bar{p} seules.

Dans la section 1.5, nous considérons d'autres paramètres libres liés aux spectres sources pour une détermination cohérente des caractéristiques de propagation et de source. Comme le modèle avec une pente à basse énergie (modèle IV) n'est pas favorisé par les données, nous nous concentrons sur le modèle III pour la description des paramètres de propagation et nous définissons les modèles suivants :

- Modèle III+1 = $\{\lambda_0, R_0, \delta, \mathcal{V}_a\} + \{\alpha\}$, avec l'indice spectral source α ;
- Modèle III+2 = $\{\lambda_0, R_0, \delta, \mathcal{V}_a\} + \{\alpha, \eta\}$, avec l'indice spectral source α et l'exposant η de β (voir équation (3.4));
- Modèle III+4 = $\{\lambda_0, R_0, \delta, \mathcal{V}_a\} + \{\alpha, q_C, q_N, q_O\}$, avec les abondances sources q_i des éléments contribuant significativement le plus aux flux du rayonnement cosmique (CNO);
- Modèle III+5 = $\{\lambda_0, R_0, \delta, \mathcal{V}_a\} + \{\alpha, \eta, q_C, q_N, q_O\}$.

Ceci permet d'étudier les corrélations entre les différents paramètres et un biais potentiel dans la détermination des paramètres de propagation.

1.2 Une illustration des fonctions d'échantillonnage

Une séquence de trois fonctions d'échantillonnage, décrites dans la section 4 du chapitre précédent, est utilisée dans cette thèse pour couvrir efficacement l'espace des paramètres. Pour illustrer l'optimisation de l'extraction de la densité de probabilité *a posteriori* jointe, nous présentons dans cette section les résultats issus de chaque fonction d'échantillonnage. Ici une configuration simple est utilisée : le rapport B/C observé par l'expérience HEAO-3 est utilisé pour contraindre les paramètres $\{\theta_i\}_{i=1,\dots,3} = \{\lambda_0, R_0, \delta\}$ du modèle du Leaky-Box (voir équation (5.1)).

Pour chaque fonction d'échantillonnage, plusieurs chaînes de 10 000 pas sont lancées en parallèles et ensuite combinées. Pour la première fonction d'échantillonnage, basée sur m gaussiennes indépendantes, 40 chaînes sont combinées et le résultat est utilisé pour calculer la matrice de covariance. Dû aux longueurs de Burn-In et de corrélation plus petites, 20 chaînes combinées suffisent pour la fonction d'échantillonnage de matrice de covariance. Le résultat obtenu est utilisé pour la partition

binaire de l'espace des paramètres. La fonction d'échantillonnage correspondante nécessite seulement 20 chaînes combinées pour échantillonner efficacement l'espace des paramètres.

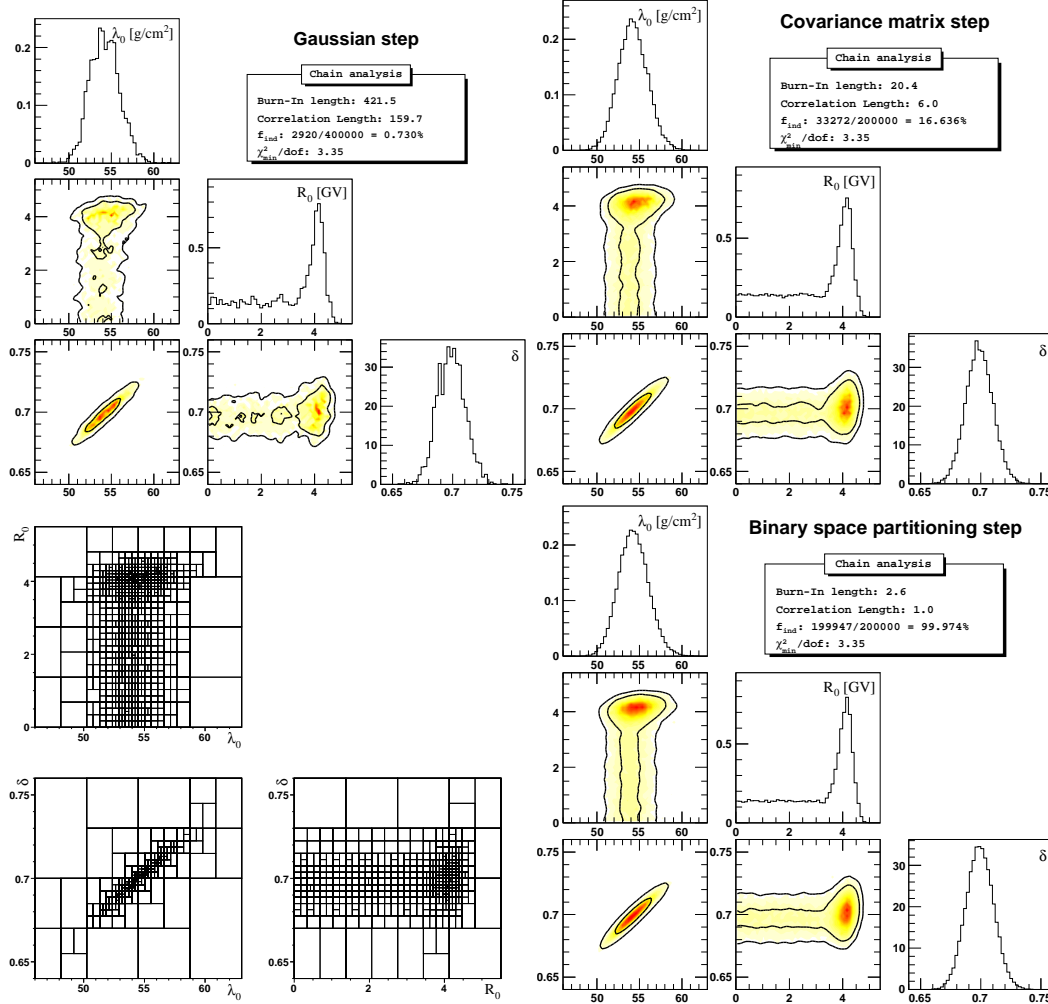


FIGURE 5.1 – Illustration des densités de probabilité marginalisées à une et deux dimensions des paramètres pour les différentes fonctions d'échantillonnage. Une description détaillée peut être trouvée dans le texte.

Les résultats des trois fonctions d'échantillonnage sont représentés sur la figure 5.1. Les densités de probabilité marginalisées des différents paramètres sont montrées dans trois panneaux correspondant aux trois fonctions d'échantillonnage (gaussien - en haut à gauche ; matrice de covariance - en haut à droite ; BSP - en bas à droite). La diagonale de chaque panneau montre la densité de probabilité *a posteriori* marginalisée à une dimension du paramètre indiqué. Le nombre d'entrées de l'histogramme correspond au nombre d'échantillons indépendants N_{ind} de la chaîne. Les figures se trouvant en-dehors de la diagonale montrent les densités de probabilité *a posteriori* marginalisées à deux dimensions correspondant aux paramètres de la même ligne et colonne respectivement ($\lambda_0 - R_0$, $\lambda_0 - \delta$ et $R_0 - \delta$). La palette de couleur représente les probabilités des régions : les régions pâles correspondent aux faibles probabilités

et les régions foncées aux probabilités élevées. Les deux contours (lissés) délimitent les régions contenant respectivement 68 % et 95 % (contour intérieur et extérieur) de la densité de probabilité.

Les valeurs moyennes (moyennées sur le nombre total des chaînes) des paramètres importants pour l'analyse des chaînes, décrits dans la section 2 du chapitre 4, sont données dans les cadres de chaque panneau. On observe une décroissance de la longueur de Burn-In b (421,5, 20,4 et 2,6) et de la longueur de corrélation l (159,7, 6 et 1) pour la séquence des fonctions d'échantillonnage (pas gaussien, pas de matrice de covariance et pas BSP). La fraction des échantillons indépendants f_{ind} , définie dans les équations (4.7) et (4.8), est égale à 0,7 % pour le pas gaussien et égale à 99,9 % pour le pas BSP, c'est-à-dire que pratiquement chaque pas est valide et décorrélé. Ceci confirme que les fonctions d'échantillonnage raffinées sont plus efficaces pour l'extraction de la densité de probabilité *a posteriori*. L'amélioration vient aussi du fait que chaque méthode utilise la méthode précédente pour améliorer la couverture de l'échantillonnage de l'espace des paramètres.

Le panneau en bas à gauche de la figure 5.1 illustre la partition binaire de l'espace des paramètres décrite dans la section 4.3 du chapitre 4. La projection des arêtes des boîtes sur les trois plans $\lambda_0 - R_0$, $\lambda_0 - \delta$ et $R_0 - \delta$ de l'espace des paramètres est représentée. Cette partition a été faite à partir du résultat du pas de matrice de covariance, représenté dans le panneau en haut à droite de la figure 5.1. La densité des boîtes est clairement proportionnelle à la densité de probabilité *a posteriori* estimée.

La figure 5.2 montre l'évolution de trois chaînes de Markov pour un paramètre donné (ici l'indice spectral δ) et pour les trois fonctions d'échantillonnage. Du haut vers le bas les chaînes sont générées à partir du pas gaussien, du pas de matrice de covariance et du pas BSP. La surface hachurée et la flèche représentent respectivement la longueur de Burn-In moyenne et la longueur de corrélation moyenne. Bien que chaque chaîne contienne 10 000 pas, seulement les 5 000, 500 et 50 premiers pas sont montrés respectivement pour les trois fonctions d'échantillonnage. Ceci permet d'illustrer un gain en efficacité d'un facteur ~ 10 d'une méthode à l'autre. Par la suite, les résultats seuls du pas BSP seront présentés dans cette thèse.

1.3 L'estimation des paramètres de propagation à partir du rapport B/C

Les données utilisées

Le rapport secondaire sur primaire le mieux mesuré est celui de B/C. Le tableau 5.1 regroupe les expériences ayant mesuré le rapport B/C utilisé dans notre analyse. Parmi celles-ci se trouve l'expérience HEAO-3 dont les mesures des flux élémentaires et des rapports secondaire sur primaire sont les plus précises à nos jours.

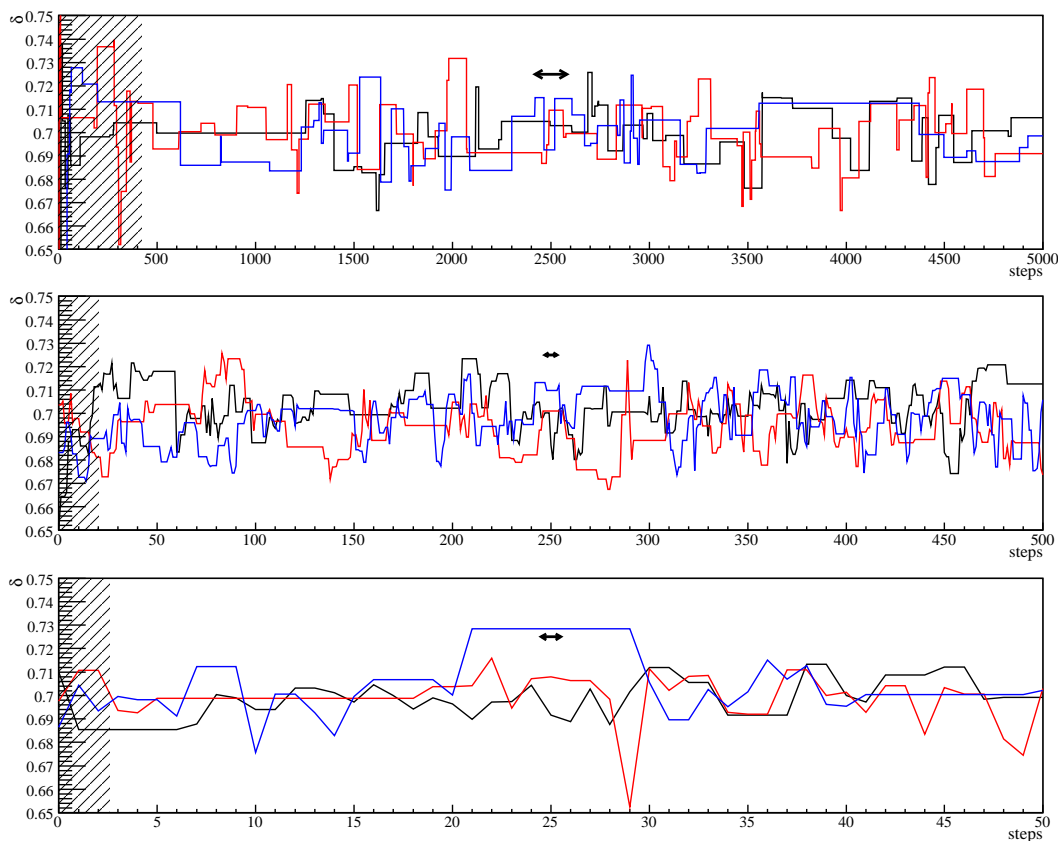


FIGURE 5.2 – Illustration des trois chaînes de Markov pour les différentes fonctions d'échantillonnage. La taille de la surface hachurée et de la flèche représentent respectivement la longueur de Burn-In et de corrélation.

Les données HEAO-3 seules

Dans une première étape, les données de l'expérience HEAO-3 seules sont utilisées pour contraindre les paramètres de propagation. Les résultats des modèles I, II et III sont représentés respectivement sur les figures 5.3, 5.4 et 5.5. Une première observation qu'on peut faire sur le modèle du Leaky-Box sans réaccélération (modèle I, figure 5.3) est que les trois distributions marginales des paramètres de propagation sont pratiquement gaussiennes. La queue pour des petites valeurs de R_0 est due au fait que ce paramètre est surtout contraint par les données à basse énergie ($< 1 \text{ GeV/n}$). Or, à ces énergies il n'existe pas de données HEAO-3, et toutes les valeurs pour R_0 en-dessous de 3 GV sont ainsi équiprobables. Ceci reste aussi vrai pour le modèle III.

Comme on peut le voir sur les figures 5.4 et 5.5, les formes des différentes distributions sont plus compliquées pour les modèles II et III que pour le modèle I. Ceci induit une longueur de corrélation plus longue (1,5 et 6,9 pas au lieu d'un seul pas) et réduit ainsi l'efficacité du MCMC (75 % pour le modèle II et 17 % pour le modèle III). Les corrélations entre les paramètres, clairement visible sur la figure 5.5, peuvent être comprises de la façon suivante. D'abord λ_0 , R_0 et δ sont corrélés positivement. Ceci est dû à la relation à basse énergie $\lambda_{\text{esc}} \propto \lambda_0 R_0^{-\delta}$, qui devrait rester

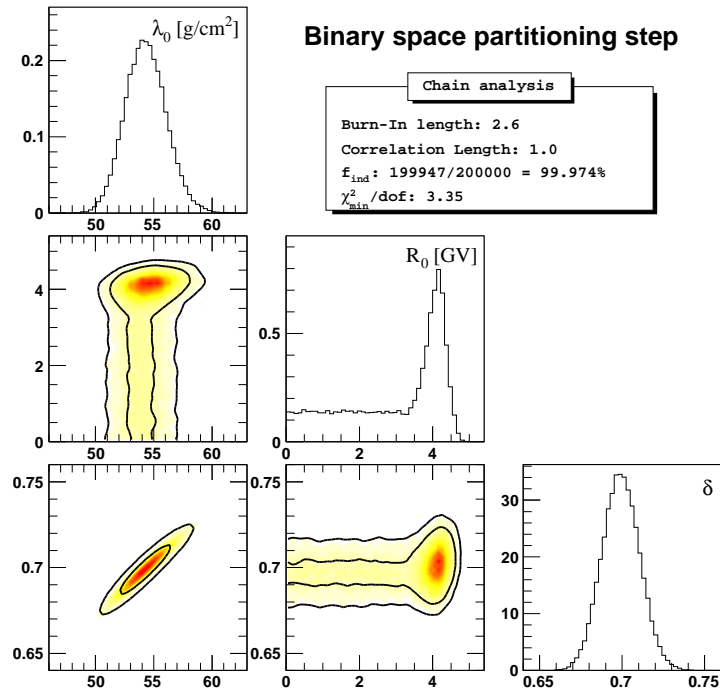


FIGURE 5.3 – Les densités de probabilité a posteriori pour le Modèle I en utilisant seulement les données HEAO-3.

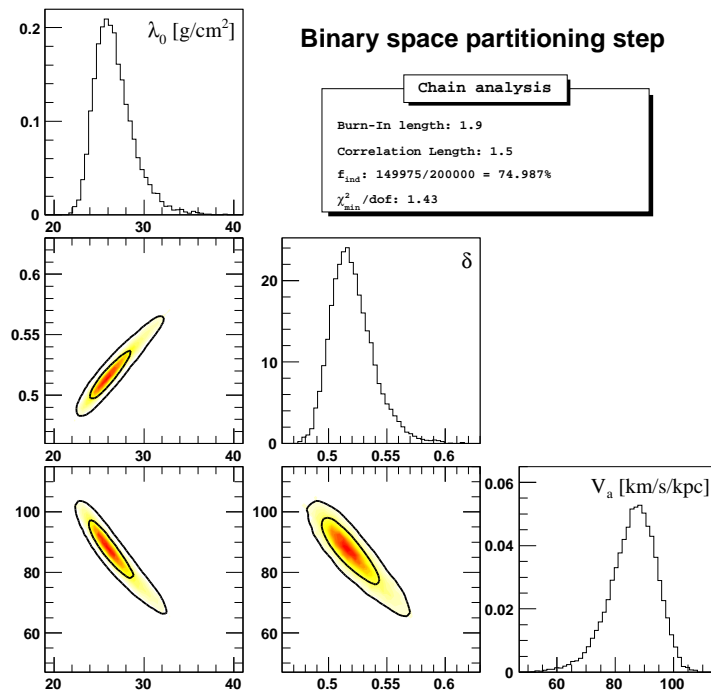


FIGURE 5.4 – Les densités de probabilité a posteriori pour le Modèle II en utilisant seulement les données HEAO-3.

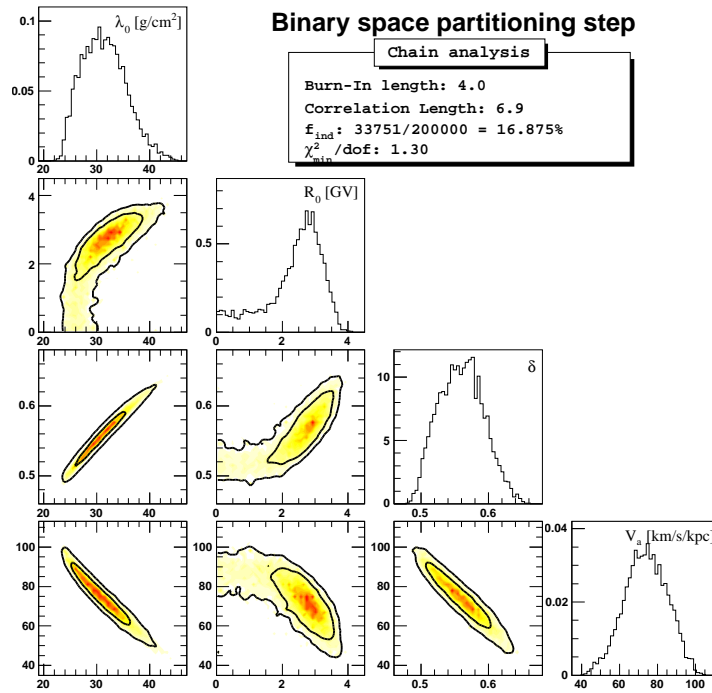


FIGURE 5.5 – Les densités de probabilité a posteriori pour le Modèle III en utilisant seulement les données HEAO-3.

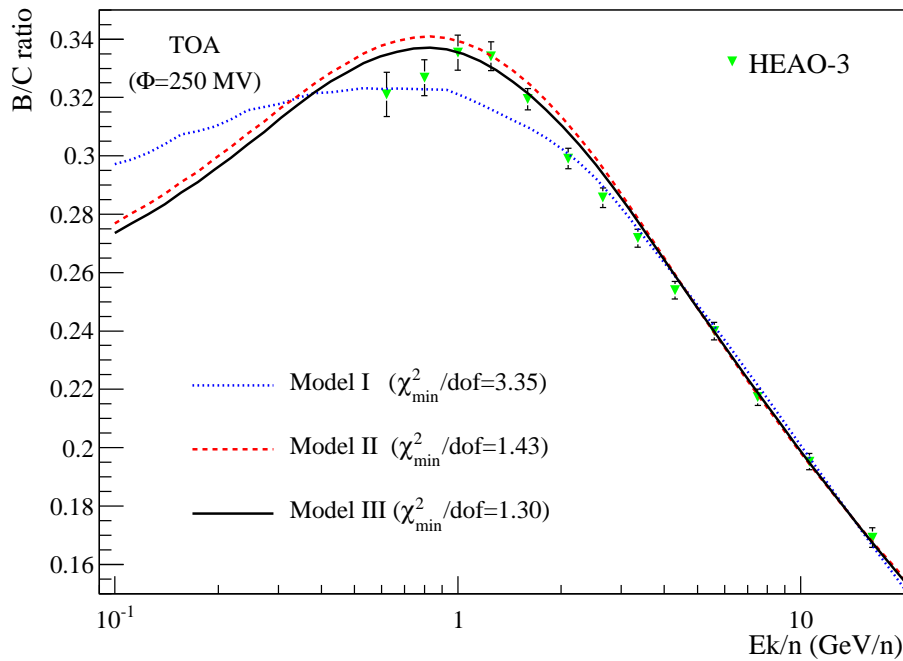


FIGURE 5.6 – Le meilleur ajustement des données HEAO-3 seules obtenu pour les modèles I (courbe bleue en pointillés), II (courbe rouge en tiretés) et III (courbe noire). Les courbes sont modulées avec $\Phi = 250$ MV. Les valeurs des paramètres correspondant sont données dans le tableau 5.4.

Expérience	Énergie (GeV/n)	Modulation $\Phi + \Delta\Phi$ (MV)	# données	Vols (années)	Référence
ACE (CRIS)	0,077 5 – 0,163	225 ± 50	6	1997/98	[10]
ATIC-2	19,9 – 30,7	555 ± 50	5	2002/03	[11]
Balloon	2,6 – 147,0	300 ± 50	9	1972	[12]
Balloon	1,68 – 7,05	250 ± 50	6	1973-75	[13]
Balloon	10,48 – 41,72	200 ± 50	7	1974/76	[14]
Balloon	2,5 – 100	250 ± 50	9	1976	[15]
CREAM-I	1,4 – 1 450,0	425 ± 50	6	2004	[16]
HEAO-3	0,62 – 35,0	250 ± 50	14	1979/80	[17]
IMP7-8	0,072 7	250 ± 75	1	1973-78	[18]
ISEE3 (HKH)	0,089 – 0,175	370 ± 50	7	1978-81	[19]
Spacelab-2	73 – 207	200 ± 50	3	1985	[20]
Ulysses	0,137	420 ± 50	1	1990-95	[21]
Voyager 1 & 2	0,078	225 ± 50	1	1977-1998	[22]

TABLE 5.1 – Les données du rapport B/C utilisées pour le MCMC.

approximativement constante pour pouvoir reproduire l'ensemble des données aux énergies autour du GeV/n. Par conséquent, si R_0 ou δ augmente, alors λ_0 augmente aussi pour équilibrer le produit. Finalement \mathcal{V}_a est corrélée avec δ et ainsi avec tous les autres paramètres. Pour obtenir un δ plus faible, une réaccélération plus forte est donc nécessaire. Ce comportement peut être expliqué à partir de l'équation (5.2), où $K_p \propto \mathcal{V}_a^2/f(\delta)$, pour un τ_{esc} constant, avec f une fonction décroissante en δ . Si δ diminue, $f(\delta)$ augmente et \mathcal{V}_a doit augmenter pour garder l'équilibre.

Modèle	λ_0 (g cm ⁻²)	R_0 (GV)	δ	\mathcal{V}_a (km s ⁻¹ kpc ⁻¹)	$\chi^2_{\text{min}}/\text{dof}$
I	54^{+2}_{-2}	$4,2^{+0,3}_{-0,9}$	$0,70^{+0,01}_{-0,01}$...	3,35
II	26^{+2}_{-2}	...	$0,52^{+0,02}_{-0,02}$	88^{+6}_{-11}	1,43
III	30^{+5}_{-4}	$2,8^{+0,6}_{-0,8}$	$0,58^{+0,01}_{-0,06}$	75^{+10}_{-13}	1,30

TABLE 5.2 – Les valeurs les plus probables des paramètres de propagation pour les modèles I à III, obtenues après la marginalisation sur tous les autres paramètres. Les incertitudes correspondent aux niveaux de confiance à 68 % des densités de probabilité marginalisées. La dernière colonne donne le χ^2/dof minimal obtenu pour chaque modèle. Les valeurs correspondantes au meilleur modèle sont données dans le tableau 5.4.

Les valeurs pour les maxima des densités de probabilité *a posteriori* des paramètres de propagation (les valeurs les plus probables) et ainsi leurs niveaux de

confiance à 68 % sont donnés dans le tableau 5.2. Les valeurs obtenues pour le modèle I sont en accord avec les résultats obtenus par Webber *et al.* [10], qui ont trouvé $\{\lambda_0, R_0, \delta\} = \{38, 27, 3, 6, 0, 7\}$. La différence trouvée pour λ_0 peut être reliée au fait que les auteurs se basent sur un pur contrôle de visu pour l'extraction du meilleur ajustement aux données mais aussi qu'ils utilisent un jeu de données expérimentales différent. Effectivement pour le modèle I qui utilise les données HEAO-3 et des données à basse énergie (ACE, Voyager 1 & 2 et IMP7-8), nous pouvons remarquer que les valeurs préférées ont changé légèrement : $\{\lambda_0, R_0, \delta\} = \{52, 5, 3, 0, 69\}$, comparées à celles données dans la première ligne du tableau 5.2.

Le mécanisme de réaccélération a été évoqué dans la littérature pour faire baisser l'indice spectral δ à une valeur de 1/3 obtenue avec un spectre de turbulence de Kolmogorov. Les valeurs estimées des paramètres de propagation pour les modèles II et III, données dans le tableau 5.2, sont effectivement plus faibles que pour le modèle I, mais l'indice spectral de Kolmogorov est exclu dans les trois cas (en utilisant les données HEAO-3 seules). Ce résultat est en accord avec ceux trouvés dans l'article [4], dans lequel un modèle de diffusion plus réaliste à deux dimensions avec réaccélération et convection a été utilisé. Nous remarquons que les valeurs $\mathcal{V}_a \sim 80 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ devraient donner la vraie vitesse $V_a = \mathcal{V}_a \times \sqrt{hL} \sim 80 \text{ km s}^{-1}$ dans un modèle de diffusion avec un disque galactique d'une demi-hauteur de $h = 0,1 \text{ kpc}$ et avec un halo d'une demi-hauteur de $L = 10 \text{ kpc}$. Ces valeurs sont concordantes avec celles trouvées dans l'article [5].

La dernière colonne du tableau 5.2 indique pour chaque modèle la meilleure valeur de χ^2 par degrés de liberté (angl. : *degrees of freedom*, dof, χ_{\min}^2/dof). Celle-ci permet de comparer la qualité de l'ajustement des différents modèles. Les modèles du Leaky-Box avec réaccélération (modèles II et III) reproduisent les données HEAO-3 plus précisément, avec les χ_{\min}^2/dof respectifs de 1,43 et 1,30, comparé avec celui sans réaccélération (modèle I) dont le χ_{\min}^2/dof est égal à 4,35. Les flux B/C, qui ajustent le mieux les données pour tous les trois modèles, sont représentés sur la figure 5.6 avec les données B/C de HEAO-3 modulées à $\Phi = 250 \text{ MV}$. La rigidité critique R_0 dans l'expression de λ_{esc} à basse énergie peut être reliée à la convection dans les modèles de diffusion [23]. C'est donc un processus distinct de la réaccélération. Le fait que le modèle III fonctionne mieux que le modèle II implique que la convection et la réaccélération sont significatives, comme trouvé dans [4].

Dans la suite, nous ne considérons plus les modèles I et II et nous étudions la dépendance du modèle III par rapport aux différents jeux de données qui peuvent être utilisés.

Les contraintes additionnelles à partir des données à basse énergie

Les données actuelles pour le rapport B/C (voir figure 5.8) montrent une séparation en deux gammes d'énergies : la gamme à basse énergie qui s'étend de quelques 10^{-2} GeV/n à environ 1 GeV/n et la gamme à haute énergie qui s'étend d'environ 1 GeV/n à quelques 10^2 GeV/n . L'indice spectral δ est contraint par les données à haute énergie, comme par exemple celles de HEAO-3, et en ajoutant des données à basse énergie il est possible de mieux contraindre la rigidité critique R_0 . Un ajustement seul aux données à basse énergie ne permet pas de suffisamment contraindre

les paramètres de propagation car la gamme en énergie est trop limitée et la dégénérescence obtenue est trop grande.

Modèle-Données	λ_0 (g cm^{-2})	R_0 (GV)	δ	\mathcal{V}_a ($\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$)	χ_{\min}^2/dof
III-A	30_{-4}^{+5}	$2,8_{-0,8}^{+0,6}$	$0,58_{-0,06}^{+0,01}$	75_{-13}^{+10}	1,30
III-B	28_{-3}^{+2}	$2,6_{-0,7}^{+0,4}$	$0,53_{-0,03}^{+0,02}$	85_{-8}^{+9}	1,09
III-C	27_{-2}^{+2}	$2,6_{-0,7}^{+0,4}$	$0,53_{-0,03}^{+0,02}$	86_{-5}^{+9}	1,06
III-D	26_{-2}^{+2}	$3,0_{-0,5}^{+0,4}$	$0,52_{-0,02}^{+0,02}$	95_{-6}^{+7}	4,15
III-E	30_{-2}^{+2}	$3,7_{-0,3}^{+0,2}$	$0,57_{-0,02}^{+0,01}$	88_{-6}^{+3}	6,08

TABLE 5.3 – Même tableau que tableau 5.2, mais pour des jeux de données différents : A = HEAO-3 (14 points de données), B = HEAO-3 + ACE (20 points de données), C = HEAO-3 + ACE + Voyager 1 & 2 + IMP7-8 (22 points de données), D = HEAO-3 + toutes les données à basse énergie (30 points de données), E = toutes les données B/C (69 points de données).

Plusieurs jeux de données expérimentales ont été utilisés pour étudier leur impact sur l'estimation des paramètres de propagation. Dans une première étape, nous avons seulement ajouté aux données HEAO-3 les données d'ACE (CRIS), qui couvrent une gamme d'énergie de $\sim 8 \times 10^{-2} \text{ GeV/n}$ à $\sim 10^{-1} \text{ GeV/n}$. Ce jeu de données est désigné par la suite B (le jeu de données A est composé seulement par les données de HEAO-3). Les densités de probabilité *a posteriori* résultantes des jeux de données A et B sont très similaires et seulement celles du jeu de données A sont représentées sur la figure 5.3. Les résultats des deux jeux de données A et B sont complètement semblables (voir lignes 1 et 2 du tableau 5.3), mais les paramètres de propagation sont plus sévèrement contraints pour le dernier et l'ajustement des données s'est amélioré ($\chi_{\min}^2/\text{dof} = 1,09$). Les données ACE (CRIS) sont compatibles avec $R_0 = 0$ (voir figure 5.3), mais la valeur préférée pour la rigidité critique est égale à 2,47 GV.

Par la suite, toutes les données à basse énergie (ISEE-3, Ulysses, IMP7-8, Voyager 1 & 2 et ACE) ont été incluses (jeu de données D). Les valeurs des paramètres de propagation restent inchangées. En revanche la différence principale se trouve dans un χ_{\min}^2/dof plus élevé et égal à 4,15, ce qui reflète l'incompatibilité entre les différentes données à basse énergie choisies pour le MCMC. Si le point de donnée d'Ulysses est exclu, alors le χ_{\min}^2/dof décroît à une valeur de 2,26. En excluant de plus les données d'ISEE-3 (jeu de données C), le χ_{\min}^2/dof baisse encore à une valeur de 1,06 (voir tableau 5.3). Cette différence des résultats obtenus peut être due à une amplitude de modulation solaire Φ différente pour les jeux de données à basse énergie. Ceci peut être mis en évidence en démodulant les données. L'approche de champ de force pour la modulation solaire, décrite dans la section 4.1 du chapitre 3, nous donne une simple relation bijective entre les flux modulés (TOA) et les flux interstellaires (IS) (voir équations (3.36) et (3.37)). En supposant le même rapport charge sur masse atomique (Z/A) pour tous les isotopes du bore et du carbone et en passant de l'énergie totale E à l'énergie cinétique par nucléon E_k dans l'équation (3.37), nous

trouvons la démodulation suivante pour le rapport B/C :

$$\left(\frac{B}{C}\right)^{\text{IS}} (E_k^{\text{IS}}) = \left(\frac{B}{C}\right)^{\text{TOA}} (E_k^{\text{TOA}} + Z/A \times \phi).$$

Les données modulées et démodulées du rapport B/C sont représentées sur la figure 5.7. Les points de données d’ISEE-3 et d’Ulysses sont clairement incompatibles avec les autres données. Pour rendre les données compatibles, il faudrait utiliser $\Phi = Z/A \times \phi$ égal à 200 MV pour les données des deux expériences. Des incertitudes significatives sur la modulation solaire de $\Delta\Phi \sim 50 - 75$ GV (voir tableau 5.1) sont généralement données, mais il est difficile de conclure si celles-ci correspondent aux erreurs systématiques de la mesure ou si l’amplitude de la modulation solaire donnée dans l’article est inappropriée. Quelques expériences ont accumulées aussi des données pendant plusieurs années, pendant lesquelles la modulation change. Celles-ci fournissent en général une amplitude moyenne de la modulation. Par la suite nous avons choisi d’écarter les données d’ISEE-3 et d’Ulysses pour travailler avec un jeu de donnée homogène à basse énergie qui inclut les données les plus récentes d’ACE (CRIS).

Les modèles ajustant le mieux les données, en prenant en compte les données à basse énergie, sont représentés sur la figure 5.8. Les rapports B/C pour le modèle III donnant le meilleur ajustement aux jeux de données A (trait rouge fin) et C (trait noir épais) sont représentés pour deux modulations différentes : $\Phi = 250$ MV (traits pleins) pour les données HEAO-3 et $\Phi = 225$ MV (traits en pointillés) pour les données à basse énergie (ACE, Voyager 1 & 2 et IMP7-8). Le modèle III pour le jeu de données B, qui donne des résultats similaires à celui du modèle III-C, n’est pas représenté. Les valeurs correspondant aux modèles sont données dans le tableau 5.4. Bien que l’ajustement des données HEAO-3 fournisse une bonne concordance à basse énergie, l’ajout des données à basse énergie fait baisser légèrement les valeurs des paramètres de propagation (à l’exception de la pseudo-vitesse d’Alfvén \mathcal{V}_a , qui est corrélée négativement avec les autres paramètres de propagation).

Modèle-Données	λ_0^{best} (g cm^{-2})	R_0^{best} (GV)	δ_0^{best}	δ^{best}	$\mathcal{V}_a^{\text{best}}$ ($\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$)	χ^2/dof
I-A	54,7	4,21	...	0,702	...	3,35
II-A	25,8	0,514	88,8	1,43
III-A	31,7	2,73	...	0,564	73,0	1,30
III-C	26,9	2,45	...	0,527	88,5	1,06
IV-C	32,7	2,38	-0,97	0,572	70,5	0,86

TABLE 5.4 – Les paramètres de propagation best-fit pour des modèles et jeux de données différents.

Dans une dernière étape, nous prenons en compte toutes les données B/C disponibles (jeu de données E), dont les résultats sont donnés dans la dernière ligne

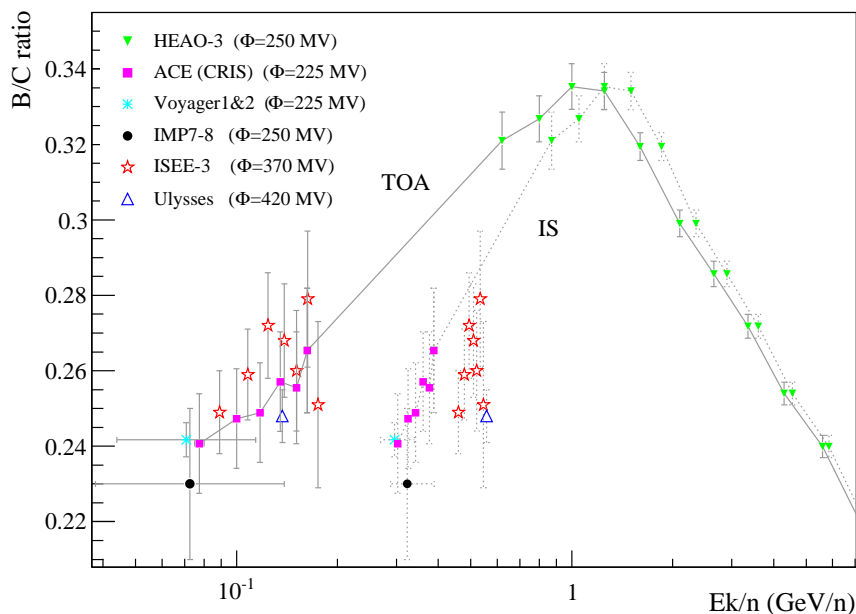


FIGURE 5.7 – Les données B/C modulées et démodulées. Les données HEAO-3 et ACE (CRIS) modulées (ligne solide, TOA) et démodulées (ligne en pointillés, IS) sont reliées pour guider l'œil.

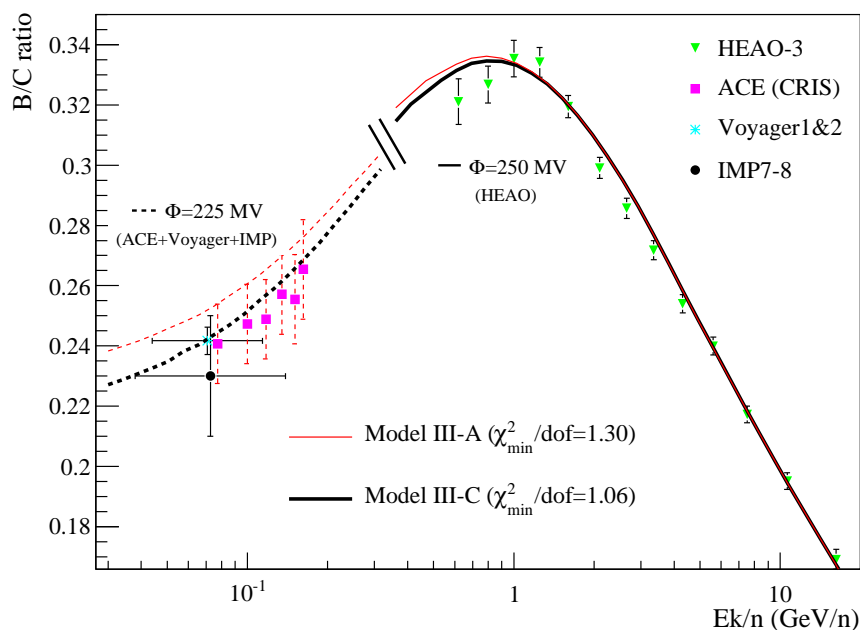


FIGURE 5.8 – Les modèles III pour le rapport B/C qui ajustent le mieux les jeux de données A (ligne rouge fine) et C (ligne noire épaisse). Au-dessus de 300 MeV/n , le rapport B/C est modulé à $\Phi = 250 \text{ MV}$ (lignes solides), valeur appropriée pour les données HEAO-3, et en-dessous il est modulé à $\Phi = 225 \text{ MV}$ (lignes en pointillés), valeur appropriée pour les données à basse énergie.

du tableau 5.3. Un grand nombre de données sont clairement incompatibles entre elles (voir par exemple figure 5.11), mais comme dans le cas des données à basse énergie, le χ^2_{\min}/dof augmente de manière importante mais les valeurs préférées des paramètres de propagation ne sont pas changées sensiblement (voir tableau 5.3).

Une brisure dans le spectre de λ_{esc}

Nous avons déjà mentionné que la rigidité critique peut être associée à l'existence d'un vent galactique dans les modèles de diffusion (voir section 1.3 du chapitre 3). En permettant une pente supplémentaire à basse énergie du spectre de λ_{esc} au niveau de la rigidité critique, nous cherchons des déviations d'une loi de puissance ($\delta_0 = \delta$ et ainsi sans convection) et du cas d'une coupure ($\delta_0 = 0$).

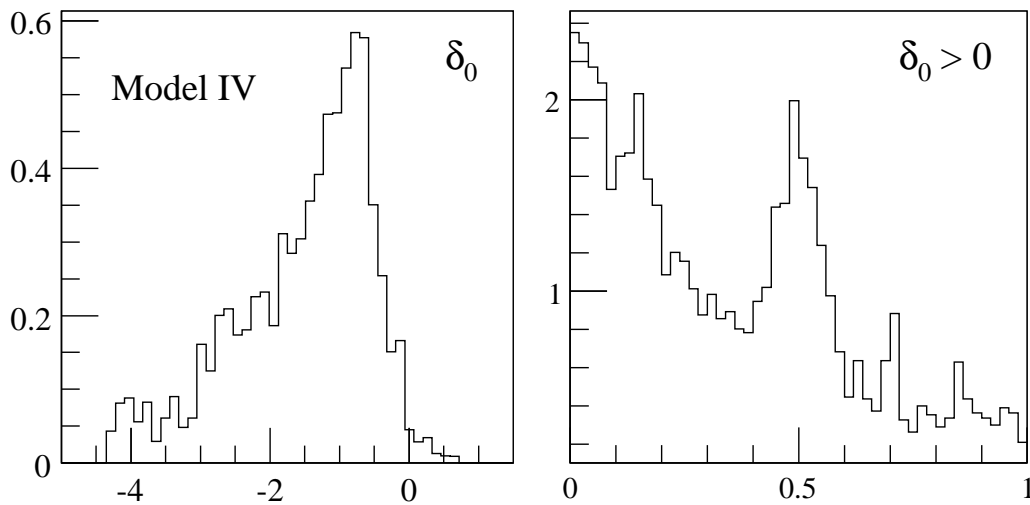


FIGURE 5.9 – Les densités de probabilité marginalisée de l'indice spectral à basse énergie δ_0 pour le modèle IV-C. Le paramètre δ_0 est soit libre de parcourir des valeurs positives et négatives (panneau à gauche), soit contraint à des valeurs positives (panneau à droite).

Du fait de la corrélation entre R_0 et δ_0 (voir équation (5.1)), l'ajout du paramètre δ_0 (modèle IV) augmente la longueur de corrélation du MCMC. L'acceptation indépendante f_{ind} est donc extrêmement petite et égale à 2 % pour le modèle IV-C (utilisant le jeu de données C, voir tableau 5.4). La densité de probabilité *a posteriori* de δ_0 est représentée dans le panneau de gauche de la figure 5.9. Les valeurs les plus probables et les niveaux de confiance à 68 % obtenus sont $\{\lambda_0, R_0, \delta_0, \delta, V_a\} = \{30_{-2}^{+2}, 2, 2_{-0,6}^{+0,4}, -0, 6_{-1,3}^{+0,2}, 0, 55_{-0,02}^{+0,04}, 76_{-11}^{+9}\}$, qui sont compatibles avec les valeurs trouvées pour les autres modèles, données dans les tableaux 5.2 et 5.3 : l'ajout d'une pente à basse énergie permet seulement de mieux ajuster les données à basse énergie (la figure n'est pas donnée). Les valeurs des paramètres de propagation pour le modèle ajustant le mieux les données avec un $\chi^2_{\min}/\text{dof} = 0,86$, sont données dans le tableau 5.4. La petite valeur du χ^2_{\min}/dof indique un surajustement, ce qui défavorise le modèle.

Dans une deuxième étape nous avons forcé δ_0 à être positif pour pouvoir étudier une possible tendance vers un modèle préféré, c'est-à-dire vers $\delta_0 = 0$, équivalent

au modèle III, vers $\delta_0 = \delta$, équivalent au modèle II ou vers toute autre valeur entre ces deux. Nous trouvons pour les valeurs les plus probables $\{\lambda_0, R_0, \delta_0, \delta, V_a\} = \{23_{-1}^{+1}, 1_{-1}^{+2}, 0^{+0,6}, 0, 49_{-0,01}^{+0,01}, 102_{-5}^{+4}\}$. La densité de probabilité *a posteriori* marginalisée de δ_0 est représentée dans le panneau à droite de la figure 5.9. Le maximum se trouve à $\delta_0 = 0$, correspondant aussi à la valeur issue du meilleur ajustement. Les paramètres issus du meilleur ajustement coïncident avec ceux du modèles III-C donné dans le tableau 5.4. Un second pic apparaît à $\delta_0 \approx 0,5$, ce qui correspond à $\delta_0 = \delta$ dans le modèle II (voir tableau 5.2). Le χ^2/dof associé est plus mauvais que celui obtenu pour $\delta_0 = 0$, ce qui est en accord avec la conclusion que le modèle III fournit une description plus proche des données que le modèle II.

Résumé et niveaux de confiance pour le rapport B/C

Dans les paragraphes précédents, nous avons étudié différents modèles et utilisé des jeux de données différents du rapport B/C. Les deux conclusions principales qui peuvent en être tirées sont : premièrement, le modèle qui ajuste le mieux les données est le modèle III, qui inclut la réaccélération et la rigidité critique. Deuxièmement, les valeurs des paramètres de propagation ne sont pas trop dépendantes du jeu de données utilisé. Seule la valeur χ_{\min}^2/dof de l'ajustement est changée si les données sont incompatibles entre elles. Les valeurs estimées des paramètres de propagation sont comparables à celles trouvées dans des études similaires et la corrélation entre les paramètres de propagation du modèle du Leaky-Box est bien comprise.

Connaissant la distribution du χ^2 , il est possible d'extraire un ensemble de jeux de paramètres, qui se trouvent dans une région de confiance de la densité de probabilité *a posteriori* jointe correspondant à un niveau de confiance choisi. La distribution du χ^2/dof pour notre modèle III-C est représentée sur la figure 5.10. Les zones rouge et noire correspondent respectivement aux niveaux de confiance à 68 % et à 95 %. Les deux listes de jeux de paramètres correspondantes sont utilisées pour générer par exemple des enveloppes des flux du rayonnement cosmique.

De telles enveloppes pour le rapport B/C sont représentées sur la figure 5.11. Sur cette figure, les courbes rouges solides et noires solides correspondent respectivement aux niveaux de confiance à 68 et 95 % et la courbe bleue en pointillés constitue le modèle qui ajuste le mieux les données. Pour ce cas spécifique du modèle du Leaky-Box, ceci démontre que les données actuelles sont suffisantes pour contraindre le rapport B/C, même à haute énergie. Cette conclusion doit être confirmée par une analyse des modèles de propagation plus sophistiqués, comme par exemple les modèles de diffusion.

Normalisation des flux et abondances sources élémentaires

De ces mêmes listes de jeux de paramètres nous pouvons dériver les gammes permises pour les abondances sources élémentaires. Dans ce travail, les abondances sources sont initialisées pour chaque configuration au produit des abondances du système solaire [24] et de la valeur du premier potentiel d'ionisation tirée de [25]. Les flux finals sont obtenus par un calcul itératif des flux propagés pendant lequel les abondances élémentaires $q_Z \equiv \sum_{i=\text{isotope}} q_i$ sont normalisées afin de correspondre aux

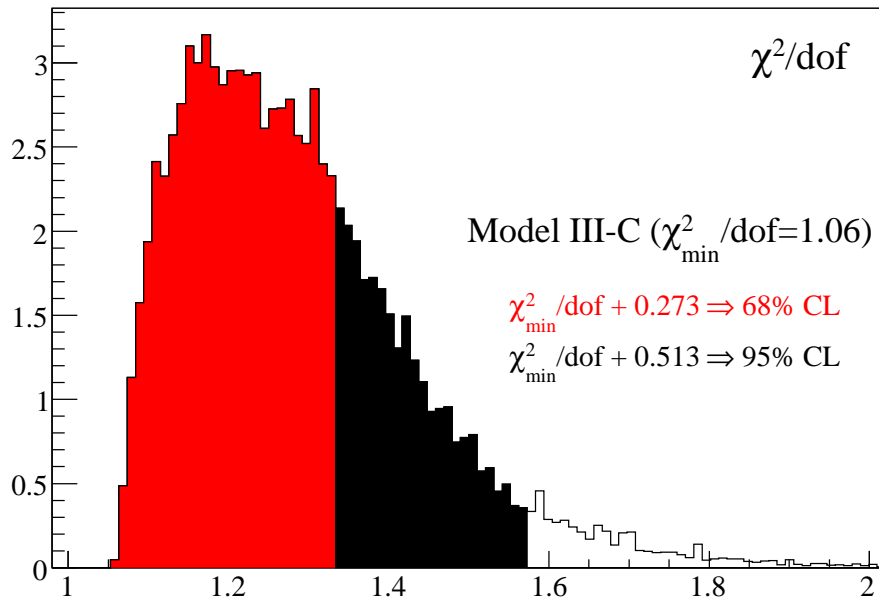


FIGURE 5.10 – La distribution normalisée du χ^2/dof pour le modèle III-C. Les niveaux de confiance à 68 et 95 % de la distribution sont représentés respectivement par les zones rouge et noire.

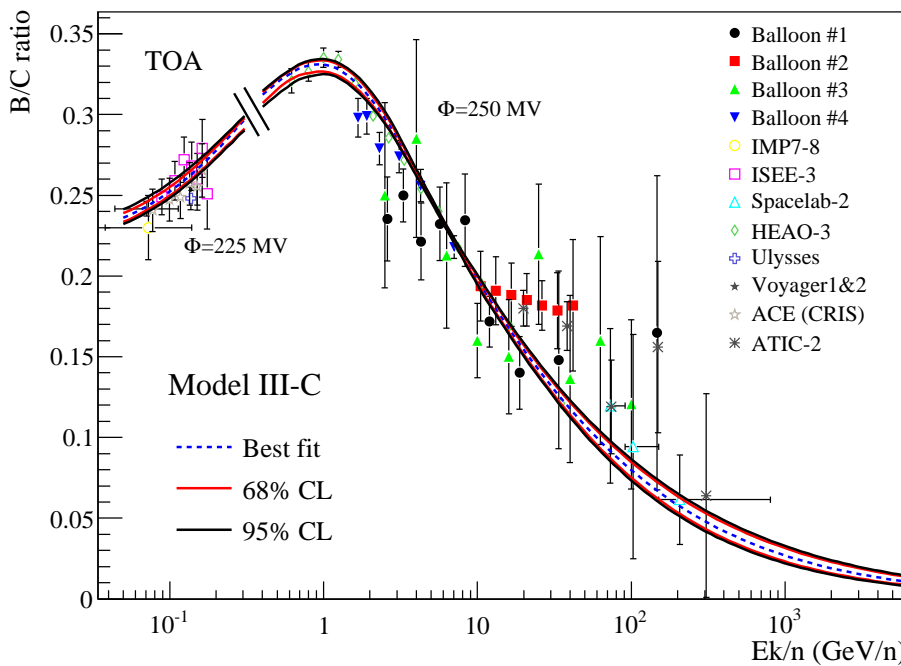


FIGURE 5.11 – Les régions de confiance du rapport B/C pour le modèle III-C. Les courbes solides en rouge et en noire correspondent respectivement aux niveaux de confiance à 68 et 95 %. La courbe bleue en pointillés correspond au best-fit. Deux paramètres de modulations sont utilisés, comme expliqué dans la légende de la figure 5.8.

Z	Élément	$10^{22} \times q_Z$ ($\text{m}^3 \text{s GeV/n}$) ⁻¹	HEAO-3 (Engelmann <i>et al.</i>)
6	C	148.5 ± 3.	164.9 ± 4.7
7	N	8.1 ± 0.6	9.9 ± 3.4
8	O	185. ± 3.	204. ± 2.2
9	F	3.67 ± 0.05	3.67 ± 0.05
10	Ne	24.1 ± 0.4	22.5 ± 1.3
11	Na	1.88 ± 0.08	1.25 ± 0.5
12	Mg	40.3 ± 0.6	40.3 ± 1.0
13	Al	3.69 ± 0.1	3.02 ± 0.6
14	Si	38.8 ± 0.5	38.8 ± 0.5

TABLE 5.5 – Les abondances élémentaires pour le modèle III-C en comparaison avec les résultats de HEAO-3. Pour les résultats HEAO-3, les nombres ont été pris du tableau 7 de l'article [17] et ont été normalisés à $q_Z(\text{Si}) = 38,8 \times 10^{-22} (\text{m}^3 \text{s GeV/n})^{-1}$ (en gras) pour faciliter la comparaison.

données expérimentales de HEAO-3 à 10,6 GeV en gardant les fractions isotopiques des éléments q_i/q_Z fixées.

Les abondances élémentaires pour les éléments du C à Si sont rassemblées dans le tableau 5.5. Des éléments plus lourds n'ont pas été utilisés dans cette étude. Ces abondances peuvent être comparées à celles trouvées par HEAO-3 par exemple. La concordance est frappante pour les éléments fluor (F, $Z = 9$) et magnésium (Mg, $Z = 12$) et elle est suffisante pour les autres. La différence entre le carbone et l'oxygène, qui sont les éléments principaux donnant du bore par la fragmentation dans le milieu interstellaire, est déconcertante et probablement due à une différence dans la paramétrisation du spectre source. Cet aspect sera discuté dans la section 1.5.

1.4 Les contraintes à partir du flux \bar{p}

Dans le contexte de la détection indirecte de la matière noire, les flux d'antimatière (antiproton \bar{p} , antideutérium \bar{d} et positron e^+) sont utilisés pour chercher des contributions exotiques supplémentaires aux contributions standards et secondaires.

La procédure usuelle est un ajustement des paramètres de propagation à l'aide des données B/C et l'utilisation de ces paramètres pour calculer les contributions secondaires et primaires (exotiques). Le flux secondaire de \bar{p} , calculé à partir du meilleur ajustement de notre modèle III-C aux données regroupées dans le tableau 5.6, est représenté sur la figure 5.12 par la courbe noire. Nous avons calculé une valeur du χ^2/dof égale à 1.86 avec les données \bar{p} , représentées sur la même figure. L'ajustement n'est pas parfait et est un peu bas à haute énergie, comme déjà trouvé dans l'étude [36]. La grande valeur du χ^2/dof n'est pas expliquée par les données à haute énergie, mais peut être due à une petite contribution exotique, une propaga-

Expérience	Énergie (GeV/n)	Modulation $\Phi + \Delta\Phi$ (MV)	# données	Vols (années)	Référence
AMS01	0,30 – 3,66	600 ± 50	5	1998	[26]
Bess	0,225 – 3,268	491 ± 100	13	1995/97	[27]
Bess	0,225 – 3,867	591 ± 50	14	1998	[28]
Bess	0,225 – 3,550	658 ± 50	9	1999	[29]
Bess	0,225 – 3,550	1300 ± 50	9	2000	[29]
Bess	0,320 – 3,500	1109 ± 50	7	2002	[30]
Bess-Polar	0,16 – 3,68	850 ± 50	13	2004	[31]
CAPRICE	1,095 – 2,530	500 ± 50	2	1994	[32]
CAPRICE	4,77 – 37,8	600 ± 50	4	1998	[33]
IMAX	0,5 – 2,9	750 ± 30	3	1992	[34]
WIZARD-MASS	4,83 – 16,7	500 ± 100	3	1991	[35]

TABLE 5.6 – Les données des flux d'antiprotons utilisées pour le MCMC.

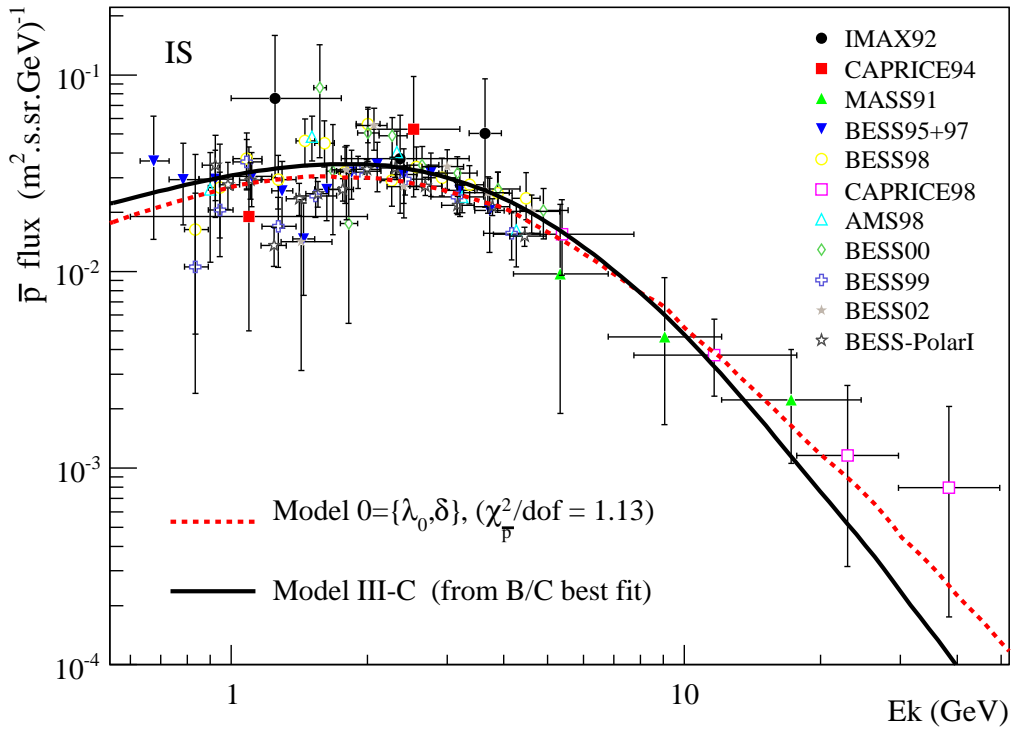


FIGURE 5.12 – Les données d'antiprotons démodulées avec les flux interstellaires pour le modèle 0 (courbe rouge en pointillés) et pour le modèle III-C (courbe noire).

tion différente pour les espèces pour lesquels $A/Z = 1$ ou $A/Z \approx 2$, ou aux données incompatibles.

Il semble donc raisonnable d'ajuster directement les paramètres de propagation aux données \bar{p} , en supposant que les antiprotons sont purement secondaires. D'abord nous avons tenté d'utiliser le modèle III du MCMC, ensuite le modèle II et finalement le modèle I. Cependant le modèle le plus simple présente des fortes dégénérescences et les chaînes de Markov ne peuvent pas converger. Nous avons dû recourir à une modèle sans réaccélération ($\mathcal{V}_a = 0$), sans rigidité critique ($R_0 = 0$) et sans pente à basse énergie ($\delta_0 = 0$), pour lequel $\lambda_{\text{esc}} = \lambda_0 \beta (R/1 \text{ GV})^{-\delta}$ (nommé par la suite modèle 0). Les valeurs les plus probables des paramètres avec les incertitudes sont $\{\lambda_0, \delta\} = \{10, 2_{-0,5}^{+0,5}, 0,00^{+0,04}\}$. De fait, un modèle encore plus simple, sans dépendance en énergie ($\delta = 0$), reproduit les données (voir la courbe rouge en pointillés sur la figure 5.12). Toutes les données à basse énergie correspondent aux antiprotons produits à une énergie de quelques GeV et sont ainsi seulement sensible à λ_{esc} à cette énergie. L'étalement de ces données est un effet combiné de la modulation solaire et de la contribution tertiaire. Cette dernière contribution est le résultat d'une interaction inélastique des antiprotons avec le milieu interstellaire, pendant laquelle ils perdent de l'énergie.

En raison de l'importance des flux d'antimatière pour la recherche indirecte de la matière noire, cette nouvelle approche peut être utile dans le futur. Cependant ceci nécessite plus de statistique pour les flux d'antiprotons, surtout à haute énergie ($E > 10 \text{ GeV}$), pour lever la dégénérescence des paramètres. Il serait intéressant de refaire cette étude en ajoutant les dernières données présentées par l'expérience PAMELA.

1.5 Les paramètres sources

Dans toutes les études antérieures, comme par exemple dans [3], les paramètres de source ont été étudiés après avoir déterminé les paramètres de propagation à partir d'un rapport secondaire sur primaire. Nous proposons une approche plus générale, dans laquelle tous les paramètres sont estimés simultanément. Les données actuelles permettent déjà de contraindre suffisamment l'indice spectral source α et les abondances sources des éléments carbone, azote et oxygène (CNO). Des données de meilleure qualité pourront raffiner l'analyse. Nous montrons aussi comment cette approche permet de dévoiler des incompatibilités dans les flux mesurés.

Pour tous les modèles suivants, nous gardons le modèle III-C pour les paramètres de propagation et les données B/C. Pour la détermination des paramètres de source il faut utiliser en plus d'un rapport secondaire sur primaire un ou plusieurs flux élémentaires primaires. Nous utilisons dans notre analyse les flux de carbone, d'azote et d'oxygène, très abondants dans le rayonnement cosmique, mesurés par l'expérience HEAO-3. Les données les plus récentes pour le flux d'oxygène viennent de l'expérience TRACER.

Expérience	Énergie (GeV/n)	Modulation $\Phi + \Delta\Phi$ (MV)	# données	Vols (années)	Référence
HEAO-3	0,62 – 350	250 ± 50	3×14	1979/80	[17]
TRACER	48 – 1 561	500 ± 50	5	2003	[37]

TABLE 5.7 – Les données des flux élémentaires CNO utilisées pour le MCMC.

L'indice spectral α et l'exposant η

En plus des paramètres de propagation, nous ajoutons d'abord l'indice spectral source α universel et dans une deuxième étape l'exposant η qui paramètre la forme des spectres source à basse énergie (voir équation 3.4) et est mis par défaut égal à -1. Pour contraindre ces paramètres supplémentaires, il faut ajouter au rapport B/C, qui contraint les paramètres de propagation, une autre observable qui permet de contraindre les paramètres de source. Une telle observable sont les flux d'éléments primaires. Nous nous limitons d'abord au flux d'oxygène, l'élément le plus abondant des contributeurs primaires du bore, qui a été mesuré par les expériences HEAO-3 et TRACER. Les paramètres de modulation sont $\Phi = 250$ GV pour HEAO-3 et $\Phi = 500$ GV pour TRACER. Cette dernière valeur a été estimée à l'aide de l'activité solaire vue par les moniteurs de neutrons (voir section 4.1 du chapitre 3).

Nous testons au total quatre modèles, dénotés 1a, 1b, 2a, 2b :

- Modèle III-C+1a = $\{\lambda_0, R_0, \delta, \mathcal{V}_a\} + \{\alpha\}$, avec les données d'oxygène de HEAO-3;
- Modèle III-C+1b = $\{\lambda_0, R_0, \delta, \mathcal{V}_a\} + \{\alpha\}$, avec les données d'oxygène de TRACER;
- Modèle III-C+2a = $\{\lambda_0, R_0, \delta, \mathcal{V}_a\} + \{\alpha, \eta\}$, avec les données d'oxygène de HEAO-3;
- Modèle III-C+2b = $\{\lambda_0, R_0, \delta, \mathcal{V}_a\} + \{\alpha, \eta\}$, avec les données d'oxygène de TRACER;

où le nombre arabe réfère au nombre de paramètres de source libres et la lettre minuscule au jeu de données d'oxygène choisi (a pour les données de HEAO-3 et b pour les données de TRACER).

Les valeurs les plus probables pour ces quatre modèles sont regroupées dans le tableau 5.8, dans lequel les résultats du modèle III-C (avec $\gamma = \alpha + \delta = 2,65$) sont donnés pour comparaison dans la première ligne. Nous pouvons remarquer que les valeurs des paramètres de propagation λ_0 , R_0 et δ des modèles III-C+1a et III-C+1b sont respectivement au-dessus et en-dessous de celles du modèle III-C. Pour le paramètre \mathcal{V}_a ont trouve le comportement inverse, il est corrélé négativement avec les autres paramètres. Par conséquent, l'ajustement aux données B/C est dégradé, surtout à basse énergie (voir figure 5.13).

Le panneau en haut à gauche de la figure 5.14 représente les densités de probabilité *a posteriori* marginalisées de l'indice spectral source α obtenues pour les

Modèle-Données	λ_0 (g cm^{-2})	R_0 (GV)	δ	\mathcal{V}_a ($\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$)	α	η	$10^{20} \times (q_C q_N q_O)$ ($\text{m}^3 \text{s GeV/n})^{-1}$
III-C	27_{-2}^{+2}	$2, 6_{-0,7}^{+0,4}$	$0, 53_{-0,03}^{+0,02}$	86_{-5}^{+9}
III-C+1a	37_{-2}^{+2}	$4, 4_{-0,2}^{+0,1}$	$0, 61_{-0,01}^{+0,01}$	64_{-4}^{+4}	$2, 124_{-0,007}^{+0,005}$
III-C+1b	$20, 9_{-0,8}^{+0,2}$	$0, 3_{-0,1}^{+0,6}$	$0, 47_{-0,01}^{+0,01}$	103_{-3}^{+2}	$2, 294_{-0,006}^{+0,004}$
III-C+2a	29_{-2}^{+2}	$2, 7_{-0,4}^{+0,3}$	$0, 55_{-0,02}^{+0,01}$	84_{-7}^{+4}	$2, 16_{-0,01}^{+0,01}$	$0, 3_{-0,2}^{+0,1}$...
III-C+2b	32_{-1}^{+4}	$4, 3_{-0,1}^{+0,3}$	$0, 56_{-0,01}^{+0,03}$	62_{-2}^{+2}	$2, 14_{-0,01}^{+0,03}$	$-6, 7_{-0,1}^{+0,9}$...
III-C+4a	40_{-1}^{+3}	$4, 6_{-0,1}^{+0,2}$	$0, 64_{-0,02}^{+0,01}$	58_{-5}^{+2}	$2, 13_{-0,01}^{+0,01}$...	$1, 93_{-0,004}^{+0,04} 0, 089_{-0,005}^{+0,007} 2, 42_{-0,05}^{+0,04}$
III-C+5a	38_{-2}^{+1}	$4, 4_{-0,3}^{+0,1}$	$0, 60_{-0,01}^{+0,02}$	81_{-1}^{+4}	$2, 17_{-0,02}^{+0,02}$	$-0, 4_{-0,1}^{+1,2}$	$2, 2_{-0,1}^{+0,2} 0, 107_{-0,006}^{+0,01} 2, 7_{-0,1}^{+0,3}$

TABLE 5.8 – Les valeurs les plus probables des paramètres de propagation et de source pour des paramétrisations du spectre source différentes. Les paramètres best-fit associés sont donnés dans le tableau 5.9. Les abondances CNO de HEAO-3 sont $1, 65 | 0, 10 | 2, 04$ (voir tableau 5.5).

Modèle-Donnés	λ_0^{best} (g cm^{-2})	R_0^{best} (GV)	δ^{best}	$\mathcal{V}_a^{\text{best}}$ ($\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$)	α^{best}	η^{best}	$10^{20} \times (q_C q_N q_O)$ ($\text{m}^3 \text{s GeV/n})^{-1}$	χ^2/dof
III-C	26,9	2,45	0,527	88,5	$[1, 48 0, 08 1, 85]^{\ddagger}$	1,06
III-C+1a	36,9	4,34	0,610	64,6	2,123	...	$[1, 92 0, 105 2, 40]^{\ddagger}$	4,30
III-C+1b	20,7	0,46	0,470	102,9	2,293	...	$[3, 43 0, 219 4, 12]^{\ddagger}$	14,69
III-C+2a	28,7	2,61	0,547	84,5	2,168	0,305	$[2, 25 0, 126 2, 81]^{\ddagger}$	3,85
III-C+2b	33,0	4,24	0,568	61,5	2,154	-6,545	$[2, 09 0, 161 2, 17]^{\ddagger}$	4,08
III-C+4a	39,2	4,60	0,626	59,2	2,126	...	$1, 92 0, 090 2, 42$	4,65
III-C+5a	28,6	2,44	0,545	83,0	2,175	0,449	$2, 27 0, 104 2, 86$	4,54

TABLE 5.9 – Les valeurs best-fit des paramètres de propagation et de source, ajustant le mieux les données B/C (22 points de données) et CNO (14, 8 et 52 points de données respectivement pour les modèles 1/2a, 1/2b et 4/5a). $[x.x]^{\ddagger}$: Ces valeurs ne sont pas obtenues à partir des densités de probabilité a posteriori, mais sont les abondances normalisées pour ajuster les données CNO de HEAO-3 à 10.6 GeV/n .

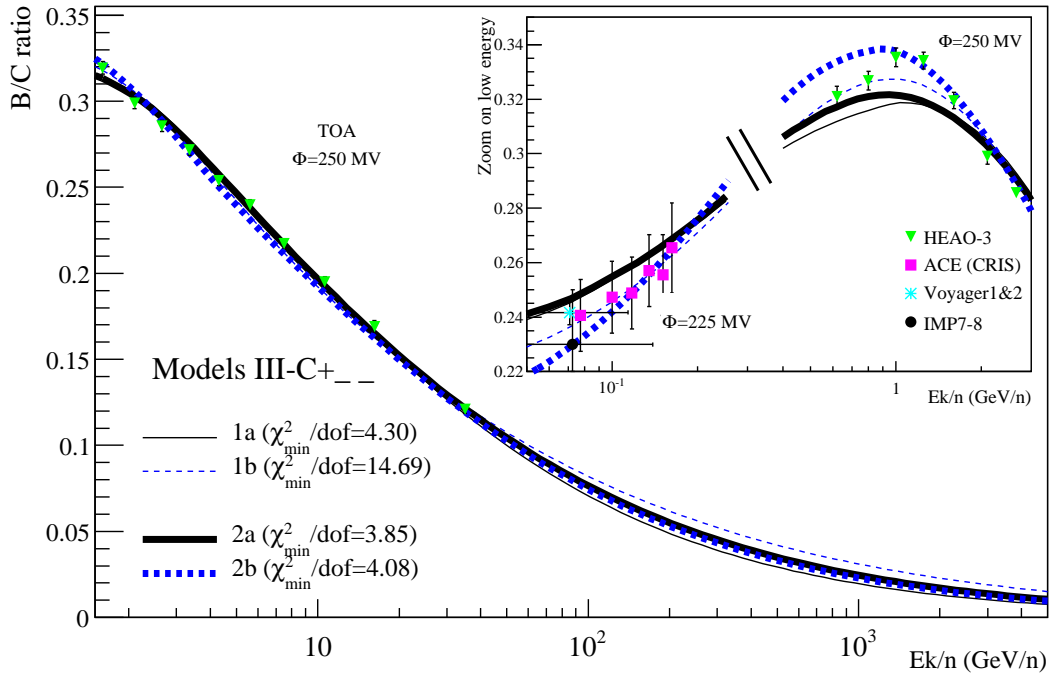


FIGURE 5.13 – Le rapport B/C obtenu à partir des modèles best-fit donnés dans le tableau 5.9. En plus des paramètres de propagation l'indice spectral source α (courbes fines étiquetées 1) est un paramètre libre ou α et η (courbes épaisses étiquetées 2) sont libres. Deux jeu de données d'oxygène ont été utilisés : les données HEAO-3 (courbes noires étiquetées a) et les données TRACER (courbes bleues en pointillés étiquetées b).

modèles III-C+1a (ligne noire) et III-C+1b (ligne bleue en pointillés). Dans les deux cas, α est bien contraint, mais les valeurs sont incompatibles entre elles. Ceci est dû à l'incompatibilité des données d'oxygène à basse énergie. Les données démodulées de HEAO-3 et de TRACER sont représentées sur le panneau en haut à droite de la figure 5.14. L'ajout du paramètre libre η (modèles III-C+2a/b) permet de fait d'absorber l'incertitude soit sur la forme énergétique à basse énergie du spectre, soit sur l'intensité de la modulation. Les indices spectraux source obtenus pour les deux expériences sont en accord (voir panneau en bas à gauche de la figure 5.14) avec une valeur de $\alpha \approx 2,15$. Les valeurs les plus probables et les valeurs *best-fit* sont données respectivement dans les tableaux 5.8 et 5.9. L'effet se reflète dans les valeurs de η , comme nous pouvons le voir sur le panneau en bas à droite de la figure 5.14 : les densités de probabilité *a posteriori* marginalisées de η sont incompatibles pour les deux jeux de données. La valeur $\eta_{\text{TRACER}} \approx -6,7$ indique probablement que l'intensité de la modulation solaire choisie dans notre étude est incorrecte. La valeur $\eta_{\text{HEAO-3}} \approx 0,3$ pourrait donner une idée raisonnable de la forme en énergie du spectre source à basse énergie, mais elle pourrait aussi être une conséquence des systématiques de l'expérience. Les flux d'oxygène associés sont représentés dans la figure 5.15 pour les modèles qui ajustent le mieux les données. Nous pouvons y voir que les modèles avec η libre (courbes épaisses) ajustent mieux les données que ceux qui fixent $\eta = -1$ (courbes fines).

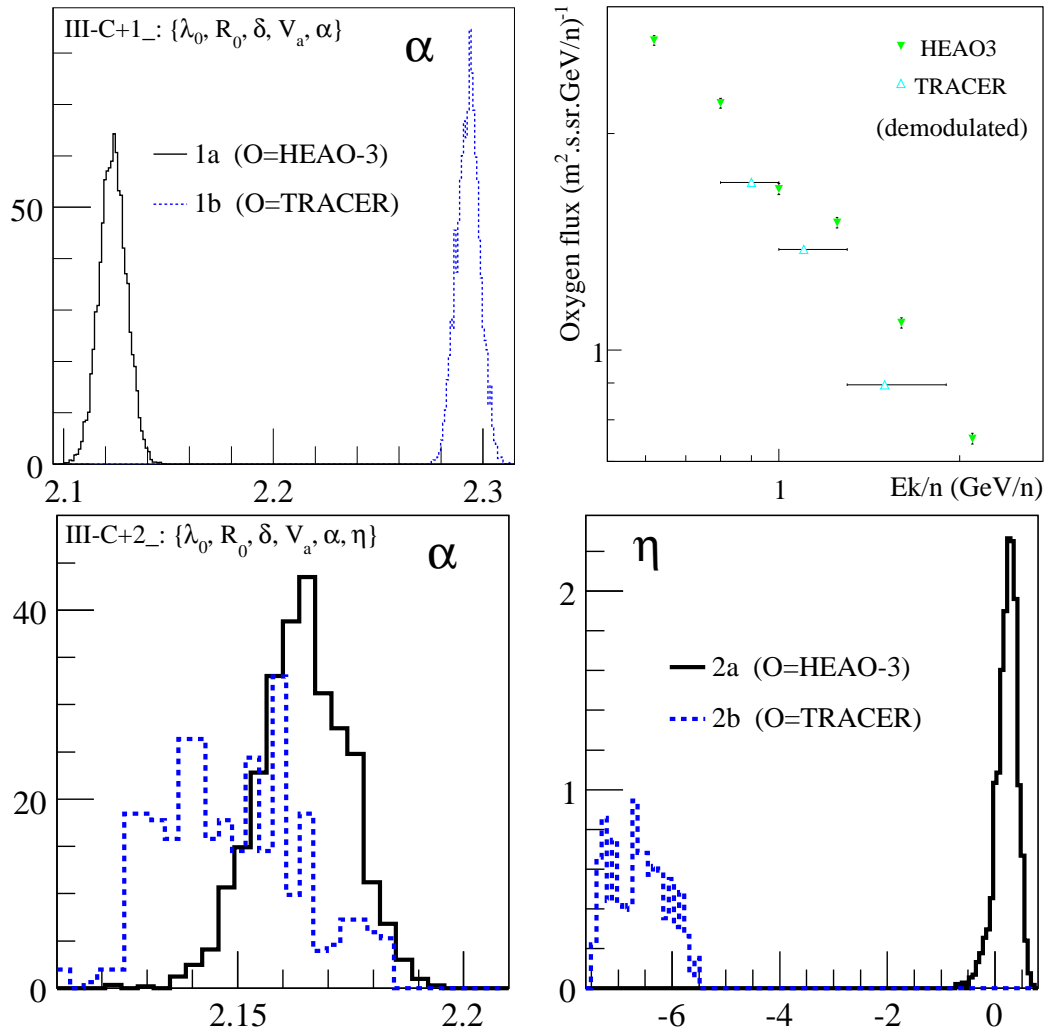


FIGURE 5.14 – Les densités de probabilité a posteriori marginalisées de l'indice spectral source α et l'exposant η pour les modèles III-C+1 (panneau en haut à gauche) et III-C+2 (panneaux en bas). Sur ces trois panneaux les lignes noires et bleues en pointillés correspondent respectivement aux modèles utilisant les données d'oxygène de HEAO-3 et de TRACER. Le panneau en haut à droite représente les données d'oxygène démodulées de HEAO-3 (triangles verts remplis) et de TRACER (triangles bleus ouverts).

Les abondances sources q_i

Nos deux derniers modèles ont comme paramètres libres supplémentaires les abondances sources des éléments carbone, azote et oxygène. Les données à ajuster utilisées sont le rapport B/C et les flux élémentaires CNO mesurés par l'expérience HEAO-3. L'expérience TRACER n'a pas encore publié les données pour les flux élémentaires d'azote et de carbone. Les modèles sont :

- Modèle III-C+4a = $\{\lambda_0, R_0, \delta, \mathcal{V}_a\} + \{\alpha, q_C, q_N, q_O\}$ et
- Modèle III-C+5a = $\{\lambda_0, R_0, \delta, \mathcal{V}_a\} + \{\alpha, \eta, q_C, q_N, q_O\}$.

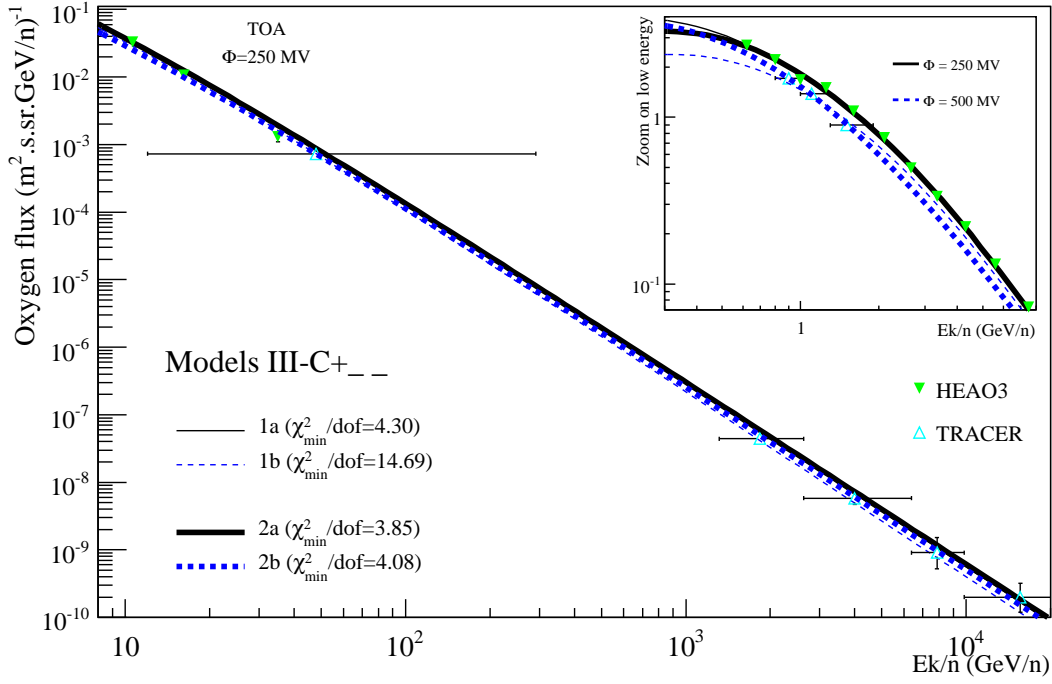


FIGURE 5.15 – Les mêmes modèles comme sur la figure 5.13, mais pour le flux d’oxygène.

Les densités de probabilité *a posteriori* pour les paramètres de propagation et de source sont représentées sur la figure 5.16. L’efficacité du MCMC avec neuf paramètres est très faible ($f_{\text{ind}} \lesssim 0,05\%$). Un total de 1.6×10^6 pas ont été faits pour obtenir ~ 800 états indépendants. Par conséquent les contours ne sont pas aussi réguliers que pour un modèle à quatre paramètres (voir figure 5.5), mais les corrélations entre les paramètres sont clairement visibles : nous retrouvons les corrélations positives entre λ_0 , R_0 et δ et une corrélation négative entre ces paramètres et \mathcal{V}_a . De plus tous les paramètres de source (α , η et $q_{\text{C,N,O}}$) sont corrélés positivement entre eux et avec \mathcal{V}_a et ainsi corrélés négativement avec les autres. Ceci peut être compris à l’aide du paramètre $\gamma = \alpha + \delta$, l’indice spectral des flux primaires propagés, qui est fixé par les mesures : si δ décroît, alors α doit augmenter pour correspondre aux données. Cependant, si l’indice spectral source α augmente, alors l’exposant η doit aussi augmenter pour correspondre aux données à basse énergie. La corrélation positive entre les abondances sources $q_{\text{C,N,O}}$ vient du fait que les flux relatifs doivent être conservés.

Les valeurs les plus probables sont regroupés dans le tableau 5.8. L’ajout de η comme paramètre libre permet d’absorber les incertitudes à basse énergie sur les données. Nous obtenons une valeur pour l’indice spectral source $\alpha = 2,17$ (modèle III-C+5a) au lieu de la valeur biaisée de $\alpha = 2,13$ (modèle III-C+4a). L’ajout de η comme paramètre libre a pour conséquence une augmentation des abondances sources. Les abondances relatives C : N : O ($O \equiv 1$) sont respectivement 0,78 : 0,36 : 1 pour le modèle III-C+4a et 0,82 : 0,40 : 1 pour le modèle III-C+5a. Ce dernier donne des valeurs similaires de celles de l’expérience HEAO-3, qui sont 0,81 : 0,49 : 1.

Binary space partitioning step

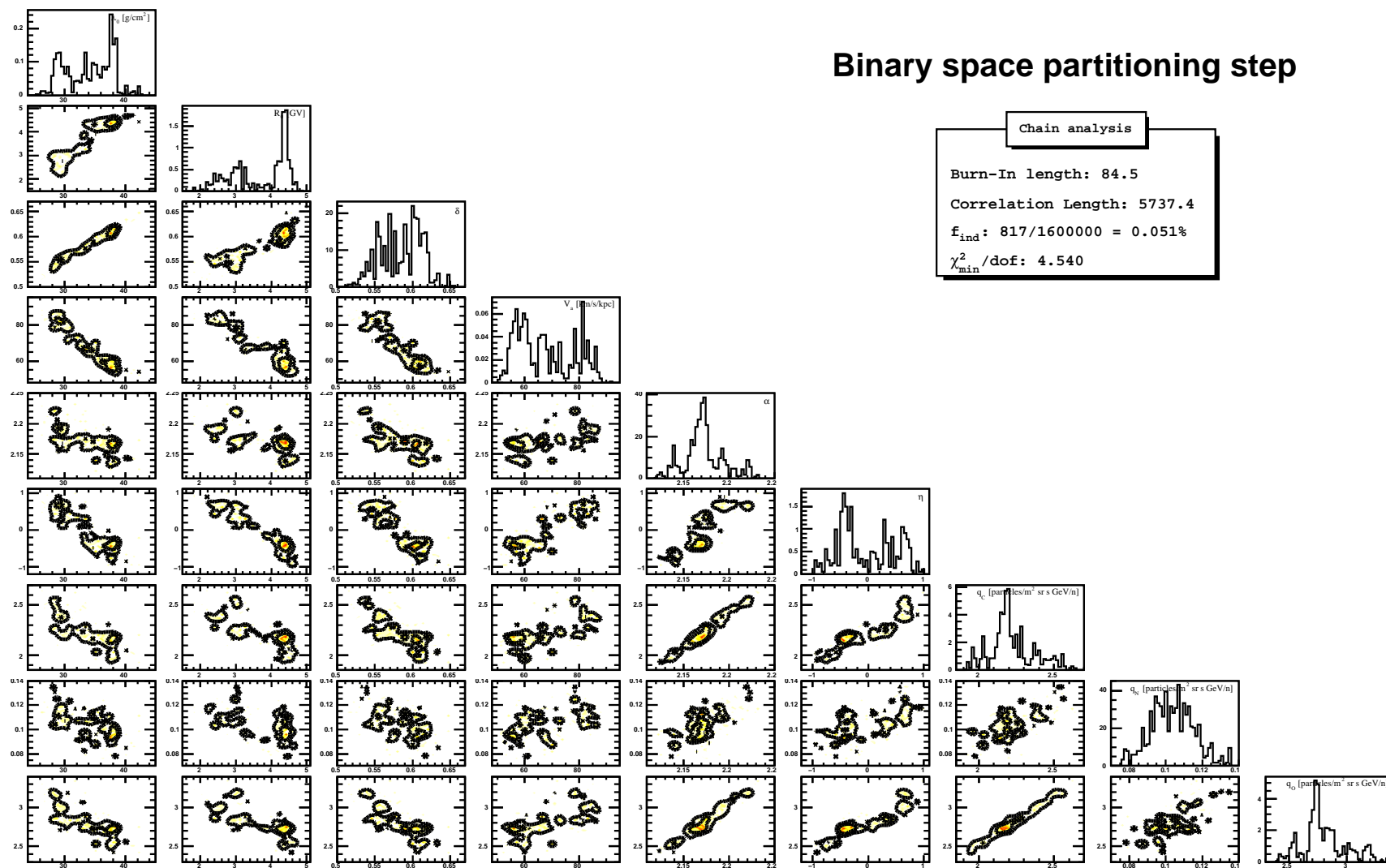


FIGURE 5.16 – Les densités de probabilité a posteriori pour le Modèle III-C+5a.

La différence entre les modèles qui incluent les abondances sources dans le MCMC et ceux qui normalisent les flux pour ajuster aux données est présentée dans le tableau 5.9, qui regroupe les valeurs *best-fit*. L'avant-dernière colonne donne les abondances sources $q_{C,N,O}$ obtenues pour tous les modèles : toutes les abondances sont en accord, bien que notre approche montre l'importance de la prise en compte des corrélations entre les paramètres pour extraire des estimations non-biaisées des paramètres de propagation et de source.

Les χ^2_{\min}/dof pour les différents modèles sont regroupés dans la dernière colonne du tableau 5.9. Les modèles III-C+4/5a n'ajustent pas mieux, ni plus mal les données que les modèles III-C+1/2a. Par contre le χ^2_{\min}/dof est moins bon que celui obtenu pour le modèle III-C. Ceci est dû à la combinaison d'un ajustement imparfait des flux primaires et un ajustement moins bon du rapport B/C, comme déjà mentionné, parce que les paramètres de propagation sont optimisés pour ajuster plus les données des flux primaires que celles du rapport B/C. Les flux primaires CNO obtenus pour les meilleurs modèles sont illustrés sur la figure 5.17.

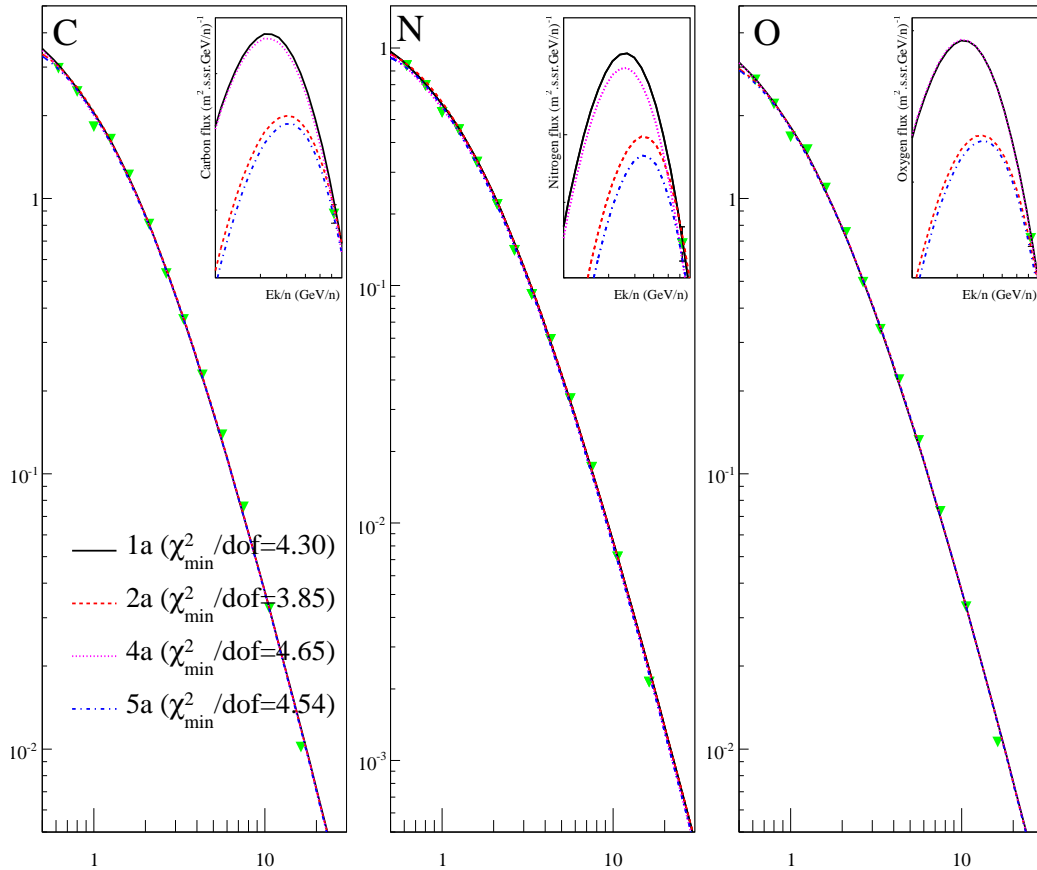


FIGURE 5.17 – Les flux de carbone, d'azote et d'oxygène obtenus pour les modèles ajustant le mieux les données. Les valeurs respectives sont données dans le tableau 5.9.

1.6 Conclusion

Nous avons testé avec succès un MCMC pour extraire les densités de probabilité *a posteriori* des paramètres de propagation du modèle du Leaky-Box. Dans une première étape, nous avons comparé le mérite relatif de différents modèles et nous confirmons qu'un modèle incluant une rigidité critique et une réaccélération permet de mieux ajuster les données B/C. Un tel modèle peut être associé à un modèle de diffusion avec un vent galactique et réaccélération. De plus ce modèle exclut un indice spectral de Kolomogorov ($\delta = 1/3$). Dans une deuxième étape, nous avons comparé plusieurs jeux de données. Nous avons montré que la combinaison de plusieurs jeux de données de B/C ne change pas les valeurs estimées des paramètres de propagation. Un modèle alternatif avec deux pentes pour la diffusion a été utilisé, mais il semble être défavorisé par les données B/C actuelles. Dans une dernière étape nous avons ajouté les paramètres de source dans le MCMC, c'est-à-dire l'indice spectral source α , l'exposant η et les abondances sources des éléments C, N et O. Ceci nous a permis de dévoiler une corrélation entre les paramètres de propagation et de source, qui biaise potentiellement leur estimation.

Dans cette première partie, nous nous sommes concentrés sur le modèle du Leaky-Box, qui est un modèle simple et bien compris ce qui permet de tester la robustesse du MCMC. Ce dernier s'est avéré un outil qui permet de gérer des données et des modèles complexes. Le MCMC est donc adapté pour l'analyse des données des expériences futures du rayonnement cosmique. Une analyse des données d'antiprotons par exemple permettra de vérifier l'existence d'une contribution exotique. Dans la partie suivante nous utiliserons le MCMC dans le cadre d'un modèle de diffusion plus réaliste en utilisant une gamme de noyaux plus grande.

2 Le modèle de Diffusion

2.1 La géométrie de la Galaxie et les paramètres du modèle

Dans le modèle de diffusion, la Galaxie est modélisée comme un disque mince de demi-hauteur h et encadré dans un halo diffusif de taille L comme décrit dans la section 2.2 du chapitre 3. L'équation de diffusion (3.8) est résolue dans ce modèle du disque mince en supposant un vent galactique constant et perpendiculaire au disque et un coefficient de diffusion isotrope et indépendant de l'élément considéré du rayonnement cosmique. Un modèle est considéré ici : le modèle à une dimension pour lequel l'étendue radiale R de la Galaxie est infinie. Les équations réduites et leurs solutions pour ce modèle ont été présentées dans la section 2.2 du chapitre 3. Les équations complètes et leurs solutions peuvent être trouvées dans l'article [8].

La bulle locale

Ce modèle de diffusion ne prend pas en compte toutes les irrégularités de la distribution du gaz observées, comme par exemple des trous et des cheminées. La raison principale est que seul le grammage moyen traversé par le rayonnement cosmique est important pour la prédiction des flux des noyaux stables, ce qui justifie les modèles

du Leaky-Box. L'approximation du disque mince est en soi un bon compromis entre une description réaliste de la structure galactique et simplicité.

Cependant, il y a un cas pour lequel les structures fines du milieu interstellaire ont des répercussions majeures. La distribution locale du gaz, c'est-à-dire dans le voisinage du Soleil, influence les flux des espèces radioactives du rayonnement cosmique, comme d'abord souligné par Ptuskin *et al.* [38] et Ptuskin & Soutoul [39] et étudié plus tard par Donato *et al.* [40].

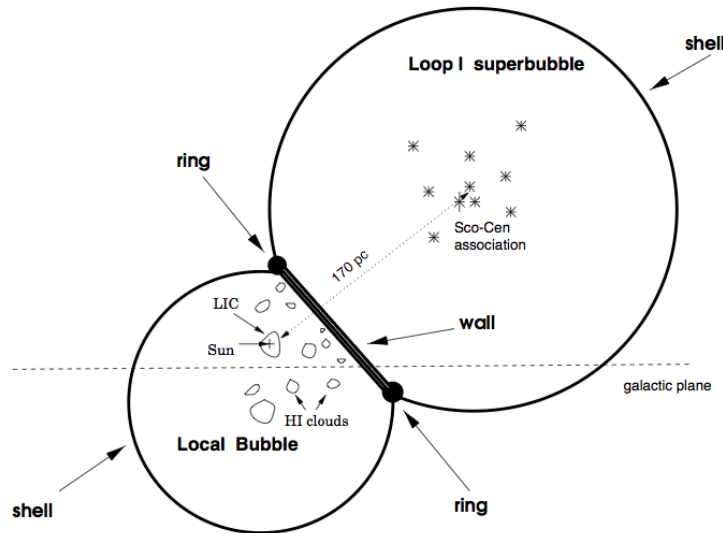


FIGURE 5.18 – Représentation schématique (pas à l'échelle) de l'interaction de la bulle locale avec la superbulle voisine Loop I. Le disque foncé représente la zone d'interaction dense et comprimée (« wall ») lié par l'anneau (« ring ») comme vu sur les images d'absorption de ROSAT. Des petits nuages HI, qui semblent être associés avec le disque et qui ont des vitesses dirigées vers nous, sont montrés aussi sur cette figure tirée de [41].

Le milieu interstellaire local est une cavité de faible densité, nommée la *bulle locale*. Cette région extrêmement chaude ($\sim 10^5 - 10^6$ K) et peu dense ($n \lesssim 0,005 \text{ cm}^{-3}$) est concentrée dans une bulle asymétrique de rayon $\lesssim 65 - 250$ pc et est entourée par un mur dense, neutre et d'hydrogène [42, 43, 44]. Le Soleil est situé à l'intérieur du nuage interstellaire local (angl. : *local interstellar cloud*, LIC, voir figure 5.18) d'une étendue typique de 50 pc dont la densité est environ $0,1 \text{ cm}^{-3}$. Des simulations numériques déduisent des données expérimentales existantes que la bulle locale est le résultat de 14 à 19 explosions de supernova dans un groupe en déplacement qui a traversé la cavité locale il y a $13,5 - 14,5 \times 10^6$ années [45].

Une étude détaillée devrait prendre en compte la morphologie exacte du milieu interstellaire local. Cependant, beaucoup d'incertitudes persistent sur la distribution et le niveau de turbulence associé. Mais une description simpliste est suffisante pour capturer un effet possible dans les données du rayonnement cosmique. Dans notre modèle schématisé sur la figure 5.19, la bulle locale est modélisée comme un trou de rayon moyen r_h dans le disque galactique mince.

Pour illustrer l'effet de la bulle locale sur les noyaux radioactifs, considérons

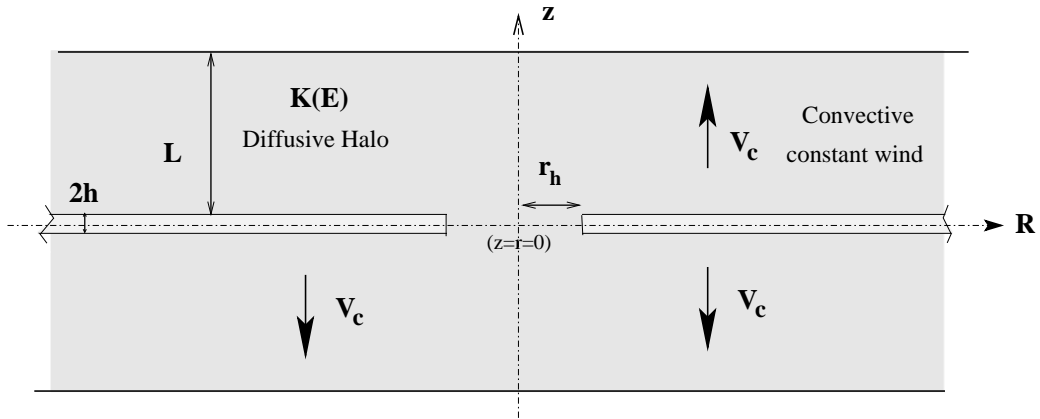


FIGURE 5.19 – Schéma du modèle utilisé. Les sources et les interactions (pertes et gains d'énergies inclus) sont restreintes dans le disque mince de demi-hauteur h . La diffusion et la convection propagent les noyaux dans le disque et dans le halo de taille L de la Galaxie d'étendue radiale R . La bulle locale est interprétée par une cavité de rayon r_h dans le disque et de densité nulle.

maintenant un noyau radioactif qui diffuse dans un volume infini et décroît avec un taux $1/(\gamma\tau_0)$. Dans les coordonnées sphériques, le propagateur G suit l'équation

$$-K\Delta_{\vec{r}}G + \frac{G}{\gamma\tau_0} = \delta(\vec{r}),$$

dont la solution est donnée par

$$G(\vec{r}') \propto \frac{\exp(-r'/\sqrt{K\gamma\tau_0})}{r'}$$

pour un flux mesuré à $\vec{r} = \vec{0}$ (pour simplifier).

Les espèces radioactives, comme par exemple ^{10}Be , proviennent de la spallation des noyaux du rayonnement cosmique avec le milieu interstellaire. Nous modélisons le terme source $Q(r, z)$ comme un disque mince avec un trou circulaire de rayon r_h à l'origine (voir figure 5.19). Dans l'approximation du disque mince $\delta(z)$ et dans les coordonnées cylindriques, le terme source s'écrit alors

$$Q(r, z) \propto \Theta(r - r_h)\delta(z),$$

où Θ est la fonction de Heaviside. Le flux des noyaux radioactifs s'écrit donc

$$N(r = z = 0) \propto \int_0^\infty \int_{-\infty}^{+\infty} G(\sqrt{r'^2 + z'^2}) Q(r', z') r' dr' dz'.$$

Le rapport du flux calculé pour une cavité de rayon r_h sur le flux sans la considération d'une cavité ($r_h = 0$) est donné par

$$\frac{N_{r_h}}{N_{r_h=0}} = \exp\left(\frac{-r_h}{\sqrt{K\gamma\tau_0}}\right) = \exp\left(\frac{-r_h}{l_{\text{rad}}}\right), \quad (5.3)$$

où la quantité $l_{\text{rad}} = \sqrt{K\gamma\tau_0}$ est la distance typique sur laquelle un noyau radioactif diffuse avant de décroître. La longueur de diffusion l_{rad} est approximativement égale

à 200 pc pour un coefficient de diffusion $K \approx 10^{28} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$, un facteur de Lorentz γ égal à 1 et un temps de décroissance $\tau_0 \approx 1 \text{ Myr}$. Un tel noyau radioactif n'atteint pas les bords de la Galaxie et est ainsi seulement sensible au coefficient de diffusion K_0 . De plus les noyaux secondaires sont produits à l'extérieur de la bulle locale ($r > r_h$) et vont se désintégrer avant d'arriver dans le système solaire. Par conséquent, toute sous-densité de rayon $r_h \sim 100 \text{ pc}$ autour du Soleil amène à une atténuation exponentielle du flux des noyaux radioactifs. Cette atténuation est dépendante de l'énergie et de l'espèce radioactive considérée. En effet, elle baisse avec l'énergie car le temps de vol des noyaux radioactifs augmente via le facteur de Lorentz γ et via le coefficient de diffusion qui est aussi croissant avec l'énergie. Elle est dépendante de l'espèce radioactive via leurs temps de décroissance qui s'étend de 0,307 Myr pour ^{36}Cl à 1,51 Myr pour ^{10}Be .

Les sections efficaces de fragmentation

Dans la section traitant le modèle du Leaky-Box, les sections efficaces de fragmentation utilisées sont celles de la formulation empirique de Webber *et al.* [46], mises à jour dans Webber *et al.* [10]. Dans cette section-ci, ces sections efficaces de fragmentations sont remplacées par la version de 2003 donnée dans Webber *et al.* [47]. La spallation sur les noyaux d'hélium est calculée avec la paramétrisation de Ferrando *et al.* [48].

Le spectre source

Nous supposons qu'il existe un spectre source universel pour tous les noyaux et qu'il a une simple description par une loi de puissance $Q(E) \propto \beta^\eta R^{-\alpha}$. Le paramètre α est l'indice spectral source et η décrit la forme du spectre à basse énergie. La normalisation du spectre est donnée par les abondances sources q_j , qui sont normalisées pendant la propagation des flux pour ajuster les données à une énergie cinétique par nucléon donnée (normalement à 10,6 GeV/n). Dans cette étude, nous mettons $\eta = -1$ et $\gamma = \alpha + \delta = 2,65$ [37].

Les paramètres libres

La demi-hauteur du disque galactique h est fixée à 100 pc. Dans le modèle à deux dimensions, l'étendue radiale R de la Galaxie est mise à 20 kpc et le Soleil se trouve à 8 kpc du centre galactique dans le disque ($z = 0$).

Le coefficient de diffusion dans les modèles est paramétré de la façon suivante :

$$K(E) = \beta K_0 R^\delta, \quad (5.4)$$

où K_0 est la normalisation du coefficient de diffusion, R est la rigidité de la particule et δ l'indice spectral. Nos modèles de diffusion peuvent donc avoir jusqu'à 6 paramètres de propagation et géométriques libres :

1. La normalisation du coefficient de diffusion K_0 , en $\text{kpc}^2 \text{ Myr}^{-1}$;

2. L'indice spectral δ ;
3. Le vent de convection V_c , en km s^{-1} ;
4. La vitesse d'Alfvén V_a , en km s^{-1} ;
5. La taille du halo diffusif L , en kpc ;
6. La taille de la bulle locale r_h , en kpc.

Dans la section 2.3, nous étudions d'abord le mérite relatif des modèles de diffusion suivant :

- Modèle I = $\{V_c, \delta, K_0\}$, sans réaccélération ($V_a = 0$) ;
- Modèle II = $\{\delta, K_0, V_a\}$, sans vent galactique ($V_c = 0$) ;
- Modèle III = $\{V_c, \delta, K_0, V_a\}$.

Le jeu de données dénommé F et défini ci-dessous est utilisé pour ajuster ces modèles.

Comme pour le modèle du Leaky-Box, plusieurs jeux de données B/C sont ensuite utilisés pour vérifier leur impact sur les contraintes des paramètres de propagation et leur ajustement. Nous nous concentrons sur trois jeux de données :

- A : HEAO-3, couvrant les énergies moyennes (14 points de données) ;
- C : HEAO-3, IMP7-8, Voyager 1 & 2, ACE(CRIS), couvrant les énergies basses et moyennes (22 points de données) ;
- F : HEAO-3, IMP7-8, Voyager 1 & 2, ACE(CRIS), Spacelab, CREAM, couvrant toute la gamme en énergie mesurée de B/C (31 points de données).

Les gammes en énergie couvertes par les différentes expériences et leurs références peuvent être trouvées dans le tableau 5.1. Les autres données existantes ont été écartées soit à cause de leurs grandes barres d'erreurs, soit à cause de leur incompatibilité avec les données ci-dessus.

Ensuite, nous considérons d'autres paramètres libres liés aux spectres sources pour une détermination cohérente des caractéristiques de propagation et de source. Nous définissons le modèle suivant :

- Modèle III+2 = $\{V_c, \delta, K_0, V_a\} + \{\alpha, \eta\}$, avec l'indice spectral source α et l'exposant η de β (voir équation (3.4)).

Dans la section 2.4, nous discutons les contraintes apportées par des noyaux radioactifs. Pour ceci, deux paramètres décrivant la géométrie de la Galaxie sont ajoutés comme paramètres libres au MCMC et nous définissons les deux modèles suivants :

- Modèle V = $\{V_c, \delta, K_0, V_a, L\}$, avec la taille du halo L ;

- Modèle VI = $\{V_c, \delta, K_0, V_a, L, r_h\}$, avec la taille du halo L et le rayon de la bulle locale r_h .

Ceci permet de fournir une première densité de probabilité *a posteriori* de la taille du halo L pour le modèle de diffusion standard ($r_h = 0$) et pour le modèle de diffusion modifié ($r_h \neq 0$).

2.2 L'optimisation du MCMC

Le temps de calcul des flux est plus grand pour les modèles de diffusion à une et à deux dimensions que pour le modèle du Leaky-Box. De plus, l'efficacité du MCMC est plus faible pour ces modèles à cause des distributions de probabilité des paramètres plus complexes que des gaussiennes, comme nous le verrons plus tard. Or, l'efficacité du MCMC décroît si les densités de probabilité des paramètres sont non gaussiennes et si les corrélations entre les paramètres sont fortes. Plus de pas sont alors nécessaires pour échantillonner correctement des traînées dans les distributions. Il est possible de construire des combinaisons des paramètres avec un faible niveau de corrélation et un comportement gaussien. Pour optimiser et accélérer le calcul du MCMC, nous allons donc utiliser les combinaisons suivantes :

$$\begin{aligned} K_0 &\longleftrightarrow \frac{K_0}{L} 50^\delta, \\ V_a &\longleftrightarrow \frac{V_a}{\sqrt{3K_0\delta(4-\delta^2)(4-\delta)}}, \\ r_h &\longleftrightarrow \frac{r_h}{\sqrt{K_0}}. \end{aligned}$$

Ces combinaisons sont inspirées par des dégénérescences connues entre les paramètres comme détailler dans la suite. Dans les modèles de diffusion, les rapports secondaire sur primaire doivent rester constants pour un même grammage du modèle. Or, pour le modèle de diffusion pure, nous avons le grammage $\tilde{\lambda}_{\text{esc}}$ suivant (en mettant l'équation (5.4) dans l'équation (3.25)) :

$$\tilde{\lambda}_{\text{esc}} = \frac{cnhL}{K_0 R^\delta}, \quad (5.5)$$

d'où la dégénérescence entre les paramètres K_0 , L et δ . Nous trouvons que la combinaison $K_0 \times 50^\delta$ est appropriée pour enlever la traînée de la densité de probabilité de K_0 . L'origine de la valeur 50 trouvée expérimentalement n'est pas comprise. Celle-ci pourrait être liée à la gamme en énergie couverte des données B/C de HEAO-3 sur lesquelles les paramètres sont ajustés. La combinaison utilisée pour V_a vient directement de la forme du terme de la réaccélération (3.7). La réaccélération joue seulement un rôle à basse énergie. Par conséquent, nous pouvons choisir $R^\delta = 1$ et nous retrouvons ainsi la combinaison donnée pour V_a . La dernière combinaison pour le rayon r_h de la bulle locale vient directement de l'équation (5.3).

Les densités de probabilité *a posteriori* obtenues pour le modèle III-F en ajustant les données B/C sont représentées sur la figure 5.20. La figure à gauche représente les distributions obtenues pour les paramètres $\{V_c, \delta, K_0, V_a\}$ et la figure

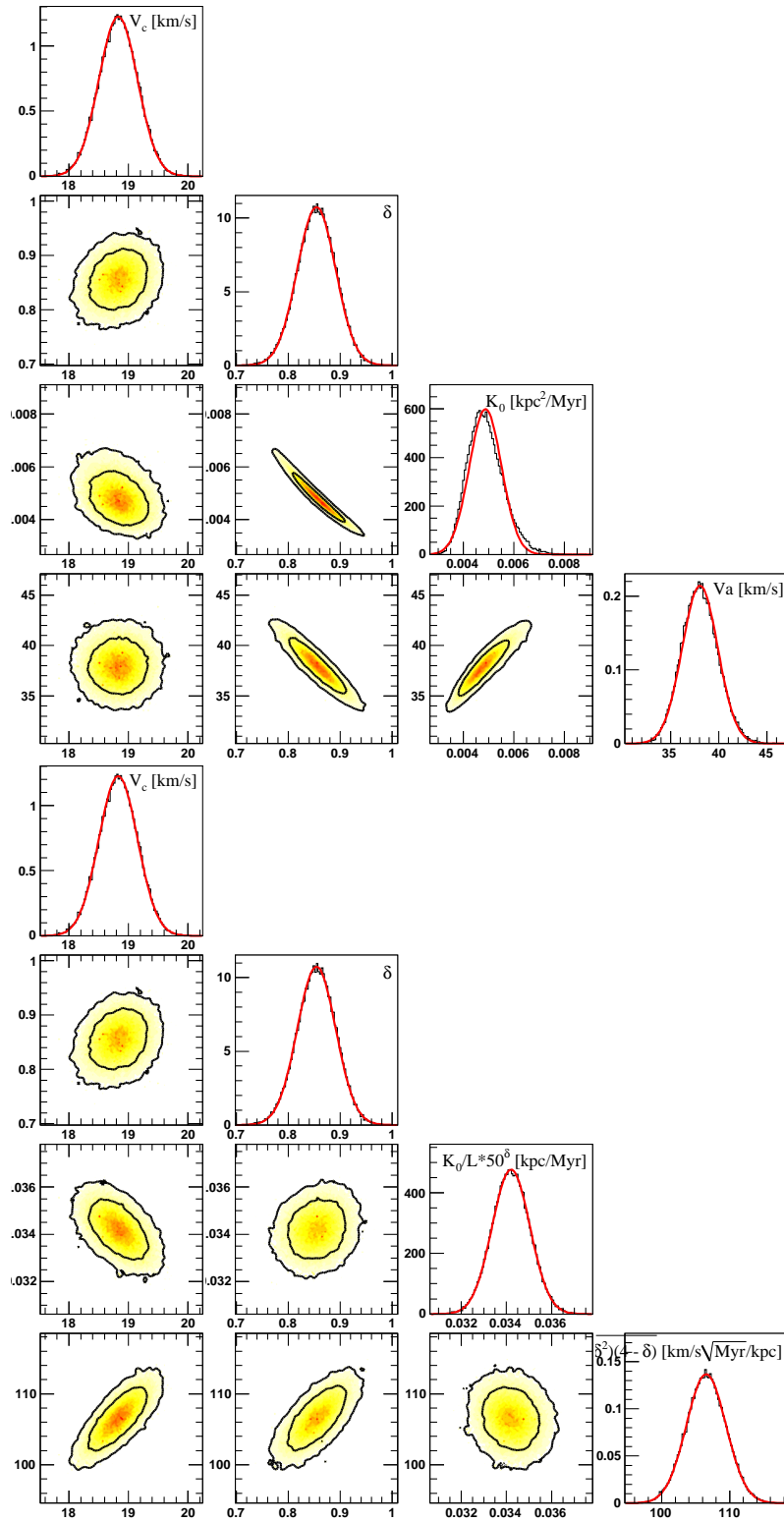


FIGURE 5.20 – Les densité de probabilité a posteriori pour le modèle III en utilisant toutes les données B/C du jeu de données F. La figure à gauche représente les distributions obtenues pour les paramètres $\{V_c, \delta, K_0, V_a\}$ et la figure à droite celles pour les paramètres $\{V_c, \delta, K_0/L \times 50^\delta, V_a/\sqrt{3K_0\delta(4-\delta^2)(4-\delta)}\}$. Les courbes rouges sur les panneaux diagonaux correspondent à un ajustement de la distribution par une loi normale.

à droite celles pour les paramètres $\{V_c, \delta, K_0/L \times 50^\delta, V_a/\sqrt{3K_0\delta(4-\delta^2)(4-\delta)}\}$. Les courbes rouges sur les panneaux diagonaux correspondent à un ajustement de la distribution par une loi normale. Nous pouvons observer que la distribution de K_0 n'est pas gaussienne et que les corrélations entre les paramètres δ , K_0 et V_a sont grandes. Ces corrélations disparaissent plus au moins, si la nouvelle paramétrisation par la combinaison des paramètres est utilisée. L'efficacité est augmenté d'un facteur 3 dans ce cas spécifique.

Tous les résultats du MCMC présentés dans la suite sont obtenus avec cette paramétrisation. Cependant nous allons donner et commenter les densités de probabilité *a posteriori* des paramètres et aussi leurs valeurs les plus probables et *best-fit* dans la paramétrisation « originale ».

2.3 Le modèle de diffusion standard à une dimension : les noyaux stables

Nous commençons avec le modèle de diffusion standard à une dimension, c'est-à-dire avec $r_h = 0$ comme la bulle locale affecte seulement les noyaux radioactifs discutés dans la section suivante de ce manuscrit. L'avantage du modèle à une dimension est le gain en temps de calcul en comparaison avec le modèle à deux dimensions, tout en gardant les mêmes dépendances par rapport aux paramètres.

En considérant seulement les noyaux stables, tous les modèles avec le même rapport K_0/L donne le même grammage λ_{esc} (voir équation (5.5)) et ainsi le même rapport secondaire sur primaire. Il est donc impossible de contraindre les deux paramètres en même temps. Par conséquent, nous avons décidé de fixer la taille du halo L à 4 kpc.

Avons-nous besoin de la convection et/ou la réaccélération ?

Modèle-Données	V_c (km s ⁻¹)	δ	$K_0 \times 10^2$ (kpc ² Myr ⁻¹)	V_a (km s ⁻¹)	$\chi^2_{\text{min}}/\text{dof}$
I-F	13,5 ^{+0,3} _{-0,3}	0,93 ^{+0,02} _{-0,03}	0,41 ^{+0,04} _{-0,03}	...	11,20
II-F	...	0,234 ^{+0,005} _{-0,006}	9,7 ^{+0,2} _{-0,3}	73 ⁺² ₋₂	3,63
III-F	18,8 ^{+0,3} _{-0,3}	0,86 ^{+0,04} _{-0,04}	0,46 ^{+0,08} _{-0,06}	38 ⁺² ₋₂	1,52

TABLE 5.10 – *Les valeurs les plus probables des paramètres de propagation pour les modèles I à III, obtenues après la marginalisation sur tous les autres paramètres. Les incertitudes correspondent aux niveaux de confiance à 68 % des densités de probabilité marginalisées. La dernière colonne donne le χ^2/dof minimal obtenu pour chaque modèle.*

Le tableau 5.10 regroupe les estimations obtenues avec le MCMC pour les modèles I à III en ajustant les données B/C du jeu de données F. La dernière colonne donne le χ^2/dof minimal obtenu pour chaque modèle. Ceci nous permet de comparer la qualité de l'ajustement des différents modèles. Le modèle de diffusion

avec convection et réaccélération reproduisent les données plus précisément, avec un $\chi^2/\text{dof} = 1,52$, que les deux autres modèles avec des χ^2/dof respectives de 11,20 pour le modèle I et 3,63 pour le modèle II. La même tendance a été observée pour le modèle du Leaky-Box (voir section 1.3). Seul le modèle II, c'est-à-dire le modèle avec réaccélération et sans convection, s'approche le plus de l'indice spectral de Kolmogorov ($\delta = 1/3$), mais il est défavorisé par les données expérimentales. Les densités de probabilité *a posteriori* du modèle III-F sont représentées sur la figure 5.20 à gauche.

Les valeurs trouvées pour l'indice spectral δ sont plus élevées que celles trouvées pour le modèle du Leaky-Box. Le grammage du modèle de diffusion (voir équation (5.5)) diffère d'un facteur β de celui du modèle du Leaky-Box (voir équation (5.1)) :

$$\lambda_{\text{esc}}^{\text{DM}} = \lambda_0 R^{-\delta} \quad \text{vs.} \quad \lambda_{\text{esc}}^{\text{LBM}} = \lambda_0 \beta R^{-\delta}.$$

Nous avons testé explicitement que le même δ a été obtenu dans le modèle du Leaky-Box en utilisant $\lambda_{\text{esc}}^{\text{DM}}$.

Les précisions avec lesquelles les estimations des paramètres de propagation ont été obtenues, données dans le tableau 5.10, sont excellentes : elles atteignent au plus 10 %. Même si de telles valeurs sont attendues vue la précision des données, nous pouvons nous poser la question de savoir si l'estimation des paramètres n'est pas dominée par des systématiques introduites par les suppositions et les ingrédients utilisés pour le calcul. Ce problème important est discuté dans l'article [49] pour lequel le travail est encore en cours.

L'impact des différents jeux de données B/C sur les contraintes des paramètres du modèle III

Dans la section 1.3, plusieurs jeux de données B/C ont été utilisés pour étudier leur influence sur les estimations des paramètres de propagation. Les données à basse énergie d'ISEE et d'Ulysses ont été écartées du fait qu'elles sont incompatibles avec les autres données à basse énergie. Nous avons trouvé que les différents jeux de données n'affectent pas les valeurs des paramètres de propagation du modèle du Leaky-Box, mais qu'ils influencent la qualité de l'ajustement (voir tableau 5.3). De plus, nous avons conclu que les données HEAO-3 seules sont suffisantes pour contraindre suffisamment les paramètres de propagation. L'utilisation des sections efficaces de fragmentation de Webber *et al.* [47] change légèrement la situation. Nous comparons les valeurs *best-fit* des paramètres de propagation obtenues pour les jeux de données A, C et F qui sont données dans le tableau 5.11, pour étudier l'influence de l'ajout des données à basse et à haute énergie aux données HEAO-3 sur les estimations des paramètres.

L'ajout des données à basse énergie joue un rôle important dans l'ajustement (les deux premières lignes du tableau 5.11) : δ baisse de 0,1 pour mieux ajuster les données. L'influence est aussi grande sur la normalisation du coefficient de diffusion K_0 qui baisse fortement, contrairement à la vitesse d'Alfvén qui reste stable.

L'ajout des données à haute énergie n'influence pratiquement pas les valeurs *best-fit* des paramètres de propagation. Ceci peut être expliqué par les barres d'erreurs

Modèle-Données	V_c^{best} (km s^{-1})	δ^{best}	$K_0^{\text{best}} \times 10^2$ ($\text{kpc}^2 \text{Myr}^{-1}$)	V_a^{best} (km s^{-1})	$\chi_{\text{min}}^2/\text{dof}$
III-A	21,7	1,00	2,51	35,4	2,11
III-C	18,9	0,89	0,43	36,7	1,72
III-F	18,8	0,86	0,48	38,0	1,52

TABLE 5.11 – *Les paramètres de propagation best-fit pour le modèle III et des jeux de données différents.*

importantes à ces énergies-ci pour contraindre suffisamment les paramètres. Les données plus précises à haute énergie seront un test crucial pour l'indice spectral. En effet, aux énergies du TeV, seule la diffusion joue sur le rapport secondaire sur primaire observé de telle façon que l'ambiguïté entre les effets de la convection et la réaccélération devraient être levées [50]. Par la suite, nous utilisons le jeux de données F pour contraindre les paramètres de propagation avec le rapport secondaire sur primaire B/C.

L'indice spectral α et l'exposant η

En plus des paramètres de propagation, nous ajoutons l'indice spectral α et l'exposant η qui paramètre la forme des spectres source à basse énergie. Comme déjà fait pour le modèle du Leaky-Box, nous avons rajouté les données d'oxygène une fois de HEAO-3 et une autre fois de TRACER (voir tableau 5.7) aux données B/C pour contraindre les paramètres de sources. Nous testons alors deux modèles, dénotés 2a et 2b :

- Modèle III-F+2a = $\{V_c, \delta, K_0, V_a\} + \{\alpha, \eta\}$, avec les données d'oxygène de HEAO-3;
- Modèle III-F+2b = $\{V_c, \delta, K_0, V_a\} + \{\alpha, \eta\}$, avec les données d'oxygène de TRACER;

où le nombre arabe réfère au nombre de paramètres de source libres et la lettre minuscule au jeu de données d'oxygène choisi (a pour les données de HEAO-3 et b pour les données de TRACER).

Les valeurs les plus probables pour ces deux modèles sont regroupées dans le tableau 5.12, dans lequel les résultats du modèle III-F (avec $\gamma = \alpha + \delta = 2,65$) sont donnés pour comparaison dans la première ligne. Nous pouvons remarquer que les paramètres de propagation ne changent pas sensiblement, mais les corrélations entre les paramètres de propagation et de sources persistent comme trouvé pour le modèle du Leaky-Box. Le point concertant ici est que $\gamma = \alpha + \delta = 3,26$ pour le modèle III-F+2a et $3,09$ pour le modèle III-F+2a. L'équation $\gamma = \alpha + \delta$ est valide pour les modèles purement diffusifs, c'est-à-dire sans convection. Il semble donc que les points de données à haute énergie n'atteignent pas encore le régime de la propagation purement diffusive.

Modèle- Données	V_c (km s^{-1})	δ	$K_0 \times 10^2$ ($\text{kpc}^2 \text{Myr}^{-1}$)	V_a (km s^{-1})	α	η	$\chi^2_{\text{min}}/\text{dof}$
III-F	$18,8^{+0,3}_{-0,3}$	$0,86^{+0,04}_{-0,04}$	$0,46^{+0,08}_{-0,06}$	38^{+2}_{-2}	1,52
III-F+2a	$18,2^{+0,3}_{-0,2}$	$0,96^{+0,04}_{-0,05}$	$0,29^{+0,09}_{-0,04}$	33^{+4}_{-1}	$2,30^{+0,01}_{-0,01}$	$1,55^{+0,18}_{-0,09}$	2,31
III-F+2b	$18,0^{+0,2}_{-0,3}$	$0,80^{+0,05}_{-0,01}$	$0,53^{+0,11}_{-0,05}$	42^{+2}_{-2}	$2,290^{+0,006}_{-0,009}$	$1,47^{+0,1}_{-0,08}$	2,92

TABLE 5.12 – Les valeurs les plus probables des paramètres de propagation et de source pour les modèles III-F+2a/b, obtenues après la marginalisation sur tous les autres paramètres. Les incertitudes correspondent aux niveaux de confiance à 68 % des densités de probabilité marginalisées. La dernière colonne donne le χ^2/dof minimal obtenu pour chaque modèle.

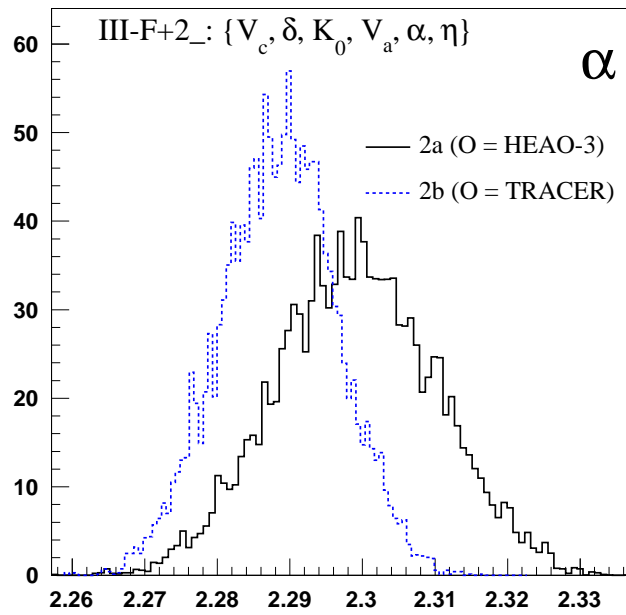


FIGURE 5.21 – Les densités de probabilité a posteriori de l'indice spectral de source pour les modèles III-F+2a et b.

Les densités de probabilité *a posteriori* de l'indice spectral de source pour les modèles III-F+2a et b sont représentés sur la figure 5.21 respectivement par des lignes noire et bleue en pointillés. Nous pouvons observer que la distribution obtenue en ajustant les données de TRACER est moins étalée que celle obtenue en ajustant les données de HEAO-3. Ceci peut être expliqué par le fait que les données de TRACER couvre une gamme en énergie plus grande et à plus haute énergie. Les valeurs les plus probables de α pour les modèles sont compatibles pointant vers une valeur de 2,30.

Les dépendances des paramètres de propagation en L

Dans les paragraphes précédents, nous avons fixé la taille du halo L à 4 kpc. Nous varierions maintenant L et l'évolution des paramètres de propagation *best-fit* en fonction

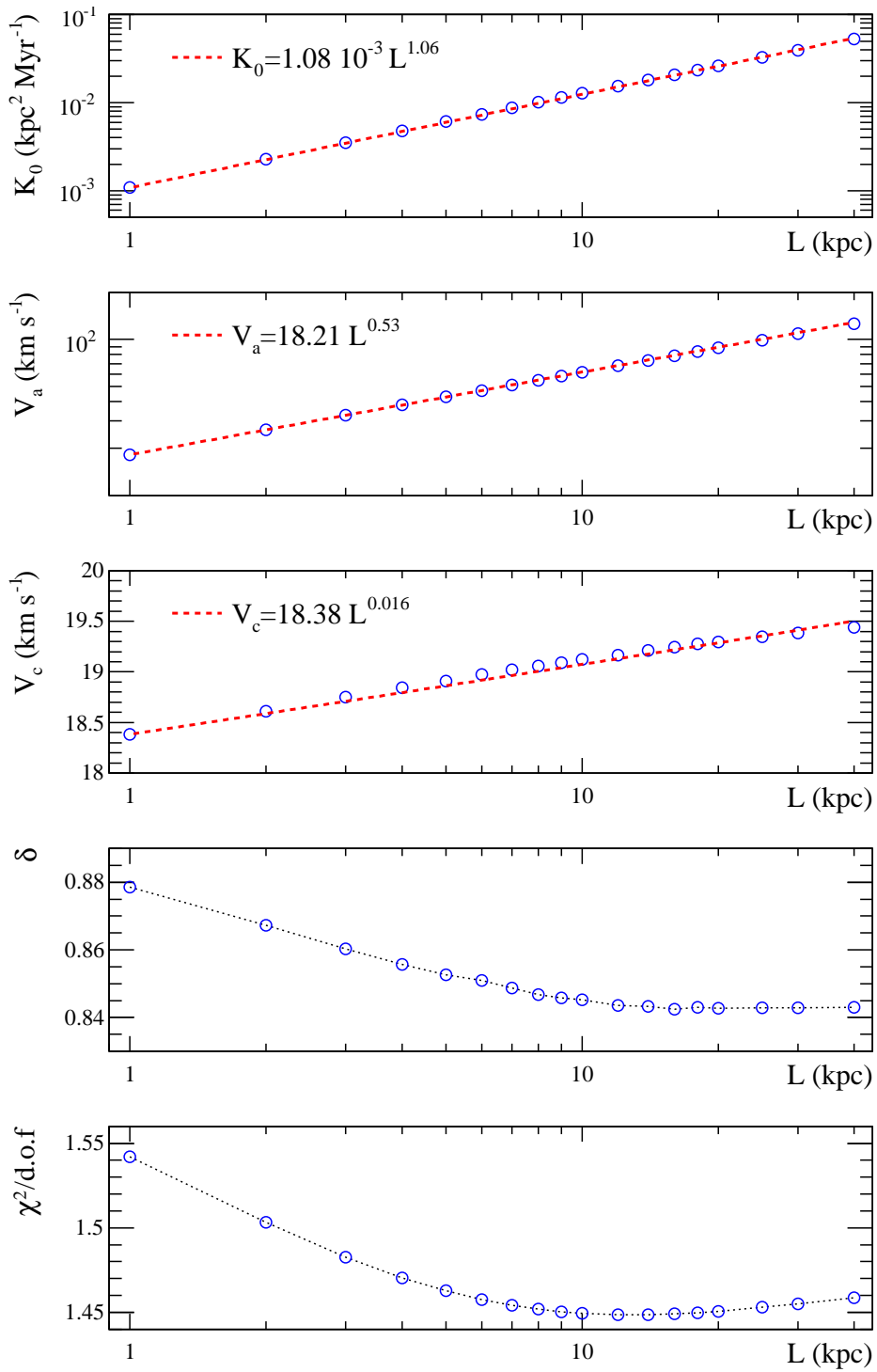


FIGURE 5.22 – Les valeurs best-fit des paramètres de propagation K_0 , V_a , V_c et δ (du haut en bas) en fonction de la taille du halo (cercles bleus). Les dépendances en L sont représentées sur les trois premières figures par des lois de puissance (ligne rouge en pointillé).

de L est représentée sur la figure 5.22. Nous avons superposées les lois de puissances décrivant la dépendance en L des paramètres sur les trois premières figures.

La dépendance en L de K_0 peut être comprise en utilisant l'équation (5.5) du grammage dans le modèle de diffusion. Dans le modèle purement diffusif, c'est-à-dire sans convection, nous avons $\lambda_{\text{esc}} \propto L/K_0$. Si L varie, K_0 varie aussi pour garder le même grammage. Nous trouvons la dépendance suivante

$$K_0 = 1,08 \times 10^{-3} \left(\frac{L}{1 \text{ kpc}} \right)^{1,06} \text{ kpc}^2 \text{ Myr}^{-1},$$

au lieu de $K_0 \propto L$. L'origine du $L^{0,06}$ résiduel n'est pas claire, mais il pourrait venir des termes de pertes et de gains en énergies.

Nous savons d'après l'équation (3.7) que la force de la réaccélération V_a est proportionnelle à $\sqrt{K_0}$ et que $K_0 \propto L$. Il en suit donc que $V_a \propto \sqrt{L}$. Nous trouvons la dépendance suivante

$$V_a = 18,21 \left(\frac{L}{1 \text{ kpc}} \right)^{0,53} \text{ km s}^{-1}.$$

Nous retrouvons aussi ici le même résiduel $\sqrt{L^{0,06}}$ comme pour K_0 .

Les paramètres V_c et δ sont quasiment constant en fonction de L (respectivement 5 % et 2 % près). Le χ^2/dof baisse légèrement pour atteindre un minimum vers $L = 12 \text{ kpc}$ et est pratiquement stable après, comme attendu, dû à la dégénérescence de K_0/L pour les noyaux stables. Ainsi les faibles valeurs de L sont légèrement défavorisées par les données.

2.4 Le modèle de diffusion standard à une dimension : les noyaux radioactifs

La dégénérescence entre K_0 et L est levée si des noyaux radioactifs sont considérés en plus du rapport secondaire sur primaire comme déjà expliqué dans la section précédente. Nous ajoutons donc L comme paramètre libre à l'ajustement pour lequel nous utilisons les données $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ (voir tableau 5.13) pour contraindre K_0 . Les valeurs les plus probables des paramètres sont regroupées dans le tableau 5.14 dans lequel les résultats du modèle III-F (avec $L = 4 \text{ kpc}$ et $r_h = 0 \text{ kpc}$) sont donnés pour comparaison dans la première ligne. La densité de probabilité *a posteriori* de L et les corrélations respectives avec les autres paramètres sont représentées sur la figure 5.23.

Le rapport radioactif n'influence pas les paramètres de propagation V_c et δ , mais V_a et K_0 changent grâce à leur dégénérescence avec la taille du halo L . Nous pouvons voir que la distribution de L s'étend de 10 à 90 kpc et la valeur la plus probable trouvée est de 47 kpc, une valeur bien plus élevée que celle trouvée classiquement dans la littérature. Comme déjà mentionné avant, les faibles valeurs de L sont défavorisées. Les grandes incertitudes sur les données des noyaux radioactifs sont à l'origine des valeurs élevées d'erreurs sur la taille du halo. Des données plus précises permettront donc de mieux contraindre la taille du halo L .

Expérience	Énergie (GeV/n)	Modulation $\Phi + \Delta\Phi$ (MV)	# données	Vols (années)	Référence
ACE (CRIS)	0,037 – 0,131	225 ± 50	4	1997-99	[51]
IMP7-8	0,080	220 ± 75	1	1973-76	[52]
ISOMAX	0,512 – 1,500	215 ± 50	2	1998	[53]
Voyager 1 & 2	0,066	225 ± 50	1	1977-1998	[22]

 TABLE 5.13 – Les données du rapport $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ utilisées pour le MCMC.

Modèle- Données	V_c (km s ⁻¹)	δ	$K_0 \times 10^2$ (kpc ² Myr ⁻¹)	V_a (km s ⁻¹)	L (kpc)	r_h (kpc)	$\chi^2_{\text{min}}/\text{dof}$
III-F	18,8 ^{+0,3} _{-0,3}	0,86 ^{+0,04} _{-0,04}	0,46 ^{+0,08} _{-0,06}	38 ⁺² ₋₂	1,52
V-F	19,5 ^{+0,4} _{-0,4}	0,84 ^{+0,04} _{-0,04}	6,3 ^{+1,3} _{-0,7}	138 ⁺¹⁵ ₋₉	47 ⁺¹² ₋₇	...	1,46
VI-F	18,6 ^{+0,5} _{-0,3}	0,84 ^{+0,07} _{-0,07}	0,84 ^{+1,4} _{-0,7}	51 ⁺⁴⁰ ₋₁₅	7 ⁺¹⁰ ₋₅	0,12 ^{+0,02} _{-0,02}	1,25

 TABLE 5.14 – Les valeurs les plus probables des paramètres de propagation pour les modèles V et VI obtenues après la marginalisation sur tous les autres paramètres. Les incertitudes correspondent aux niveaux de confiance à 68 % des densités de probabilité marginalisées. La dernière colonne donne le χ^2/dof minimal obtenu pour chaque modèle.

2.5 Le modèle de diffusion modifié à une dimension : les noyaux radioactifs

Dans une dernière étape, nous avons ajouté le rayon r_h de la sous-densité du milieu interstellaire local comme un paramètre libre dans le MCMC. L'effet net de la bulle locale sur les flux des noyaux radioactifs est une atténuation exponentielle de ceux-ci (voir section 2.1 et l'équation (5.3)).

Les densités de probabilité *a posteriori* de L et r_h obtenues en ajustant les données B/C et $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ sont représentées sur la figure 5.24. Les valeurs les plus probables et les incertitudes à un niveau de confiance de 68 % sont $L = 7_{-5}^{+10}$ kpc et $r_h = 120_{-20}^{+20}$ pc. Comme attendu, le paramètre de la bulle locale est corrélé avec la taille du halo. En effet, la taille du halo baisse dans la gamme 0 – 50 kpc quand r_h est différent de zéro. Le χ^2/dof du modèle ajustant le mieux les données est de 1,25, ce qui est un peu mieux que 1,46 pour le modèle sans bulle locale. Ceci confirme les résultats de [40] : le modèle standard $r_h = 0$ est défavorisé. De plus, la taille de la bulle locale estimée est comparable avec les observations directes.

Les enveloppes pour le rapport $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ sont représentées sur la figure 5.25. Sur cette figure, les courbes bleues et rouges solides correspondent aux niveaux de confiance à 95 % et au modèle qui ajuste le mieux les données respectivement des modèles V et VI. Le modèle de diffusion modifié (modèle VI) donne un rapport $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ plus élevé et ainsi plus proche des données d'ISOMAX, donnant ainsi une meilleure valeur de χ^2/dof . Cependant, des meilleures données pour les noyaux radio-

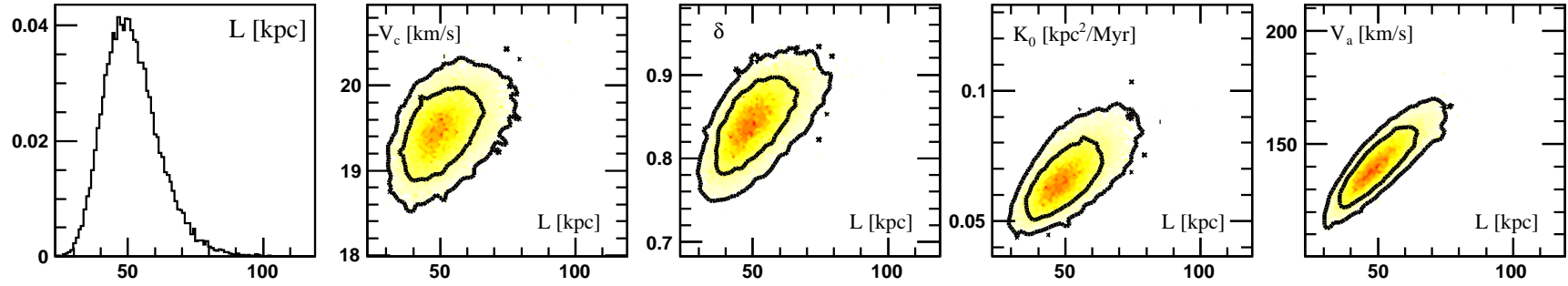


FIGURE 5.23 – La densité de probabilité a posteriori de la taille du halo L et ses corrélations avec les autres paramètres de propagation obtenues en ajustant les données B/C et ^{10}Be .

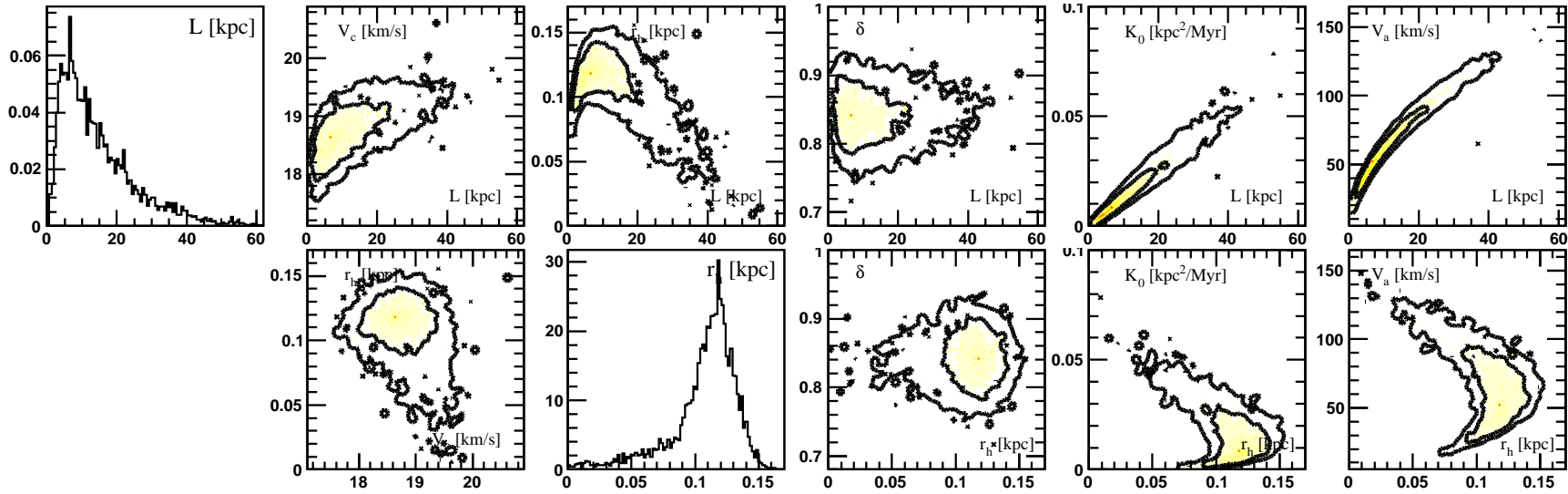


FIGURE 5.24 – Les densités de probabilités a posteriori de la taille du halo L et de la bulle locale r_h et leurs corrélations avec les autres paramètres de propagation obtenues en ajustant les données B/C et ^{10}Be .

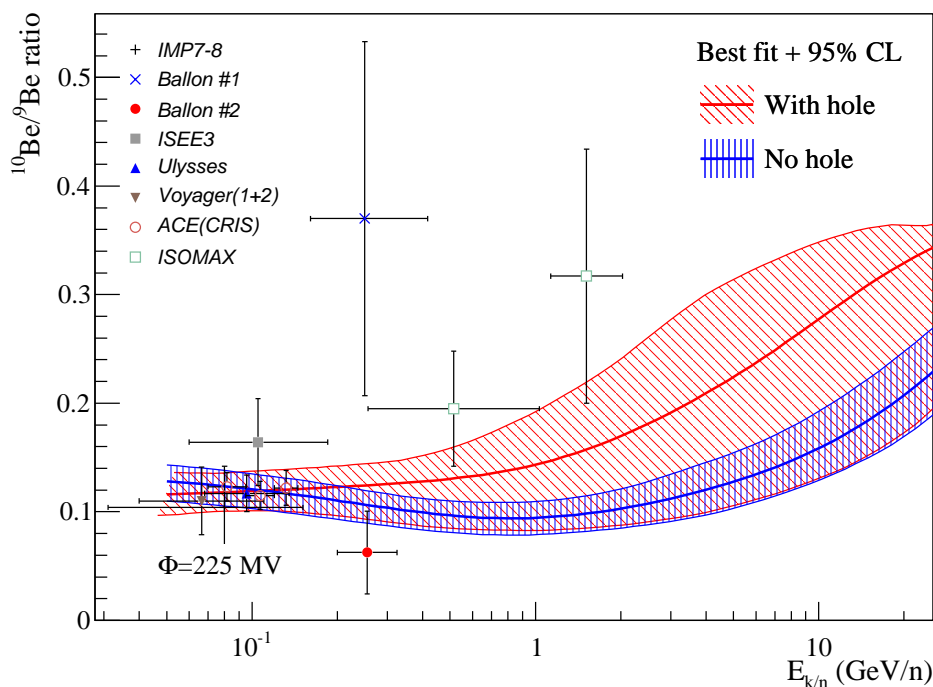


FIGURE 5.25 – Les enveloppes pour le rapport $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$. Les courbes bleues et rouges solides correspondent aux niveaux de confiance à 95 % et au modèle qui ajuste le mieux les données respectivement des modèles V (sans bulle locale) et VI (avec bulle locale).

actifs sont nécessaires pour mieux contraindre les deux paramètres géométriques L et r_h et il est bien visible sur la figure 5.25 que les données précises d’AMS-02 dans la région $0,3 \text{ MeV/n} - 5 \text{ GeV/n}$ seraient très contraignantes pour les modèles.

2.6 Conclusion

Nous avons extrait avec succès les densités de probabilités *a posteriori* des paramètres de propagation du modèle de diffusion à une dimension. Dans une première étape, nous avons comparé le mérite relatif de différents modèles du modèle de diffusion standard et nous confirmons qu’un modèle incluant une convection et une réaccélération permet de mieux ajuster les données B/C. Les résultats préliminaires montrent qu’un spectre de Kolmogorov ($\delta = 1/3$) est défavorisé par les données expérimentales actuelles. Ceci confirme les résultats obtenus avec le modèle du Leaky-Box. Dans une deuxième étape, nous avons comparé trois jeux de données B/C différents. Nous avons montré que les données à basse énergie sont cruciales pour la détermination des paramètres de propagation du modèle de diffusion. De plus, les données à haute énergie ne sont pas encore suffisamment précises et n’atteignent pas encore les énergies pour pouvoir contraindre l’indice spectral. Nous avons ensuite ajouté les paramètres de source dans le MCMC, c’est-à-dire l’indice spectral source α et l’exposant η pour déterminer les paramètres de propagation et de source sans biais potentiel. La valeur trouvée de α pour le modèle ajustant le mieux les données HEA0-3 et TRACER est $\alpha \approx 2,30$. Dans une dernière étape, nous avons

observé l'évolution des paramètres de propagation en fonction de la taille du halo L . Les dépendances entre ces paramètres sont bien comprises et nous montrons que les petites valeurs de L sont défavorisées par les données expérimentales.

Dans une deuxième partie de cette section, nous avons étudié les contraintes additionnelles sur les paramètres de propagation obtenues à l'aide des noyaux radioactifs. Dans une première étape, nous avons enlevé la dégénérescence entre le coefficient de diffusion K_0 et la taille du halo L dans le modèle de diffusion standard en utilisant les données $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$. Nous avons montré une première densité de probabilité *a posteriori* de L et la valeur la plus probable trouvée de $L = 47$ kpc est très largement supérieure à la valeur citée dans la littérature. Dans une dernière étape, nous avons considéré une sous-densité de rayon r_h dans le milieu interstellaire locale. L'effet d'une telle bulle locale sur les flux des noyaux radioactifs est une atténuation exponentielle de ceux-ci, qui se manifeste dans une réduction de la taille du halo L . Nous avons présenté les densités de probabilité *a posteriori* de L et de r_h , dont leurs valeurs les plus probables sont respectivement 7 kpc et 120 pc. Le modèle de diffusion ainsi modifié est préféré par les données expérimentales actuelles. Les grandes incertitudes trouvées sur ces valeurs sont dues à la gamme en énergie couverte par les données des noyaux radioactifs et leur imprécision. Par conséquent, des meilleures contraintes peuvent être obtenue par des données plus précises et à plus haute énergie.

Ce travail présenté sur le modèle de diffusion à une dimension est encore en cours. De plus, l'étude sera étendue au modèle de diffusion à deux dimensions. Nous avons déjà vérifié que les résultats obtenus pour le modèle à une dimension sont retrouvés pour le modèle à deux dimensions avec une distribution constante des sources dans le disque galactique. Les résultats finaux seront présentés dans l'article [8].

Bibliographie - Des contraintes sur la propagation du rayonnement cosmique

- [1] W. R. Webber, M. A. Lee, & M. Gupta. Propagation of cosmic-ray nuclei in a diffusing galaxy with convective halo and thin matter disk. *Astrophysical Journal*, 390:96–104, May 1992.
- [2] A. W. Strong & I. V. Moskalenko. Propagation of Cosmic-Ray Nucleons in the Galaxy. *Astrophysical Journal*, 509:212–228, December 1998.
- [3] F. C. Jones, A. Lukasiak, V. Ptuskin, & W. Webber. The Modified Weighted Slab Technique: Models and Results. *Astrophysical Journal*, 547:264–271, January 2001.
- [4] D. Maurin, F. Donato, R. Taillet, & P. Salati. Cosmic Rays below $Z=30$ in a Diffusion Model: New Constraints on Propagation Parameters. *Astrophysical Journal*, 555:585–596, July 2001.
- [5] D. Maurin, R. Taillet, & F. Donato. New results on source and diffusion spectral features of Galactic cosmic rays: I B/C ratio. *Astronomy & Astrophysics*, 394:1039–1056, November 2002.
- [6] A. M. Lionetto, A. Morselli, & V. Zdravkovic. Uncertainties of cosmic ray spectra and detectability of antiproton mSUGRA contributions with PAMELA. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 9:10–+, September 2005.
- [7] A. Putze, L. Derome, D. Maurin, L. Perotto, & R. Taillet. A Markov Chain Monte Carlo technique to sample transport and source parameters of Galactic cosmic rays. I. Method and results for the Leaky-Box model. *Astronomy & Astrophysics*, 497:991–1007, April 2009.
- [8] A. Putze, L. Derome, & D. Maurin. 2009. In preparation.
- [9] E. S. Seo & V. S. Ptuskin. Stochastic reacceleration of cosmic rays in the interstellar medium. *Astrophysical Journal*, 431:705–714, August 1994.
- [10] W. R. Webber, J. C. Kish, J. M. Rockstroh *et al.* Production Cross Sections of Fragments from Beams of 400-650 MeV per Nucleon ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{22}Ne , ^{56}Fe , and ^{58}Ni Nuclei Interacting in a Liquid Hydrogen Target. I. Charge Changing and Total Cross Sections. *Astrophysical Journal*, 508:940–948, December 1998.

- [11] A. D. Panov, N. V. Sokolskaya, J. H. Adams *et al.* Relative abundances of cosmic ray nuclei B-C-N-O in the energy region from 10 GeV/n to 300 GeV/n. Results from ATIC-2 (the science flight of ATIC). *arXiv:0707.4415*, 30-th International Cosmic Rays Conference, July 2007.
- [12] C. D. Orth, A. Buffington, G. F. Smoot, & T. S. Mast. Abundances and spectra for cosmic-ray nuclei from lithium to iron for 2 to 150 GeV per nucleon. *Astrophysical Journal*, 226:1147–1161, December 1978.
- [13] R. Dwyer & P. Meyer. Cosmic-ray elemental abundances from 1 to 10 GeV per AMU for boron through nickel. *Astrophysical Journal*, 322:981–991, November 1987.
- [14] J. A. Lezniak & W. R. Webber. The charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei from 3000 MeV per nucleon to 50 GeV per nucleon. *Astrophysical Journal*, 223:676–696, July 1978.
- [15] M. Simon, H. Spiegelhauer, W. K. H. Schmidt *et al.* Energy spectra of cosmic-ray nuclei to above 100 GeV per nucleon. *Astrophysical Journal*, 239:712–724, July 1980.
- [16] H. S. Ahn, P. S. Allison, M. G. Bagliesi *et al.* Measurements of cosmic-ray secondary nuclei at high energies with the first flight of the CREAM balloon-borne experiment. *Astroparticle Physics*, 30:133–141, October 2008.
- [17] J. J. Engelmann, P. Ferrando, A. Soutoul, P. Goret, & E. Juliusson. Charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei for elements from Be to Ni - Results from HEAO-3-C2. *Astronomy & Astrophysics*, 233:96–111, July 1990.
- [18] M. Garcia-Munoz, J. A. Simpson, T. G. Guzik, J. P. Wefel, & S. H. Margolis. Cosmic-ray propagation in the Galaxy and in the heliosphere - The path-length distribution at low energy. *Astrophysical Journal Supp. Series*, 64:269–304, May 1987.
- [19] K. E. Krombel & M. E. Wiedenbeck. Isotopic composition of cosmic-ray boron and nitrogen. *Astrophysical Journal*, 328:940–953, May 1988.
- [20] D. Mueller, S. P. Swordy, P. Meyer, J. L’Heureux, & J. M. Grunsfeld. Energy spectra and composition of primary cosmic rays. *Astrophysical Journal*, 374:356–365, June 1991.
- [21] M. A. Duvernois, J. A. Simpson, & M. R. Thayer. Interstellar propagation of cosmic rays: analysis of the ULYSSES primary and secondary elemental abundances. *Astronomy & Astrophysics*, 316:555–563, December 1996.
- [22] A. Lukasiak, F. B. McDonald, & W. R. Webber. Voyager Measurements of the Charge and Isotopic Composition of Cosmic Ray Li, Be and B Nuclei and Implications for Their Production in the Galaxy. 3:41, August 1999.
- [23] F. C. Jones. The dynamical halo and the variation of cosmic-ray path length with energy. *Astrophysical Journal*, 229:747–752, April 1979.

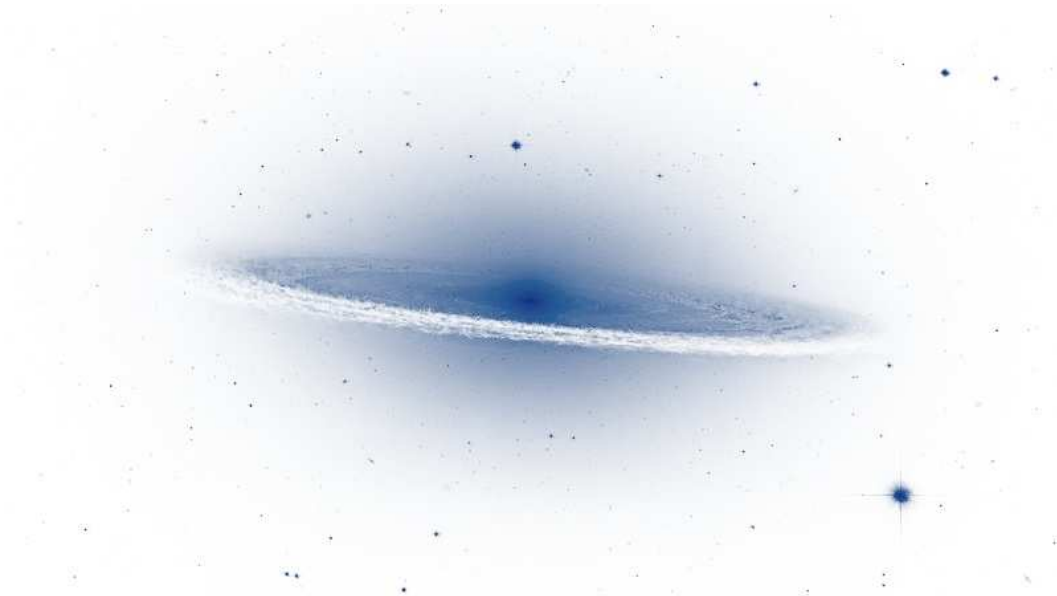
- [24] K. Lodders. Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements. *Astrophysical Journal*, 591:1220–1247, July 2003.
- [25] W. R. Binns, T. L. Garrard, P. S. Gibner *et al.* Abundances of ultraheavy elements in the cosmic radiation - Results from HEAO 3. *Astrophysical Journal*, 346:997–1009, November 1989.
- [26] AMS Collaboration. The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: Part I - results from the test flight on the space shuttle. *Physics Reports*, 366:331–405, August 2002.
- [27] S. Orito, T. Maeno, H. Matsunaga *et al.* Precision Measurement of Cosmic-Ray Antiproton Spectrum. *Physical Review Letters*, 84:1078–1081, February 2000.
- [28] T. Maeno, S. Orito, H. Matsunaga *et al.* Successive measurements of cosmic-ray antiproton spectrum in a positive phase of the solar cycle. *Astroparticle Physics*, 16:121–128, November 2001.
- [29] Y. Asaoka, Y. Shikaze, K. Abe *et al.* Measurements of Cosmic-Ray Low-Energy Antiproton and Proton Spectra in a Transient Period of Solar Field Reversal. *Physical Review Letters*, 88(5):051101–+, February 2002.
- [30] S. Haino & et al. Measurement of cosmic-ray antiproton spectrum with BESS-2002. 3:13, 2005.
- [31] K. Abe, H. Fuke, S. Haino *et al.* Measurement of the cosmic-ray low-energy antiproton spectrum with the first BESS-Polar Antarctic flight. *Physics Letters B*, 670:103–108, December 2008.
- [32] M. Boezio, P. Carlson, T. Francke *et al.* The Cosmic-Ray Antiproton Flux between 0.62 and 3.19 GeV Measured Near Solar Minimum Activity. *Astrophysical Journal*, 487:415–+, September 1997.
- [33] M. Boezio, V. Bonvicini, P. Schiavon *et al.* The Cosmic-Ray Antiproton Flux between 3 and 49 GeV. *Astrophysical Journal*, 561:787–799, November 2001.
- [34] J. W. Mitchell, L. M. Barbier, E. R. Christian *et al.* Measurement of 0.25-3.2 GeV Antiprotons in the Cosmic Radiation. *Physical Review Letters*, 76:3057–3060, April 1996.
- [35] G. Basini. The Flux of Cosmic Ray Antiprotons from 3.7 to 24 GeV. 3:77, August 1999.
- [36] R. Duperray, B. Baret, D. Maurin *et al.* Flux of light antimatter nuclei near Earth, induced by cosmic rays in the Galaxy and in the atmosphere. *Physical Review D*, 71(8):083013–+, April 2005.
- [37] M. Ave, P. J. Boyle, F. Gahbauer *et al.* Composition of Primary Cosmic-Ray Nuclei at High Energies. *Astrophysical Journal*, 678:262–273, May 2008.
- [38] V. S. Ptuskin, F. C. Jones, J. F. Ormes, & A. Soutoul. Next steps to understanding cosmic ray propagation. *Advances in Space Research*, 19:787–794, May 1997.

- [39] V. S. Ptuskin & A. Soutoul. Decaying cosmic ray nuclei in the local interstellar medium. *Astronomy & Astrophysics*, 337:859–865, September 1998.
- [40] F. Donato, D. Maurin, & R. Taillet. beta -radioactive cosmic rays in a diffusion model: Test for a local bubble? *Astronomy & Astrophysics*, 381:539–559, January 2002.
- [41] D. Breitschwerdt, M. J. Freyberg, & R. Egger. Origin of H I clouds in the Local Bubble. I. A hydromagnetic Rayleigh-Taylor instability caused by the interaction between the Loop I and the Local Bubble. *Astronomy & Astrophysics*, 361:303–320, September 2000.
- [42] D. M. Sfeir, R. Lallement, F. Crifo, & B. Y. Welsh. Mapping the contours of the Local bubble: preliminary results. *Astronomy & Astrophysics*, 346:785–797, June 1999.
- [43] J. L. Linsky, S. Redfield, B. E. Wood, & N. Piskunov. The Three-dimensional Structure of the Warm Local Interstellar Medium. I. Methodology. *Astrophysical Journal*, 528:756–766, January 2000.
- [44] S. Redfield & J. L. Linsky. The Three-dimensional Structure of the Warm Local Interstellar Medium. II. The Colorado Model of the Local Interstellar Cloud. *Astrophysical Journal*, 534:825–837, May 2000.
- [45] D. Breitschwerdt & M. A. de Avillez. The history and future of the Local and Loop I bubbles. *Astronomy & Astrophysics*, 452:L1–L5, June 2006.
- [46] W. R. Webber, J. C. Kish, & D. A. Schrier. Formula for calculating partial cross sections for nuclear reactions of nuclei with $E > 200$ MeV/nucleon in hydrogen targets. *Physical Review C*, 41:566–571, February 1990.
- [47] W. R. Webber, A. Soutoul, J. C. Kish, & J. M. Rockstroh. Updated Formula for Calculating Partial Cross Sections for Nuclear Reactions of Nuclei with $Z \leq 28$ and $E > 150$ MeV Nucleon⁻¹ in Hydrogen Targets. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 144:153–167, January 2003.
- [48] P. Ferrando, W. R. Webber, P. Goret *et al.* Measurement of ¹²C, ¹⁶O, and ⁵⁶Fe charge changing cross sections in helium at high energy, comparison with cross sections in hydrogen, and application to cosmic-ray propagation. *Physical Review C*, 37:1490–1501, April 1988.
- [49] D. Maurin, L. Derome, & A. Putze. 2009. In preparation.
- [50] A. Castellina & F. Donato. Diffusion coefficient and acceleration spectrum from direct measurements of charged cosmic ray nuclei. *Astroparticle Physics*, 24:146–159, September 2005.
- [51] N. E. Yanasak, M. E. Wiedenbeck, R. A. Mewaldt *et al.* Measurement of the Secondary Radionuclides ¹⁰Be, ²⁶Al, ³⁶Cl, ⁵⁴Mn, and ¹⁴C and Implications for the Galactic Cosmic-Ray Age. *Astrophysical Journal*, 563:768–792, December 2001.

- [52] M. Garcia-Munoz, G. M. Mason, & J. A. Simpson. The age of the galactic cosmic rays derived from the abundance of Be-10. *Astrophysical Journal*, 217:859–877, November 1977.
- [53] T. Hams, L. M. Barbier, M. Bremerich *et al.* Measurement of the Abundance of Radioactive ^{10}Be and Other Light Isotopes in Cosmic Radiation up to 2 GeV Nucleon $^{-1}$ with the Balloon-borne Instrument ISOMAX. *Astrophysical Journal*, 611:892–905, August 2004.

Troisième partie

LA MESURE DU RAYONNEMENT
COSMIQUE AVEC L'EXPÉRIENCE
CREAM





6

L'expérience CREAM

L'expérience *Cosmic Ray Energetics And Mass* (CREAM) [1] est un détecteur conçu pour la mesure des spectres élémentaires du rayonnement cosmique de haute énergie entre 10^{12} et 10^{15} GeV à l'aide d'une série de vols en ballon de longue durée (voir section 3.1 du chapitre 2). CREAM a été lancé pour la première fois le 16 décembre 2004 depuis la station américaine de McMurdo en Antarctique embarqué sous un ballon de pression zéro. Ce premier vol, qui a duré 42 jours, a établi un nouveau record de durée de vol en ballon. Depuis CREAM a accompli avec succès trois vols supplémentaires en 2006, 2007 et 2008, en accumulant ainsi 118 jours de vol au total. Un cinquième vol est en cours de préparation pour 2009.

1 Les objectifs physiques

L'objectif de l'expérience CREAM est double :

1. La mesure des spectres élémentaires du rayonnement cosmique permettrait de déterminer leur mécanisme d'accélération (voir chapitre 2). Effectivement, dans cette gamme d'énergie, l'accélération par onde de choc pourrait amener un changement de composition dans le spectre élémentaire.
2. La mesure précise des rapports secondaire sur primaire permettrait de contraindre les modèles de propagation du rayonnement cosmique dans la Galaxie (voir section 3 du chapitre 2).

Comme nous l'avons vu dans la section 3 du chapitre 2, l'énergie de 10^{15} eV représente la limite statistique accessible aux expériences embarquées sous des ballons de la génération actuelle, et aussi le seuil inférieur des expériences au sol mesurant indirectement le rayonnement cosmique. Une mesure directe de la composition du rayonnement cosmique jusqu'à une énergie de 10^{15} eV ne fournit ainsi pas seulement

des nouvelles données sur les caractéristiques des spectres élémentaires et des abondances, mais aussi une calibration des détecteurs au sol dont l'analyse des données se base sur des modèles hadroniques (par exemple QGSJET et SIBYLL), qui donnent à ce jour des résultats très différents.

2 Le détecteur

La mesure précise des spectres élémentaires nécessite des détecteurs complémentaires et redondants pour l'identification de la charge et la mesure de l'énergie de la particule incidente. Ainsi CREAM est composé d'un ensemble de sous-détecteurs empilés les uns au-dessus des autres. La configuration du détecteur qui a volé en 2007 (CREAM-III) et en 2008 (CREAM-IV) sera présentée dans cette partie. Celle-ci se distingue notamment des deux premières configurations par la présence d'un imageur Cherenkov, qui fera l'objet du chapitre suivant, et l'absence d'un détecteur à radiation de transition.

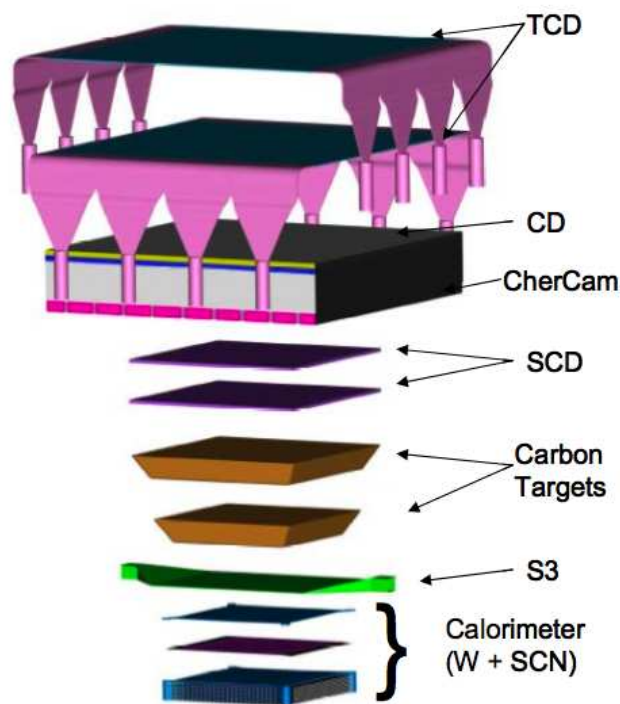


FIGURE 6.1 – Schéma du détecteur CREAM-III/IV

Une technique praticable pour mesurer l'énergie des particules au-dessus de 10^{12} eV est l'utilisation d'un calorimètre hadronique. La densité élevée du calorimètre implique qu'un grand nombre de particules secondaires est créé dans l'absorbeur du calorimètre. Une partie de ces particules dites *albedos* remontent dans le détecteur à travers les autres sous-détecteurs. Ceci complique la conception des sous-détecteurs mesurant la charge qui doivent identifier la particule primaire incidente. Plus l'énergie est élevée, plus le nombre et l'énergie des particules remontant sont élevés. Pour surmonter ce problème, CREAM combine plusieurs types de détec-

teurs d'identification de charge : le *Timing Charge Detector* (TCD) en combinaison avec l'hodoscope scintillant S3, le *Cherenkov Detector* (CD), la *Cherenkov Camera* (CherCam) et le *Silicon Charge Detector* (SCD). Cette configuration du détecteur CREAM est représentée sur la figure 6.1.

Chacun des sous-détecteurs doit remplir les mêmes critères. Le poids porté par le ballon est limité, il est donc nécessaire de construire des instruments les plus légers et les plus compacts possibles. Un ballon stratosphérique atteint une altitude d'environ 40 km. À cette altitude, le détecteur se trouve dans des conditions quasi spatiales. Chaque instrument et son électronique associée doivent ainsi fonctionner sous vide. Un dernier critère est la durée du vol. CREAM a été défini pour être le premier détecteur porté par un ballon pressurisé dont la durée du vol pourrait attendre 100 jours. Ceci nécessite une fiabilité accrue des instruments.

2.1 Le *Timing Charge Detector* (TCD) et l'hodoscope S3

Le TCD [2], qui est le premier sous-détecteur traversé par la particule incidente, exploite le fait que les particules albedos nécessitent un certain temps pour remonter à travers les différents sous-détecteurs. Celles-ci déclenchent un signal dans le TCD au moins 3 ns après la particule incidente. Une mesure rapide permet donc de rejeter tout signal déclenché par des particules albedos.

La surface active du TCD est formée par deux couches croisées d'une juxtaposition de quatre palettes de scintillateurs en plastique (voir figure 6.2). Deux photomultiplicateurs, situés aux extrémités de chaque palette, mesurent la lumière de scintillation émise par la traversée de la particule incidente. Un deuxième détecteur à scintillation, nommé S3, se trouve juste au-dessus du calorimètre et fournit un déclenchement en coïncidence avec le TCD. Ce détecteur se trouve 1.09 m en-dessous du TCD, il est sensible à la particule incidente comme aux particules albedos du calorimètre. Ceci permet un rejet des particules albedos et une mesure du temps de vol.

La détermination de charge est en principe fournie par l'intégration du signal mesuré par le photomultiplicateur. Cependant les impulsions des photomultiplicateurs durent généralement plus de 10 ns. Au lieu d'intégrer l'impulsion, l'électronique du TCD mesure l'amplitude et la durée de montée du signal en moins de 3 ns, en utilisant respectivement un détecteur de pic et un convertisseur temps-numérique. Le principe de base du détecteur de pic est de mesurer l'amplitude maximale de chaque signal issu d'un photomultiplicateur, qui est proportionnelle au carré de la charge de la particule. En même temps deux convertisseurs temps-numérique mesurent le temps au bout duquel le signal issu d'un photomultiplicateur a dépassé deux seuils en amplitude donnés. La différence en temps mesurée entre les deux seuils est inversement proportionnelle au carré de la charge. Plus la charge est élevée, plus le signal est grand et plus la différence en temps est petite. La résolution obtenue pour la mesure en charge avec le TCD est de $\Delta Z = 0,2$ pour l'oxygène et $\Delta Z \sim 0,4$ pour le fer.



FIGURE 6.2 – Une couche de quatre palettes scintillateur en plastique protégés du TCD sur leur support. Les quatre autres palettes sont visibles en arrière plan dans leur structure de transport.

2.2 Le *Cherenkov Detector* (CD)

Comme son nom l'indique, le CD mesure le rayonnement Cherenkov émis par une particule relativiste traversant le radiateur en plastique [3]. La lumière est détectée par huit photomultiplicateurs. L'information sur la charge est fournie par l'amplitude du signal détecté qui est proportionnelle au carré de la charge de la particule incidente. De plus, le CD est utilisé en tant que veto dans la chaîne d'acquisition afin de ne pas déclencher lors de la traversée d'une particule non-relativiste (absence de signal dans le CD).

2.3 La *Cherenkov Camera* (CherCam)

Le détecteur CherCam est un imageur Cherenkov de proximité qui mesure la charge de la particule incidente par la mesure du rayonnement Cherenkov émis lors de la traversée du radiateur en aérogel. Le plan de détection de lumière est composé de 1600 photomultiplicateurs et il se trouve environ 10 cm en-dessous du plan du radiateur. Une description plus détaillée de la physique, de la structure mécanique et de l'électronique sera donnée dans le chapitre 7. L'analyse des données de ce détecteur est détaillée dans le chapitre 8.

2.4 Le *Silicon Charge Detector* (SCD)

Le SCD [4] est conçu de façon à minimiser les effets des particules albedos par une segmentation très fine. Le matériau remplissant cette contrainte est le silicium, qui permet aussi une mesure précise de la charge de la particule incidente. Le SCD est ainsi composé de 26 bandes (13×2) dont chacune comporte sept modules de capteurs en silicium (voir figure 6.3). Chaque capteur est divisé en 4×4 pixels avec une zone active de $15,5 \times 13,7 \text{ mm}^2$. Une couverture complète de la couche est obtenue par une légère superposition des modules. Cette segmentation en 2 912 pixels permet de réduire une mauvaise identification de la charge à 2-3 % pour des particules de basse charge à une énergie incidente de 10^{15} eV et moins pour des énergies plus faibles et des charges plus élevées.

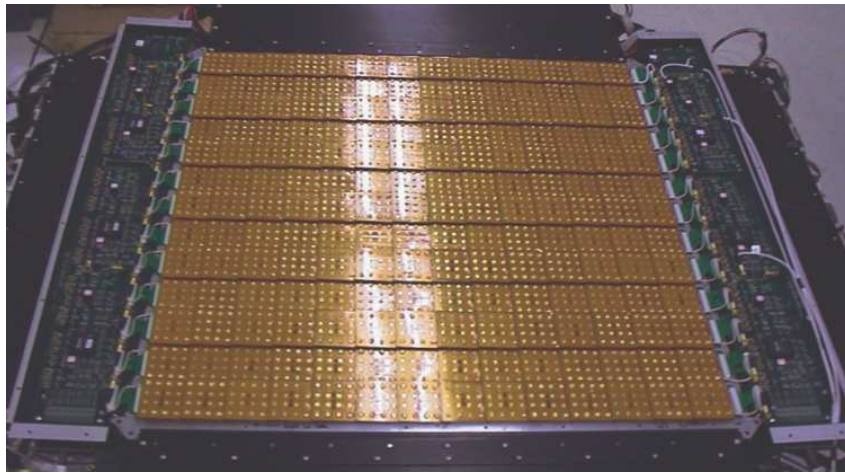


FIGURE 6.3 – Le SCD avec les modules de senseurs en silice et deux cartes de lecture.

Les capteurs en silicium sont des diodes PIN (angl. : *Positive Intrinsic Negative*). Quand une particule ionisée pénètre le capteur auquel une tension est appliquée, elle produit des paires électron-trou dans la zone dite intrinsèque. Par conséquent la charge de la particule incidente est mesurée à l'aide d'une impulsion dans le courant électrique. Effectivement la perte en énergie d'une particule traversant un matériau dépend uniquement de la charge et de la vitesse de la particule. Comme les particules du rayonnement cosmique pénètrent les capteurs avec une vitesse $v \sim c$, la perte en énergie augmente proportionnellement avec le carré de la charge de la particule incidente.

Depuis le deuxième vol de CREAM, l'instrument contient deux plans de capteurs en silicium, nommés par la suite *top-* et *bottom-SCD*. En plus de la détermination de la charge de la particule incidente, l'utilisation de deux plans mesurant la position d'impact de la particule permet ainsi la détermination de sa trajectoire.

2.5 Le calorimètre hadronique (CAL) et ses cibles

Le convertisseur hadronique est composé de deux cibles de graphite densifié. Ces cibles, d'une densité de surface de $20,995 \text{ g/cm}^2$ chacune, sont montées au-dessus



FIGURE 6.4 – Le calorimètre monté en-dessous de ses cibles en graphite.

du calorimètre (voir figure 6.4) et initie une gerbe hadronique par interaction nucléaire avec la particule incidente. Le libre parcours moyen d'une particule incidente avant d'interagir fortement avec le milieu absorbant, nommé la longueur d'interaction λ_I , est inversement proportionnelle à la leur section efficace nucléaire. Par conséquent, environ 50 % des protons incidents, ayant une longueur d'interaction $\lambda_I = 85,8 \text{ g/cm}^2$ à 200 GeV dans le graphite, et 60 % des noyaux de fer incidents interagissent dans les cibles dans la limite de l'acceptation angulaire. Ceci permet au calorimètre de mesurer l'énergie incidente, avec une précision de 45 à 50 %, à l'aide des gerbes résultantes.

Le calorimètre hadronique [1] est constitué de 20 plaques de tungstène pur d'une densité de surface de $6,755 \text{ g/cm}^2$ chacune, correspondant à 0,035 longueur d'interaction. Après chaque plaque en tungstène se trouve une couche de fibres scintillantes, regroupées en 50 rubans contenant chacun 19 fibres. Le signal lumineux est mesuré par une série de *Hybrid Photo-Diode*. Une profondeur verticale de plus d'une longueur d'interaction λ_I sur moins de 10 cm permet de confiner la gerbe de particules secondaires dans le calorimètre et de mesurer son énergie pour tous les noyaux et dans la gamme en énergie désirée.

3 Les campagnes de vol de CREAM-III et de CREAM-IV

Le détecteur CREAM est lancé depuis la base américaine McMurdo en Antarctique sur l'île de Ross à la limite de la barrière (ou plate-forme) de Ross sur laquelle la NASA possède un site de lancement de ballons. Nous avons déjà évoqué le choix du lancement aux pôles dans la section 3.1 du chapitre 2, et nous allons ici revenir de façon plus complète sur le choix de l'Antarctique comme site de lancement privilégié pour ce type de campagne :

La raison physique : Au-dessus des pôles il existe des cyclones (vent circulaire) persistants de grande échelle, nommés *vortex*, dans la troposphère supérieure et la stratosphère. Le vortex est plus puissant pendant l'hiver hémisphérique, quand le gradient de température est le plus raide et perd en force ou disparaît en été. Le vortex de l'Antarctique est plus stable et plus prononcé grâce à la présence d'un continent sur la totalité du pôle. Un ballon emporté par le vortex a donc une trajectoire circulaire autour du pôle, ce qui permet un suivi plus facile du ballon qui revient pratiquement à son endroit de lancement.

La raison politique : Dernière *terra nullius* (terre sans maître) de la planète, le continent antarctique fait actuellement l'objet d'un régime juridique défini par le *Traité sur l'Antarctique* de 1959. Le traité établit un moratoire sur les revendications territoriales des signataires sur l'Antarctique. Contrairement à l'Antarctique, le survol de l'Arctique nécessite l'autorisation des cinq pays, dont les côtes sont au contact de l'océan Arctique soit : le Canada, les États-Unis, le Danemark, la Russie et la Norvège.

La raison pratique : L'avantage majeur des expériences embarquées en ballons est la possibilité de récupérer le détecteur après l'atterrissage sur terre ferme. Cette contrainte est remplie en Antarctique où le ballon survole uniquement des zones terrestres (au sens large), ce qui n'est pas le cas pour l'Arctique.

La raison technique : Pendant l'été hémisphérique le cycle jour-nuit n'a pas lieu et le soleil est visible en permanence. Ceci a surtout deux avantages pour les vols en ballons : l'alimentation des panneaux solaires est assurée de façon permanente et les variations en altitude, dues à des variations de températures, sont limitées. Ceci assure une durée de vol plus longue et réduit aussi l'utilisation de ballast.

La raison sécurité : En cas de problème, il est souhaitable que le ballon survole des régions peu peuplées afin de ne pas causer des dommages matériels et corporels.

Chaque campagne de vol se déroule en trois étapes : d'abord la préparation du détecteur et du ballon, ensuite le vol et sa surveillance et enfin la récupération du détecteur.

Après l'intégration de tous les sous-détecteurs de CREAM aux États-Unis, le détecteur complet est envoyé en Antarctique. Une équipe composée d'un représentant pour chaque sous-détecteur, d'un responsable pour la phase de préparation et des spécialistes du *Columbia Scientific Balloon Facility* (CSBF) de la NASA préparent le ballon et le détecteur pour le vol. Pendant cette phase de préparation, qui dure environ trois semaines, le détecteur est équipé de tout l'appareillage nécessaire pour le vol (voir figure 6.5). Ceci inclut entre autres le système d'attache au ballon, les panneaux solaires, l'isolation thermique et l'équipement de télémétrie, de commandes et de suivi de la trajectoire. En parallèle, l'équipe de physiciens procède à l'ensemble des tests et corrections logicielles et matérielles finals afin de rendre prêt le détecteur pour le vol. La phase de préparation se finit début décembre avec un test en suspension, pendant lequel CREAM est suspendu au bras du camion porteur et est mis dans des conditions de vol, c'est-à-dire autonomie énergétique, communications

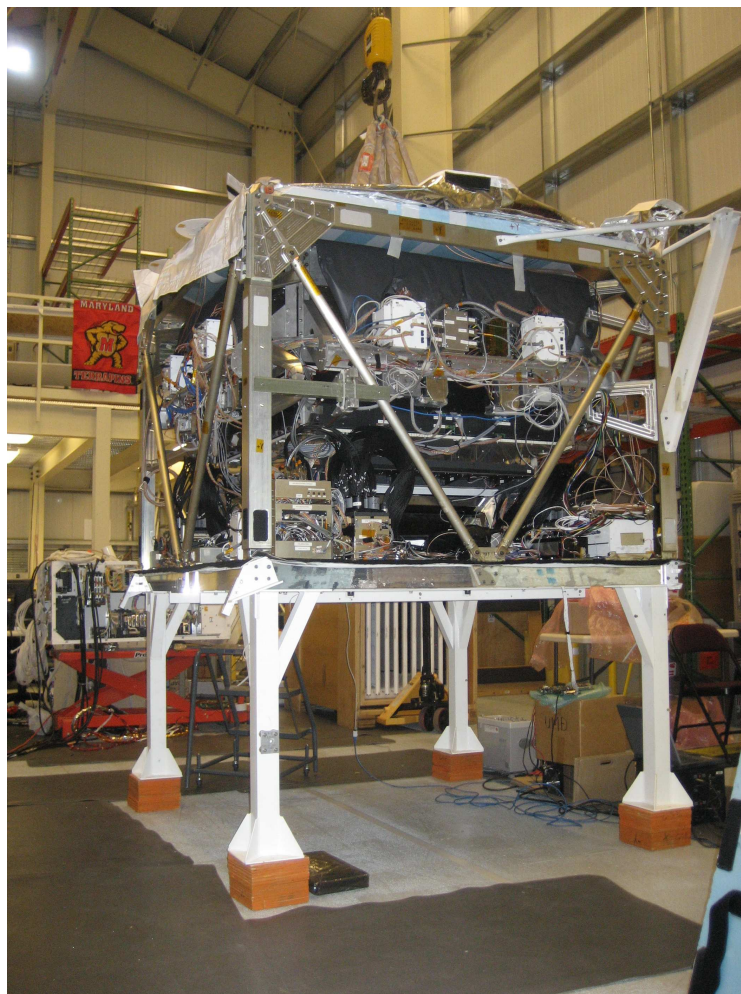


FIGURE 6.5 – *CREAM-IV dans la salle d'expérimentation en Antarctique en cours de préparation.*

radios bidirectionnelles etc. Ainsi suspendu, chaque sous-détecteur et l'équipement de communication et de surveillance sont testés pour enfin effectuer une série de prise de données dans les conditions réelles. Une fois le test accompli avec succès, le détecteur est prêt à être lancé.

Le lancement d'un ballon stratosphérique peut seulement se faire dans des conditions météorologiques très stables. Une fois le vortex installé, la vitesse du vent est mesurée régulièrement au niveau du sol et à plusieurs altitudes jusqu'à la stratosphère à l'aide de plusieurs outils météorologiques. Si le vent est trop fort, il risque d'endommager le ballon et le détecteur pendant le processus du lancement et de l'ascension. Lorsque les conditions météorologiques sont favorables pour un lancement, le détecteur suspendu au camion porteur est transporté sur la zone de décollage (voir figure 6.6). Ensuite le ballon est déroulé sur toute sa longueur et accroché au parachute qui est lui-même fixé au détecteur. Le ballon est alors rempli partiellement d'hélium. La quantité d'hélium est calculée pour atteindre et garder une altitude d'environ 40 km. Lors du lancement, le ballon s'élève jusqu'à se trouver au-dessus

du détecteur. Alors le détecteur est libéré du bras du camion porteur et commence son ascension. L'altitude voulue est atteinte en quelques heures (~ 4 heures) et la prise des données peut commencer.



FIGURE 6.6 – *CREAM-IV* suspendu au bras du camion porteur immédiatement avant le lancement. Au détecteur sont attachés le parachute (en rouge) et le ballon qui est en cours de gonflage.

Pendant le vol, CREAM est commandé via un relais satellite. Les paramètres du vol sont supervisés par un groupe du *Wallops Flight Facility* de la NASA. La supervision du détecteur, c'est-à-dire entre autres de la prise des données et des différentes calibrations de chaque sous-détecteur, se fait à partir du *Scientific Operation Center* (SOC) à l'université de Maryland aux États-Unis par un groupe composé d'un spécialiste de chaque sous-détecteur et d'un superviseur.

L'arrêt du vol est décidé en se basant sur plusieurs critères. Premièrement, pour pouvoir récupérer l'instrument après l'atterrissage, il faut que le ballon se trouve au-dessus du continent et surtout à un endroit accessible aux avions de petite taille. Idéalement le vol se termine près de la base de McMurdo. Deuxièmement, la NASA lance deux à trois ballons par saison et les avions et le temps disponibles pour la récupération des différents détecteurs sont limités. Ceci nécessite une organisation très serrée en temps et, pour éviter de faire hiverner le détecteur en Antarctique, le vol peut être arrêté tôt, c'est-à-dire à la fin de la première ou deuxième circumnavigation du pôle.

Une fois la décision de l'arrêt du vol prise, le ballon est détaché du parachute à l'aide d'explosifs. Le parachute peut donc s'ouvrir, ce qui permet une descente douce du détecteur vers la terre en environ une heure. Après l'atterrissage du détecteur, le parachute est détaché encore à l'aide d'explosifs pour éviter que le détecteur soit traîné par le vent à travers le continent et ainsi endommagé ou même perdu (dans une crevasse par exemple). La descente du ballon est surveillée par un avion de l'*US Air Force* qui effectue des rotations autour de CREAM jusqu'au contact avec le sol (voir figure 6.7).

Un groupe de trois scientifiques et deux pilotes forment l'équipe de récupération. En fonction de la distance et de l'endroit d'atterrissage du détecteur, on utilise soit un hélicoptère, soit un avion pour récupérer le détecteur. La récupération consiste à démonter les panneaux solaires, les antennes, le système de contrôle et chaque sous-détecteur afin de pouvoir les transporter. La phase de récupération peut durer

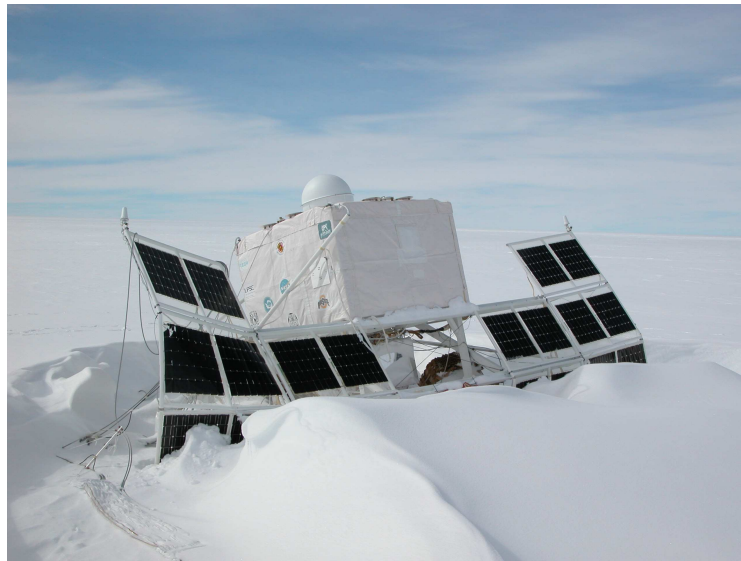
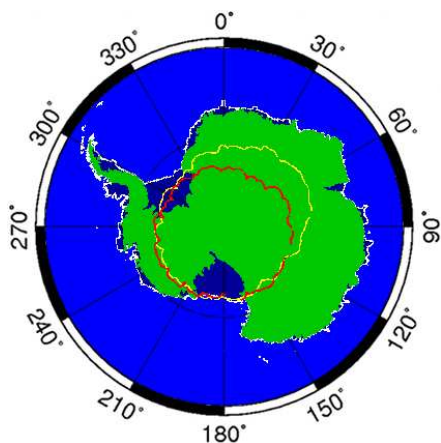


FIGURE 6.7 – *CREAM-IV a atterri après 19 jours de vol.*

plusieurs semaines, mais le démontage du détecteur est fait normalement en trois jours. La durée de cette phase est dominée par les conditions météorologiques sur site. Pour pouvoir atterrir, les avions ont besoin d'une bonne visibilité, un critère qui est de moins en moins rempli à la fin de l'été hémisphérique.

Les conditions des prises de données dont l'analyse sera discutée dans la suite de la thèse sont maintenant présentés.

3.1 Le vol de 2007



(a) La trajectoire de CREAM-III. La courbe jaune et rouge correspondent respectivement à la première et deuxième circumnavigation.



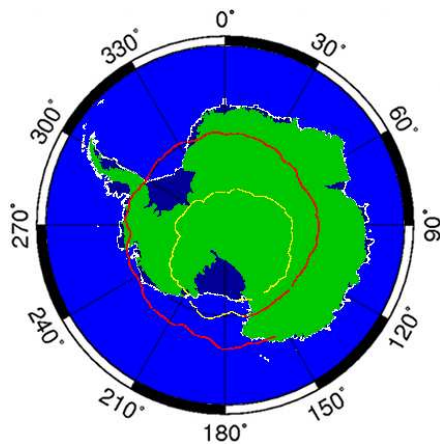
(b) L'Ice-CREAM-Team 2007 avec le représentant CherCam Michel Buénerd du LPSC (deuxième à gauche).

FIGURE 6.8 – *La campagne de vol 2007.*

Le troisième vol de CREAM a commencé le 19 décembre 2007 et a duré 28 jours, 21 heures et 53 minutes. Pendant ce temps le détecteur a fait deux tours complets autour du pôle Sud et avait une altitude moyenne de 38,2 km. Le vol s'est bien déroulé. Néanmoins le TCD et le CD, arrivés à l'altitude nominale de CREAM, n'ont pas pu fonctionner à cause de claquages électriques. L'impact sur les performances de CREAM était minime grâce à la forte redondance des détecteurs mesurant la charge. Seul le système de déclenchement de l'acquisition a dû être reprogrammé en vol afin d'exclure le TCD pour ne garder que le calorimètre. L'analyse des données de ce vol est en cours et sera présentée dans le chapitre 8.

Les représentants de CherCam en Antarctique étaient Michel Buénerd pour la préparation et Yoann Sallaz-Damaz pour la récupération du détecteur. J'ai surveillé le bon fonctionnement du détecteur pendant ce vol au SOC à l'université de Maryland.

3.2 Le vol de 2008



(a) La trajectoire de CREAM-IV. La courbe jaune et rouge correspondent respectivement à la première et deuxième circumnavigation.



(b) L'Ice-CREAM-Team 2008 avec moi (troisième à gauche) comme représentante CherCam du LPSC.

FIGURE 6.9 – La campagne de vol 2008.

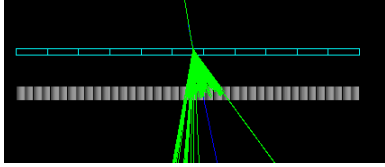
Le quatrième vol de CREAM a démarré le 19 décembre 2008 et a duré seulement 19 jours, 13 heures et 35 minutes, dû au vortex qui s'est installé tard dans la saison et qui n'était pas très stable. CREAM s'est alors trop éloigné du continent (voir figure 6.9(a)) pendant le deuxième tour autour du pôle Sud et un troisième tour n'était plus envisageable. Le vol s'est néanmoins bien passé et tous les sous-détecteurs ont fonctionné sans problèmes. En raison des vérifications de déclenchement de l'acquisition, le TCD a été éteint pendant les 10 premiers jours. En conséquence le seuil de déclenchement a été baissé pour augmenter le nombre d'événements collectés et ainsi assurer assez de statistique pour le TCD.

Pendant cette campagne de vol, j'ai participé à la phase de préparation du détecteur en Antarctique. Michel Buénerd a fait partie de l'équipe de récupération et

une étudiante de l'université de Mexico a surveillé le détecteur au SOC.

Bibliographie - L'expérience CREAM

- [1] H. S. Ahn, P. Allison, M. G. Bagliesi *et al.* The Cosmic Ray Energetics And Mass (CREAM) instrument. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 579:1034–1053, September 2007.
- [2] H. S. Ahn, P. S. Allison, M. G. Bagliesi *et al.* The Cosmic Ray Energetics and Mass (CREAM) timing charge detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 602:525–536, April 2009.
- [3] S. Coutu, H. S. Ahn, P. Allison *et al.* Design and performance in the first flight of the transition radiation detector and charge detector of the CREAM balloon instrument. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 572:485–487, March 2007.
- [4] I. H. Park, N. H. Park, S. W. Nam *et al.* Silicon charge detector for the CREAM experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 570:286–291, January 2007.



7

CherCam : un imageur Cherenkov pour CREAM

Le calorimètre hadronique du détecteur CREAM est la source d'un nombre important de particules albedos, qui rendent la tâche de l'identification de la charge de la particule incidente plus difficile. Ainsi plusieurs sous-détecteurs de charge qui se basent sur des techniques d'identification différentes sont utilisés pour une mesure plus précise et redondante des spectres élémentaires du rayonnement cosmique. Un des sous-détecteurs est la *caméra Cherenkov* (angl. : *Cherenkov Camera*, CherCam), qui mesure la charge du rayon cosmique à l'aide de la lumière Cherenkov émise dans un radiateur par cette particule. CherCam a été proposé, conçu et réalisé entre 2004 et 2007 par le LPSC de Grenoble, le CESR de Toulouse et l'UNAM à Mexico dans le but d'améliorer les performances de CREAM. Ce chapitre est consacré à la description de l'effet Cherenkov, du principe de fonctionnement, de l'architecture, de la validation et de la simulation de CherCam. Pendant ma première année de thèse, j'ai pu participer à la construction du détecteur au LPSC, surtout à la caractérisation de l'aérogel, et puis à sa validation à l'aide des tests sous vide à Orsay, thermique à Toulouse et en faisceau au CERN.

1 L'effet Cherenkov

Marie Curie observa en 1910 que des bouteilles contenant des solutions de radium concentrées luisaient d'une lumière bleue pâle [1]. Plusieurs chercheurs du domaine de la radioactivité observèrent cette lumière bleuâtre émise par des substances transparentes en contact avec des substances radioactives, mais à l'époque, la fluorescence induite par différents types de rayonnement était étudiée et cela parut naturel d'attribuer cette lumière bleue à la fluorescence des solutions irradiées. La première tentative pour élucider ce phénomène doit être portée au crédit du radiologue et radiothérapeute français Lucien Mallet [2]. Il remarqua que le spectre

lumineux produit était continu, s'étendant de l'ultraviolet jusqu'au visible, alors que la fluorescence donne un spectre discret. Malheureusement, Mallet ne continua pas ce travail et ne proposa d'explication de ce phénomène. En 1934, le physicien russe Pavel Alekseyevich Cherenkov commença une étude exhaustive de l'émission de la lumière bleuâtre sous la direction de son professeur Sergey Ivanovich Vavilov, qu'il finit en 1938 [3]. Vavilov put montrer que la lumière n'est pas déclenchée par le rayonnement γ , mais par les électrons Compton énergétiques issus de l'interaction du rayonnement γ sous l'effet Compton. Ils prouvèrent que la radiation produite est indépendante de la composition et de la température du liquide, ce qui était en désaccord avec la théorie de la fluorescence. En 1936, une nouvelle caractéristique de la lumière Vavilov-Cherenkov a été découverte par les deux chercheurs : l'asymétrie spatiale, c'est-à-dire l'émission de la lumière dans la direction des électrons. Cherenkov était de plus capable d'observer la distribution angulaire du rayonnement, sa dépendance en n (l'indice de réfraction) et en β (la vitesse des particules) et de mesurer sa distribution spectrale et son intensité totale. Il démontra que l'intensité de la lumière est proportionnelle à la longueur parcourue des électrons dans les substances et que le rayonnement est polarisé.

La caractérisation de l'effet Vasilov-Cherenkov a pu permettre une clarification de sa nature, mais une description mathématique de cet effet était toujours absente. Celle-ci a été fournie en 1937 par les deux physiciens russes Il'ja Mikhailovich Frank et Igor Yevgenyevich Tamm, qui ont reçu le prix Nobel ensemble avec Cherenkov en 1958. Dans leur théorie classique, une particule chargée qui traverse un milieu transparent d'indice de réfraction n avec une vitesse $v_{\text{particule}}$ polarise localement les molécules constituant ce milieu. Après l'éloignement de la particule, la dépolarisation des molécules engendre une émission d'ondes électromagnétiques sphériques, qui se propagent à une vitesse $v_{\text{lumière}} = c/n$, la vitesse de phase de la lumière dans le milieu. Si la vitesse $v_{\text{particule}}$ de la particule est inférieure à celle de la lumière $v_{\text{lumière}}$ dans le milieu, les ondes électromagnétiques ne peuvent pas interférer et aucune émission de lumière n'est observée. Dans le cas où $v_{\text{particule}} > v_{\text{lumière}}$, les ondes interfèrent constructivement et de la lumière est émise dans la direction de la particule avec un angle θ_C par rapport à la trajectoire de la particule (voir figure 7.1). À partir d'une construction de Huygens, représentée sur la figure 7.1, nous trouvons la relation dite Cherenkov entre la vitesse $\beta = v_{\text{particule}}/c$ de la particule, l'indice de réfraction n du milieu et l'angle Cherenkov θ_C :

$$\cos \theta_C = \frac{AC}{AB} = \frac{v_{\text{lumière}} \Delta t}{v_{\text{particule}} \Delta t} = \frac{1}{\beta n}, \quad (7.1)$$

où Δt est le temps nécessaire à la particule pour aller du point A au point B .

À partir de la relation (7.1), nous pouvons retrouver la vitesse limite $\beta_{\text{min}} = 1/n$ au-delà de laquelle la lumière est émise dans la direction de la particule. Pour des particules ayant une vitesse inférieure à cette vitesse limite, aucune lumière Cherenkov n'est émise. Pour des particules ultrarelativistes, pour lesquelles $\beta = 1$, l'angle Cherenkov prend sa valeur asymptotique maximale, qui est donné par $\theta_C = \cos^{-1}(1/n)$.

L'intensité du rayonnement Cherenkov, c'est-à-dire le nombre N_γ de photons Cherenkov émis dans un intervalle de longueur d'onde $d\lambda$ et pour une longueur

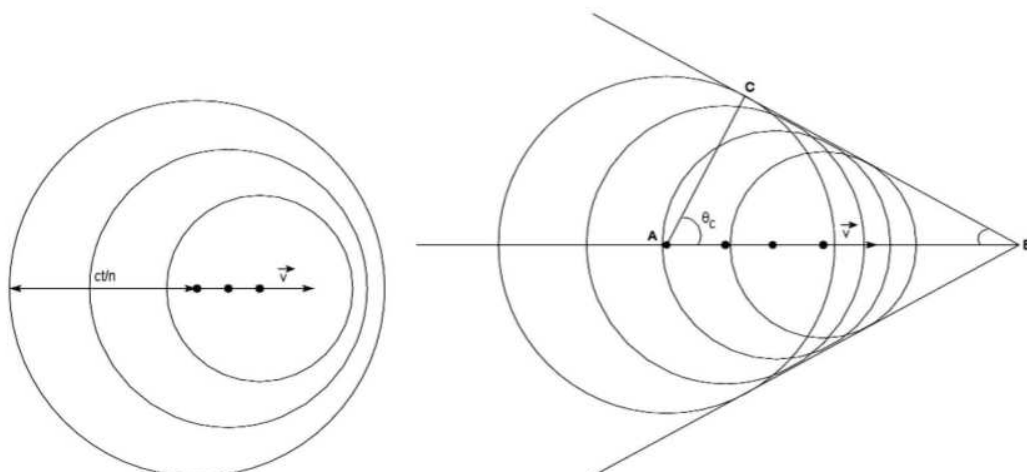


FIGURE 7.1 – *Construction de Huygens. Une particule de vitesse v se déplace du point A au point B dans un milieu transparent d'indice de réfraction n . La dépolarisation locale du milieu engendre des ondes électromagnétiques (cercle de rayon ct/n). Si $v < c/n$ (à gauche), alors les ondes n'interfèrent pas, sinon (à droite) elles interfèrent constructivement au long de la droite BC .*

traversée dL dans le milieu, est donnée par la formule de Frank-Tamm [4] :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\lambda dL} = 2\pi\alpha Z^2 \frac{\sin^2 \theta_C}{\lambda^2},$$

où $\alpha \approx 1/137$ est la constante de structure fine et Z la charge de la particule incidente. Avec la relation Cherenkov 7.1, cette équation s'écrit :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\lambda dL} = 2\pi\alpha \frac{Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{(\beta n(\lambda))^2} \right). \quad (7.2)$$

Le comptage des photons Cherenkov permet donc de remonter à la charge de la particule incidente.

2 La mesure de la charge par effet Cherenkov

La mesure de l'effet Cherenkov est simple et requiert peu d'informations pour pouvoir déduire la masse et la vitesse d'une particule. Une telle méthode de mesure est ainsi très fréquemment utilisée dans toutes les installations de physique subatomique. Il existe différents types de détecteur de rayonnement Cherenkov, dont les fonctions et les architectures peuvent être très variées [5] : les détecteurs dits à *seuil*, qui ne sont sensibles qu'aux particules au-dessus du seuil β_{\min} , les compteurs *différentiels*, qui permettent une mesure extrêmement précise de β , et les détecteurs nommés *imageurs* ou *Ring Imaging Cherenkov* (RICH) conçus pour une identification large des particules. Pour ce dernier, deux techniques principales sont utilisées : les *RICH à focalisation*, qui utilisent une optique (miroir, lentille, ...) entre le matériau radiateur et la zone de détection des photons dans le but d'optimiser la mesure

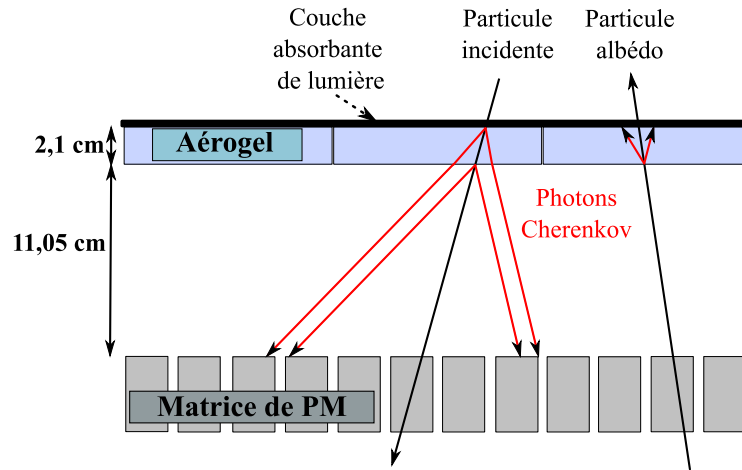


FIGURE 7.2 – Principe de détection de CherCam. Une particule traversant l'aérogel émet de la lumière Cherenkov qui est détectée par des photomultiplicateurs dans le plan de détection. Le comptage des photons Cherenkov permet de remonter à la charge de la particule incidente. La lumière émise par une particule albédo est absorbée par une couche de mousse et seul le photomultiplicateur traversé par la particule albédo reçoit de la lumière.

par modification de la trajectoire des photons, et les *RICH* à focalisation de proximité, qui ne possèdent aucun dispositif de focalisation optique.

L'imageur Cherenkov conçu et construit par le LPSC Grenoble, le CESR Toulouse et l'UNAM México est un RICH à focalisation de proximité, composé d'un plan de radiateur, dans lequel la particule incidente produit le rayonnement Cherenkov, d'un espace de glissement vide, dans lequel les photons se propagent librement sur le cône Cherenkov afin d'augmenter la taille de l'anneau de photons à détecter, et d'un plan de détection, qui mesure le nombre et la position des photons pour en déduire la charge de la particule. La lumière émise dans l'aérogel par une particule albédo est absorbée par une couche de mousse posée sur le radiateur. Le signal d'une particule albédo peut être ainsi discriminé d'un signal d'une particule incidente par l'absence d'un anneau Cherenkov. Un schéma du principe de CherCam est représenté sur la figure 7.2.

L'effet Cherenkov a seulement lieu dans le radiateur du détecteur. Ainsi l'épaisseur traversée par la particule dépend entièrement de l'épaisseur d du radiateur et l'angle zénithal τ de la particule incidente :

$$L_C = \frac{d}{\cos \tau}.$$

De plus, pour les particules d'énergie totale supérieure à 10^{12} eV, leur vitesse β est approximativement égale à 1 (voir tableau 7.1).

Par conséquent le nombre de photons Cherenkov émis par la particule incidente de haute énergie ne dépend pas de sa vitesse β et l'équation (7.2) se simplifie :

$$\frac{dN_\gamma}{d\lambda} = 2\pi\alpha \frac{Z^2}{\lambda^2} \frac{d}{\cos \tau} \left(1 - \frac{1}{n(\lambda)^2} \right).$$

	$E = 10^{12}$ eV	$E = 10^{15}$ eV
hydrogène	$4,41 \times 10^{-7}$	$4,41 \times 10^{-13}$
fer	$1,35 \times 10^{-3}$	$1,35 \times 10^{-9}$

TABLE 7.1 – Les valeurs $1 - \beta$ calculées pour les atomes d'hydrogène et de fer à deux énergies différentes (10^{12} eV et 10^{15} eV).

Les deux composantes principales de CherCam, c'est-à-dire le plan de détection et le plan radiateur, sont présentées et détaillées dans les deux sections suivantes.

3 Le plan radiateur

Dans un RICH à focalisation de proximité le radiateur doit remplir certains critères : le matériau choisi doit être solide et parfaitement plan. De plus, l'indice de réfraction doit être homogène et connu précisément pour permettre une identification exacte de la charge de la particule incidente. En effet, en supposant un grand nombre de photons Cherenkov N_γ générés, ce qui est le cas pour les particules de grande charge, et une parfaite connaissance de l'angle d'incidence de la particule, alors l'erreur sur la détermination de la charge est dominée par les deux caractéristiques de l'aérogel, c'est-à-dire son épaisseur et son indice de réfraction :

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(n-1)}{(n-1)}\right)^2}. \quad (7.3)$$

Pour des détecteurs embarqués en ballon, il est préférable d'utiliser un matériau de radiateur léger et résistant.

Le choix de l'indice de réfraction est de grande importance pour les imageurs à focalisation de proximité. Un indice élevé permet d'avoir un seuil en énergie plus faible, un anneau Cherenkov plus grand (voir équation (7.1)) et un nombre de photons Cherenkov générés plus élevé (voir équation (7.2)). D'un autre côté, l'angle d'incidence maximal de la particule, pour lequel les photons Cherenkov générés ne sont pas réfléchis totalement à l'intérieur du radiateur, diminue avec l'indice de réfraction. Un indice élevé limite ainsi l'acceptance angulaire du détecteur.

Pour CherCam, un compromis a été trouvé. Pour garantir une acceptance angulaire entre 40 et 45° , l'indice du radiateur doit être inférieur à $1,10$. Le seul radiateur solide avec un tel indice est l'aérogel, qui est présenté par la suite. Un anneau Cherenkov plus grand est obtenu par un espace de glissement plus grand entre le plan radiateur et de détection. Le nombre de photons Cherenkov assez élevé pour des petites charges est obtenu par une épaisseur de radiateur plus importante. L'épaisseur de l'anneau est directement liée à l'épaisseur du radiateur et est contraint par la résolution des photomultiplicateurs. Ainsi l'épaisseur de l'aérogel est optimisée avec la granularité des photomultiplicateurs et le nombre de photons minimal nécessaire pour l'identification des petites charges.

3.1 L'aérogel

Un aérogel est un matériau semblable à un gel où le composant liquide est remplacé par du gaz. L'aérogel de silice est l'aérogel le plus étudié et utilisé, et les caractéristiques données par la suite correspondent à ce type d'aérogel. Il est composé de 99.8 % d'air, donnant son indice de réfraction proche de 1, avec une densité de 1.1 mg/cm^3 , ce qui en fait le solide le moins dense et ainsi le plus léger du monde. Il est pratiquement transparent, mais sa couleur bleutée est due à la diffusion Rayleigh de la lumière. L'aérogel est à la base hydrophile, mais un traitement chimique des surfaces le rend hydrophobe.

Le plan de radiateur de CherCam est composé de deux couches de 10×10 tuiles d'aérogel hydrophobe d'indice de 1,05 du fabricant Matsushita Panasonic [6], qui fabrique seulement des tuiles d'aérogel de faible épaisseur. Les tuiles sont regroupées dans un cadre. Des cloisons à l'intérieur du cadre définissent vingt-cinq carrés comportant chacun huit tuiles d'aérogel (voir figure 7.3). Les cloisons permettent une fixation d'un film transparent en polyéthylène téréphtalate avec une bonne tension sur laquelle les tuiles d'aérogel reposent.

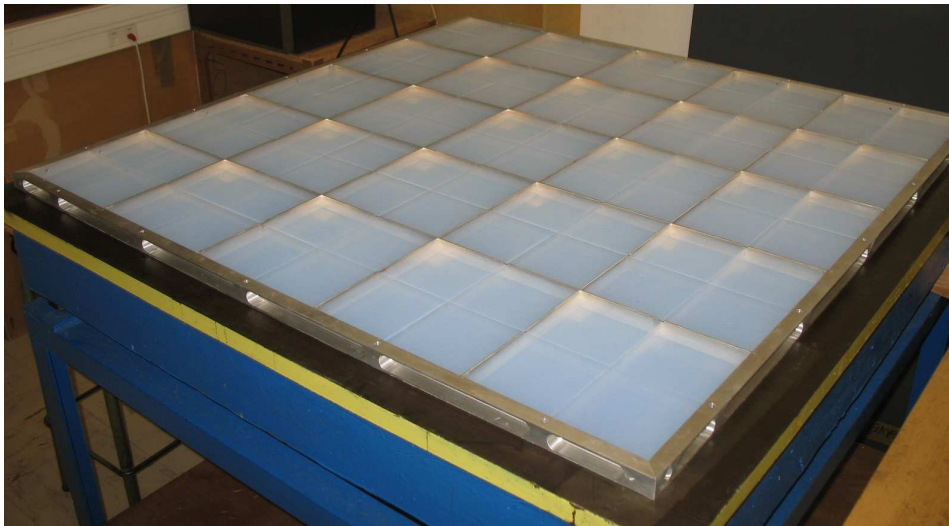


FIGURE 7.3 – Le plan de radiateur de CherCam. Les 200 tuiles d'aérogel sont regroupées dans un cadre métallique à 25 carrés et reposent sur un film transparent en polyéthylène téréphtalate.

Nous avons vu que l'erreur sur le nombre de photons Cherenkov émis par la particule dans le radiateur est dominée par les caractéristiques de l'aérogel (voir équation (7.3)). Pour avoir une résolution sur la charge d'au plus 0,25 unité de charge jusqu'au fer, ce qui nous garantit une bonne séparation de la charge des éléments, il est donc nécessaire d'avoir un radiateur ayant une homogénéité d'indice $\Delta(n-1)/(n-1)$ meilleure que 2×10^{-2} et une dispersion en épaisseur $\Delta d/d$ maximale de 2×10^{-2} [7, 8]. Ces contraintes nécessitent une caractérisation optique et géométrique du plan d'aérogel, c'est-à-dire de chaque tuile d'aérogel individuelle.

3.2 La caractérisation

L'indice de réfraction n de l'aérogel hydrophobe de Matsushita est corrélé linéairement à sa densité ρ [9] :

$$n = 1 + \alpha\rho \quad (7.4)$$

où α est le coefficient de densité et $\rho = \rho_m/\rho_{\text{eau}}$ est la densité de l'aérogel relative à celle de l'eau. Le paramètre $\alpha = 0,279$ a été ajusté pour plusieurs densités en utilisant un laser de longueur d'onde de 550 nm (voir figure 4.10 de [9]). En exprimant la densité ρ en fonction de la masse volumique $\rho_m = m/V$:

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{\rho_m}{\rho_{\text{eau}}} \\ &= \frac{1}{\rho_{\text{eau}}} \frac{m}{L_1 L_2 h}, \end{aligned}$$

où m est la masse, $L_{1,2}$ sont les longueurs des faces et h est l'épaisseur de la tuile d'aérogel, l'indice de réfraction peut être déterminé à partir des mesures métrologiques précises.

La mesure métrologique des 213 tuiles livrées par le producteur s'est faite à l'aide d'un comparateur mécanique pour mesurer l'épaisseur h , d'un micromètre pour la mesure des longueurs $L_{1,2}$ et d'une balance pour mesurer le poids m . Le comparateur mécanique n'a pas pu être utilisé pour les mesures des longueurs des tuiles à cause de leur friabilité. L'épaisseur de la tuile a été mesurée en 25 points. Une description plus détaillée des mesures peut être trouvée dans la thèse de Y. Sallaz-Damaz [7]. Une variation d'épaisseur de l'ordre de 0,2 mm a été trouvée en plus d'un défaut d'épaisseur quasiment systématiquement dirigé selon un plan incliné (voir figure 7.4). Finalement, nous avons trouvé que les tuiles sont en moyenne carrées d'une longueur de 105 mm, ont une épaisseur de 10,5 mm et un poids de 22,5 g.

La distribution de l'indice de réfraction moyen calculé à partir de l'équation (7.4) et l'ajustement de celle-ci sont représentées sur la figure 7.5. La dispersion trouvée de 3×10^{-4} est bien inférieure à la contrainte donnée de 1×10^{-3} pour des tuiles d'indice 1,05 ($\Delta(n-1)/(n-1) = 2 \times 10^{-2}$).

Le plan de radiateur de CherCam est composé de deux couches de tuiles d'aérogel pour avoir une épaisseur de radiateur suffisante. L'empilement des tuiles, ayant une variation moyenne d'épaisseur de 0,2 mm, augmente la variation à 0,3 mm. Ceci reste en-dessous de la contrainte donnée $\Delta d < 0,4$ mm pour les tuiles d'épaisseur de 10,5 mm et est ainsi marginalement acceptable. Cependant, un appariement de tuiles permet de réduire ces inhomogénéités d'épaisseur en utilisant les données métrologiques de chaque tuile. Un tel appariement a été effectué, ce qui a permis de passer d'une dispersion de $\sigma = 172 \mu\text{m}$ à $\sigma = 68 \mu\text{m}$ [7] (voir figure 7.6).

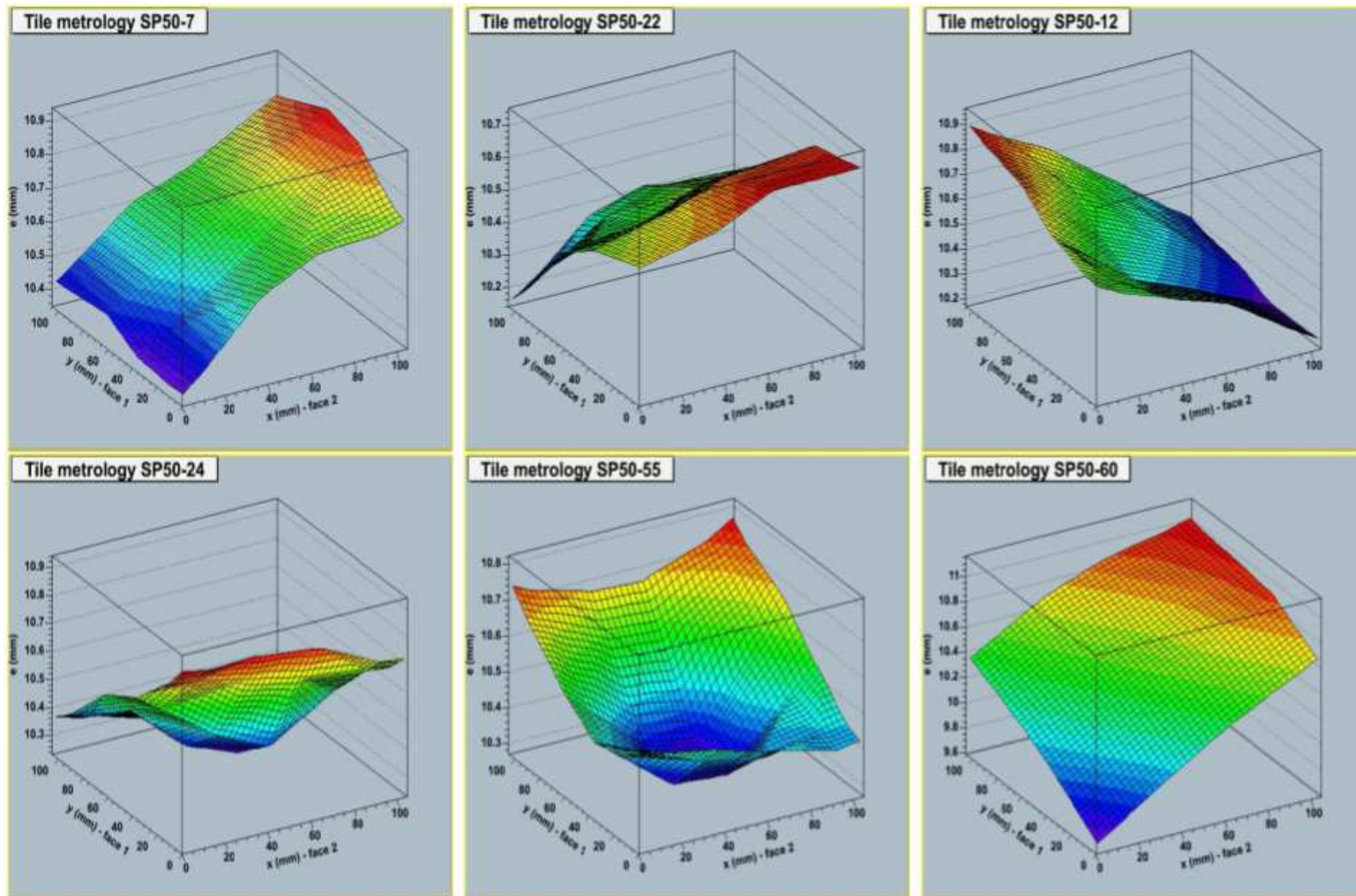


FIGURE 7.4 – Cartes d'épaisseur de 6 tuiles d'aérogel SP50 de Matsushita [8].

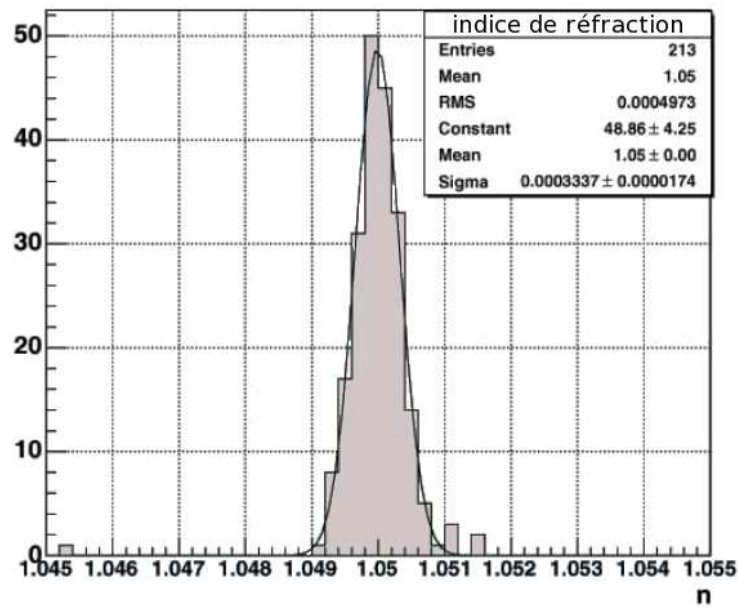


FIGURE 7.5 – Distribution de l'indice de réfraction moyen des 213 tuiles d'aérogel SP50 de Matsushita. La dispersion est de 3×10^{-4} et satisfait ainsi les contraintes de conception pour CherCam [8].

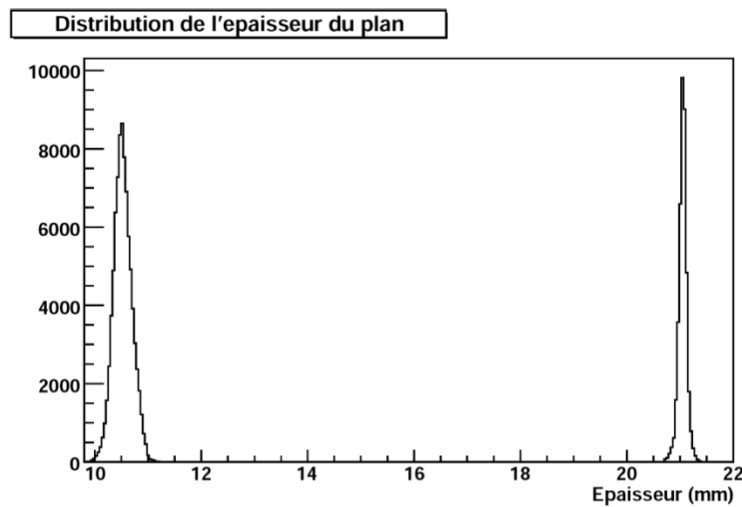


FIGURE 7.6 – Distribution d'épaisseur de l'ensemble des tuiles une par une (pic à gauche) avec $\sigma = 172 \mu\text{m}$ et de l'ensemble des appariements de deux tuiles réalisés (pic à droite) avec $\sigma = 68 \mu\text{m}$ (tiré de [7]).

4 Le plan de détection

4.1 Les photomultiplicateurs

Le plan de détection de $1,1 \times 1,1 \text{ m}^2$ de CherCam (voir figure 7.7) est composé de 1 600 photomultiplicateurs (40×40) assemblés dans un cadre de polyéthylène téréphtalate cristallisé. Un photomultiplicateur convertit un signal lumineux en un

signal électrique, qui est amplifié par une émission d'électrons secondaires. Une description plus détaillée du fonctionnement d'un photomultiplicateur est donnée dans [10]. Les éléments essentiels d'un photomultiplicateur sont :

une photocathode, composée d'une fine couche de matériau photoémissif, qui convertit un flux lumineux en un flux d'électrons ;

une électrode de focalisation et une électrode d'accélération des photoélectrons émis par la photocathode ;

un système de multiplication des électrons, constitué de plusieurs dynodes ayant un potentiel de plus en plus élevé qui permettent la création d'une avalanche électronique ;

une anode qui collecte le flux d'électrons du système de multiplication et fournit le signal de sortie.

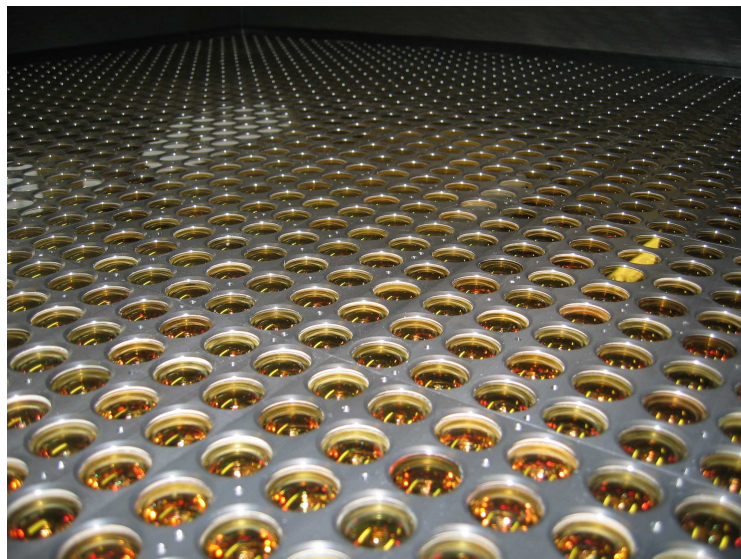


FIGURE 7.7 – Le plan de détection de CherCam, composé de 1 600 photomultiplicateurs. Le cadre en polyéthylène téréphtalate cristallisé (plastique noir) assure un positionnement équidistant des photomultiplicateurs. La couleur dorée des fenêtres des photomultiplicateurs provient de leur photocathode.

Le modèle de photomultiplicateur choisi pour CherCam est le XP3112 de PHOTONIS [11] (voir figure 7.8), qui est une version mono-canal ronde à dix dynodes et d'un pouce de diamètre. Le choix d'utiliser des photomultiplicateurs classiques (mono-canaux) au lieu des photomultiplicateurs multi-canaux carrés est le résultat des contraintes budgétaires. Ces derniers auraient permis une meilleure couverture du plan de détection. Effectivement, l'utilisation de photomultiplicateurs classiques engendre une pixelisation correspondant à l'écart entre deux photomultiplicateurs, ici 27,5 mm, et leur disposition dans le plan carré entraîne une zone morte de détection d'environ 50 %.

Une étude a été entreprise pour combler cette zone morte grâce à des guides de lumière couvrant la totalité de la surface de détection [7]. Bien que de tels guides

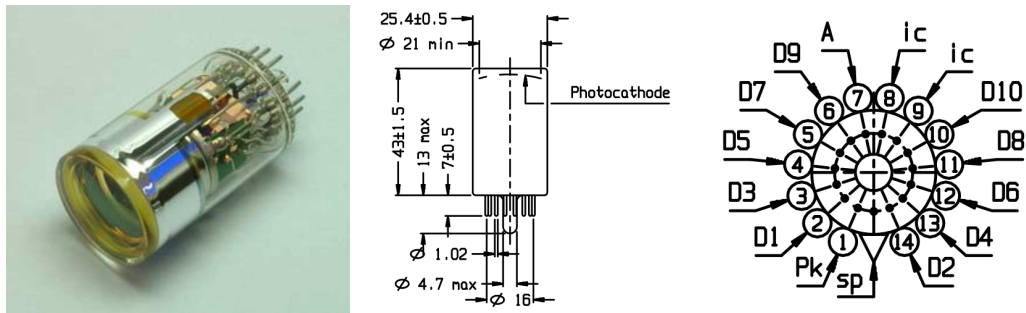


FIGURE 7.8 – Le photomultiplicateur XP3112 de Photonis [11] : une photographie, le schéma avec les dimensions et un schéma des broches correspondant à l'alimentation des dix dynodes et de l'anode.

de lumière permettraient d'augmenter le taux de collection des photons et ainsi d'améliorer l'homogénéité de détection, une telle option n'a pas été retenue. Le gain en homogénéité serait insuffisant pour permettre un comptage direct du nombre de photons sans correction. En outre, une analyse avec des guides de lumière serait très difficile.

Les 1 600 photomultiplicateurs sont regroupés en 25 modules et chaque module est constitué de 4 blocs (sous-modules) carrés de 16 photomultiplicateurs (voir figure 7.9). L'alimentation des photomultiplicateurs est assurée par 100 modules haute tension.

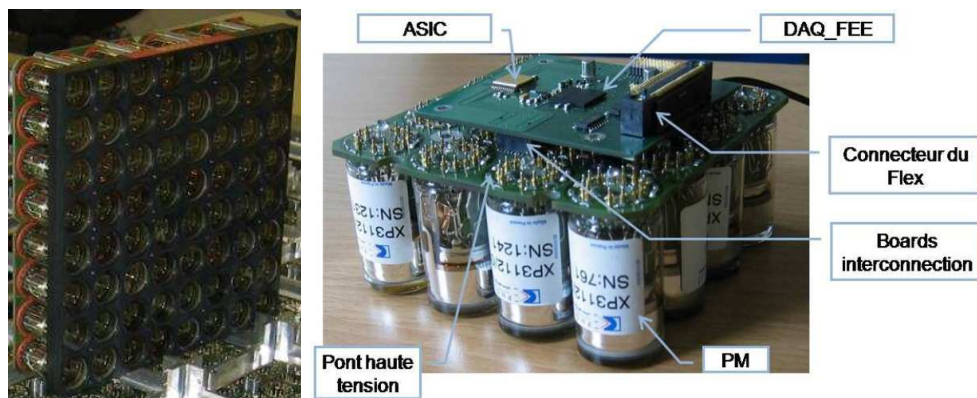


FIGURE 7.9 – Un module (photo à gauche) et un sous-module (photo à droite, tirée de [7]) de CherCam. Un module comporte 64 photomultiplicateurs assemblés dans un cadre en polyéthylène téréphtalate cristallisé (plastique noir). Chaque module est composé de quatre sous-modules de seize photomultiplicateurs. Ceux-ci sont alimentés à travers un pont de haute tension sur lequel une carte DAQ-FEE est fixée, qui permet la lecture et la mise en forme des signaux des seize photomultiplicateurs.

4.2 L'électronique

Chaque sous-module de CherCam est lu par un micro-circuit d'électronique frontale. Cette carte DAQ-FEE (angl. : *Data Acquisition - Front-End Electronics*, voir

figures 7.9) et 7.10), permet la lecture des signaux en sortie des photomultiplicateurs d'un sous-module par l'utilisation d'un circuit intégré spécialisé (angl. : *Application-specific integrated circuit*, ASIC) à 16 voies développé pour l'imageur d'AMS [12] par le LPSC et adapté pour CREAM. Le rôle de l'ASIC est de lire les signaux analogiques fournis par les 16 photomultiplicateurs d'un sous-module en forme d'une impulsion en courant et de les préparer à la numérisation. Pour ceci le signal est converti en signal de tension par un convertisseur charge-tension, amplifié et mis en forme à l'aide d'une série de filtres. Alors le maximum du signal est déterminé grâce à un système dit « track & hold ».

Chacun des 16 signaux est ensuite amplifié avec deux *gains* différents, ce qui permet d'augmenter la dynamique dans le cas de mesures de signaux de faible amplitude. Le premier gain, nommé gain 5, est cinq fois plus élevé que le deuxième, nommé gain 1, il est aussi utilisé pour l'étalonnage du plan de détection (voir section 6.1). Les 32 valeurs analogiques multiplexées résultantes sont ensuite numérisées à l'aide d'un convertisseur analogique-numérique (angl. : *Analog-to-Digital Converter*, ADC).

En plus de l'ASIC, la DAQ-FEE possède un réseau de portes programmables *in situ* (angl. : *Field-Programmable Gate Array*, FPGA) pour gérer les commandes à destination des sous-modules et pour sauvegarder les données dans une mémoire tampon. Une connectique à pistes imprimées souples, dite *flex*, relie 10 cartes DAQ-FEE et contient une ligne de commande commune à toutes les DAQ-FEE et une ligne de retour de données par carte DAQ-FEE (voir figure 7.10). Cinq flex sont reliés à une carte dite *merger*, qui permet le regroupement des données venant des différentes DAQ-FEE. En plus d'être multiplexées, les données sont aussi identifiées et envoyées à la carte dite *sparsification*. Celle-ci constitue le lien de transmission de données entre CherCam et l'ordinateur de CREAM, mais elle permet aussi de supprimer tout signal nul et bruité augmentant inutilement le volume de données.

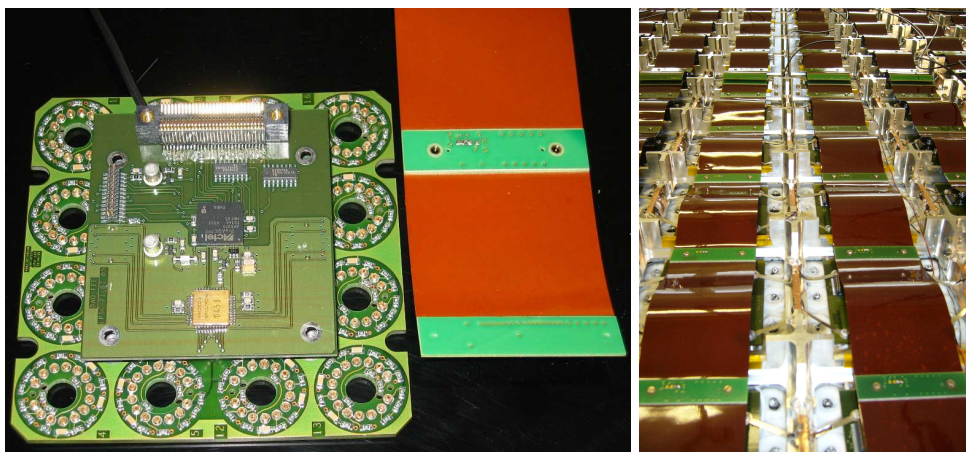


FIGURE 7.10 – Le pont de haute tension, qui permet l'alimentation des seize photomultiplicateurs par un module de haute tension, avec une carte DAQ-FEE, permettant la lecture et mise en forme des signaux des photomultiplicateurs (photo à gauche). Un flex relie dix sous-modules de CherCam à une carte merger pour le regroupement des données et l'envoi des commandes (photo à droite).

5 La structure mécanique

Le détecteur CherCam est composé de deux cadres métalliques en alliage d'aluminium de dimensions extérieures de $120,2 \times 120,2 \text{ cm}^2$ et intérieures de $110,0 \times 110,0 \text{ cm}^2$ (voir figure 7.11). Les deux cadres se superposent et l'ensemble est fermé par deux plans de nid d'abeille en aluminium pour assurer une rigidité structurale.

Le plan d'aérogel est fixé à la face intérieure du couvercle supérieur. Les dimensions du cadre d'aérogel sont choisies afin de permettre un emboîtement parfait dans le cadre métallique supérieur. La grille de support des 25 modules de photomultiplicateurs est vissée en bas du cadre supérieur. Les modules sont fixés sur cette grille à l'aide d'entretoises. Le nid d'abeille ferme le cadre inférieur, mais permet aussi de rigidifier la grille de support, sur laquelle il est vissé. La hauteur des deux cadres métalliques est choisie de telle façon que l'anneau Cherenkov d'une particule d'incidence normale couvre les huit photomultiplicateurs autour de celui touché par la particule incidente. L'espace de glissement ainsi obtenu entre le plan de radiateur et de détection est égale à 11,05 cm.

La partie extérieure du cadre inférieur permet de fixer la majorité des cartes électroniques de CherCam et ainsi les cent modules de haute tension alimentant les photomultiplicateurs. Ces modules de haute tension sont regroupés par cinq en vingt blocs, qui sont fixés sur deux côtés opposés du cadre. Les deux cartes *merger*, reliés aux dix flex de CherCam, se trouvent du côté opposé des deux cartes contrôlant et alimentant les hautes tensions et la carte dite *housekeeping*, permettant le contrôle et la transmission des mesures des différentes caractéristiques du détecteur.

6 La validation du détecteur

Un prototype de CherCam a été construit et testé pendant des tests en faisceau au *Centre Européen de Recherche Nucléaire* (CERN) en octobre 2006 et 2007 afin de valider la conception du détecteur et les choix techniques faits. Le détecteur CherCam doit fonctionner dans des conditions physiques proches de celles des expériences dans l'espace, c'est-à-dire avec une évacuation thermique se faisant seulement par rayonnement, du fait de l'absence de matière, dans un environnement de basse pression et de fortes variations de température. Une validation complète de l'instrument a été effectuée à l'aide des tests sous vide et thermique. Les trois tests entrepris, qui ont permis une validation complète du détecteur, sont présentés ci-dessous.

6.1 Tests en faisceau du prototype au CERN

Un prototype de CherCam a été réalisé afin de tester les propriétés du détecteur, de valider les choix techniques faits, d'étudier la performance du détecteur et de tester les programmes d'acquisition des données et de reconstruction. Pour ceci, ce prototype a été installé dans la ligne de faisceau H2, située dans la zone nord du *Super Proton Synchrotron* (SPS) au CERN. Le SPS est l'anneau injecteur du *Large Hadron Collider* (LHC) et est équipée de 2,5 km de lignes secondaires. La ligne H2 est une ligne de protons primaires ayant une impulsion pouvant atteindre 350 GeV/c

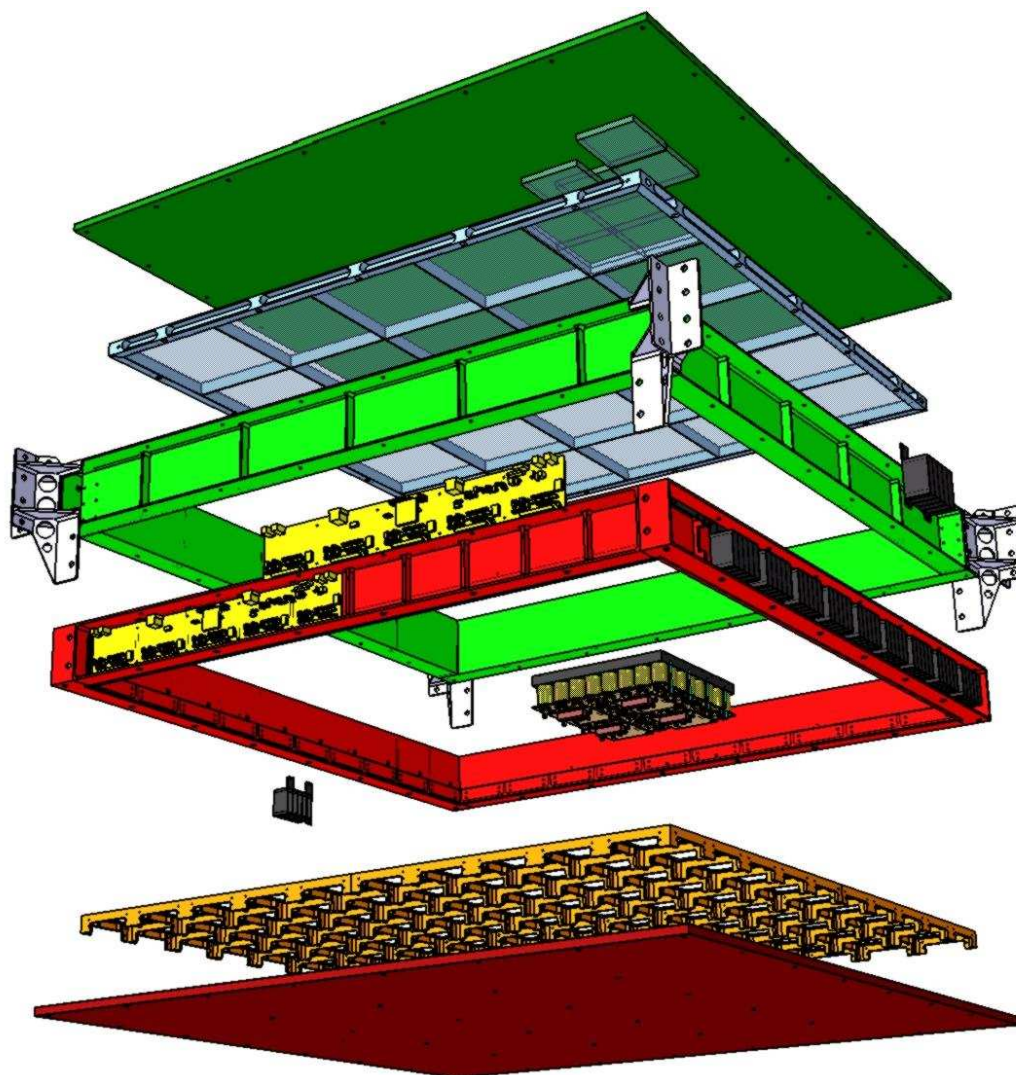


FIGURE 7.11 – Structure mécanique de CherCam. Les deux cadres métalliques (vert et rouge) comportent le plan d'aérogel (plan bleuté) et le plan de détection (grille jaune foncée). Les cartes de lecture (cartes jaunes) et les blocs de haute tension (boîtes noires) sont fixés à l'extérieur du cadre inférieur (cadre rouge). Les deux nids d'abeille (vert et rouge foncés) sont installés en haut et en bas de CherCam pour assurer la rigidité structurale.

et une ligne de particules secondaires, fournissant des hadrons, des électrons et des muons d'énergie entre 10 et 400 GeV/c [13].



(a) Vue de face : le module de 64 photomultiplicateurs est fixé dans un boîtier en bois. Un appariement de deux tuiles d'aérogel est fixé sur le couvercle.



(b) Vue de derrière : le module, fixé sur un cadre métallique, est composé de quatre sous-modules dont chacun possède une carte d'électronique frontale pour la lecture des données.

FIGURE 7.12 – *Le prototype de CherCam.*

Le prototype de CherCam est constitué d'un seul module, c'est-à-dire de 64 photomultiplicateurs, correspondant à 1/25 du détecteur CherCam complet et de deux tuiles d'aérogel agissant comme radiateur. Le module est fixé dans un boîtier fermé en bois peint en noir (voir figure 7.12). Les deux tuiles d'aérogel sont appariées et fixées sur le couvercle du boîtier. La hauteur du boîtier définit la hauteur de l'espace de glissement. Chacun des quatre sous-modules possède une carte d'électronique frontale, décrite dans la section 4.2, permettant la lecture des données des photomultiplicateurs. Les quatre cartes DAQ-FEE sont reliées par deux flex à une carte *merger*. L'alimentation électrique est assurée par quatre modules de haute tension, fixés sur la partie arrière du boîtier.

L'étalonnage de l'électronique et des photomultiplicateurs

Du point de vue du système d'acquisition, les caractéristiques des ASIC sont un piédestal, un seuil en détection, un seuil de passage de gain 1 en gain 5 et un facteur de conversion du gain 1 en gain 5. Le piédestal correspond au signal zéro de l'ASIC, qui est volontairement décalé dans la gamme ADC et est ainsi visible dans le spectre ADC en tant qu'une distribution gaussienne, avec une position et une largeur données due au bruit électronique. La position et la largeur du piédestal permettent de spécifier le seuil en détection de chaque ASIC et ainsi d'enlever le piédestal pour le traitement du signal. L'utilisation de deux gains fournit une gamme d'acquisition dynamique, mais nécessite un seuil déterminant la gamme en gain 1 et en gain 5. Ce seuil de passage est défini par l'utilisateur, il est fixé dans notre cas à la valeur ADC de 512 en gain 1, en-dessous duquel le gain 5 est utilisé. Pour changer de gain, un

facteur de conversion, propre à l'ASIC, est appliqué. Ce facteur peut être déterminé grâce à l'enregistrement du signal simultané en gain 1 et en gain 5.

La position et l'écart-type du piédestal sont évalués à l'aide d'une prise de données en l'absence de lumière, dites PED pour *pedestal*. Ceci est réalisé en utilisant un veto sur le déclenchement de la chaîne d'acquisition quand une particule traverse le détecteur et émet de la lumière Cherenkov et un déclenchement externe. Les photomultiplicateurs ne voient donc pas de lumière et seul le signal zéro de l'ASIC pour chaque photomultiplicateur est visible dans le spectre ADC (voir figure 7.13). Le piédestal ainsi obtenu est ajusté avec une loi normale d'espérance p_{ped} et d'écart-type σ_{ped} . Dans une dernière étape le seuil en détection pour chaque photomultiplicateur est calculé en utilisant la relation

$$\text{seuil}_{\text{PM}} = p_{\text{ped}} + 3\sigma_{\text{ped}}. \quad (7.5)$$

Les valeurs des seuils pour les 1 600 photomultiplicateurs sont écrites dans un fichier de sortie, qui est utilisé pour initialiser les ASIC.

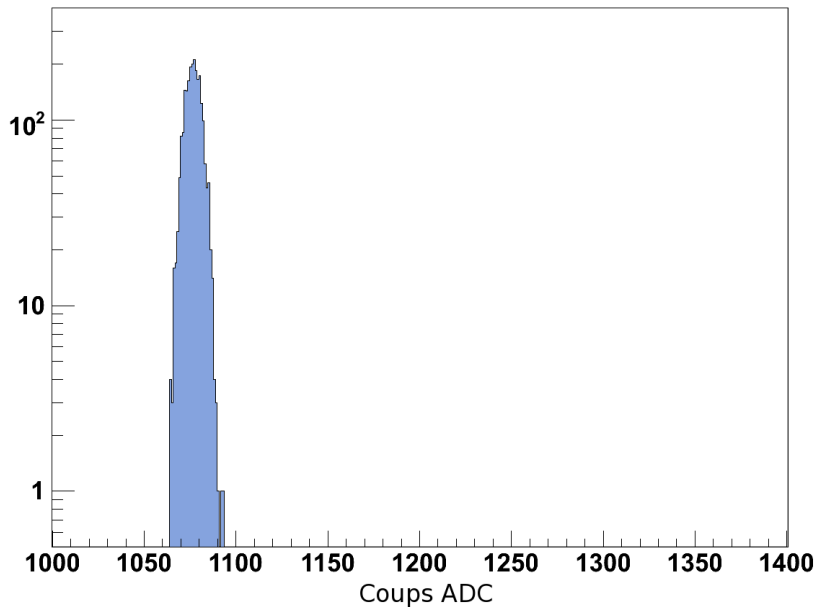


FIGURE 7.13 – Spectre ADC d'un photomultiplicateur lors d'une prise de données sans lumière (PED).

Les caractéristiques des photomultiplicateurs peuvent être regroupées en quatre classes associées à la sensibilité, le courant d'obscurité, la résolution en temps et en énergie. Seulement trois caractéristiques nous intéressent : l'efficacité quantique, le gain et l'écart-type de la distribution du photon unique. L'efficacité quantique correspond à la sensibilité de la photocathode et est définie comme le rapport du nombre de photoélectrons émis sur le nombre de photons incidents. La courbe d'efficacité quantique des photomultiplicateurs utilisés est fournie par le constructeur. Le gain d'un photomultiplicateur est le rapport du courant à l'anode sur le photocourant à la cathode, c'est-à-dire le nombre d'électrons total sur le nombre de photoélectrons. Celui-ci augmente vite avec la tension appliquée au photomultiplicateur.

Le spectre du photon unique permet d'évaluer le gain de chaque photomultiplicateur. Un tel spectre est obtenu à l'aide d'une prise des données à la lumière d'une diode électroluminescente (angl. : *Light-emitting Diode*, LED), dite LED. La lumière issue d'une diode bleue est amenée à l'aide d'une fibre optique jusqu'au centre de chaque module où elle est émise vers le haut et diffusée sur le plan d'aérogel avant d'être détectée par les photomultiplicateurs. L'intensité de la lumière émise est ajustée afin de détecter entre 0 et 1 photon dans chaque photomultiplicateur. Un éclairage si faible a pour conséquence que la plupart des événements se trouve dans le piédestal (voir figure 7.14).

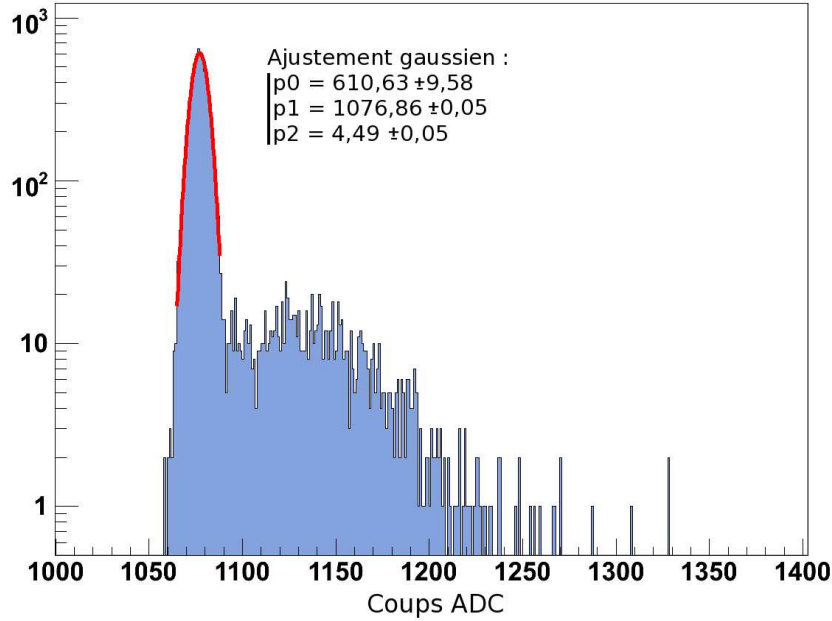


FIGURE 7.14 – Spectre ADC d'un photomultiplicateur lors d'une prise de données au photon unique (LED). L'ajustement du piédestal avec une loi normale permet de déterminer son intégrale N_{ped} et sa position p_{ped} nécessaires pour l'évaluation du gain du photomultiplicateur.

Le spectre issu d'un photomultiplicateur suit une loi de Poisson

$$P_{\mu}(n) = \frac{\mu^n \exp(-\mu)}{n!}, \quad (7.6)$$

où $P_{\mu}(n)$ est la probabilité que n photoélectrons de moyenne μ soient mesurés. La probabilité qu'aucun photoélectron ne soit détecté vaut alors

$$P_{\mu}(0) = \exp(-\mu). \quad (7.7)$$

Le nombre d'événements présents dans le piédestal N_{ped} est donc donné par la probabilité $P_{\mu}(0)$ et le nombre total N_{tot} des événements collectés :

$$N_{\text{ped}} = N_{\text{tot}} P_{\mu}(0) = N_{\text{tot}} \exp(-\mu). \quad (7.8)$$

Cette relation nous permet d'extraire la moyenne μ de la distribution de Poisson :

$$\mu = -\ln \frac{N_{\text{ped}}}{N_{\text{tot}}} = \ln \frac{N_{\text{tot}}}{N_{\text{ped}}}. \quad (7.9)$$

La valeur ADC moyenne obtenue pour un photomultiplicateur de gain G est

$$\mu_{\text{ADC}} = \mu G. \quad (7.10)$$

Le gain G du photomultiplicateur peut donc être évalué à l'aide de cette dernière équation, en corrigeant le spectre ADC de la position du piédestal p_{ped} et en utilisant l'équation (7.9) :

$$G = \frac{\mu_{\text{ADC}} - p_{\text{ped}}}{\mu} = \frac{\mu_{\text{ADC}} - p_{\text{ped}}}{\ln N_{\text{tot}}/N_{\text{ped}}}. \quad (7.11)$$

Concrètement, l'évaluation du gain des photomultiplicateurs à partir d'un spectre de photon unique ayant un piédestal est faite par l'ajustement du piédestal permettant la détermination de son intégrale N_{ped} et sa position p_{ped} et par la détermination de la valeur moyenne μ_{ADC} .

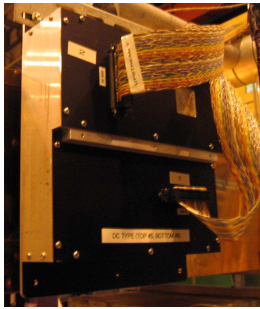
Lors du vol, le seuil de détection est appliqué aux prises des données LED pour diminuer la taille des fichiers résultants. Dans ce cas, l'évaluation du gain des photomultiplicateurs se fait en superposant les informations issues d'une prise des données PED et d'une prise des données LED à l'aide d'un algorithme de normalisation.

La reconstruction de la trajectoire

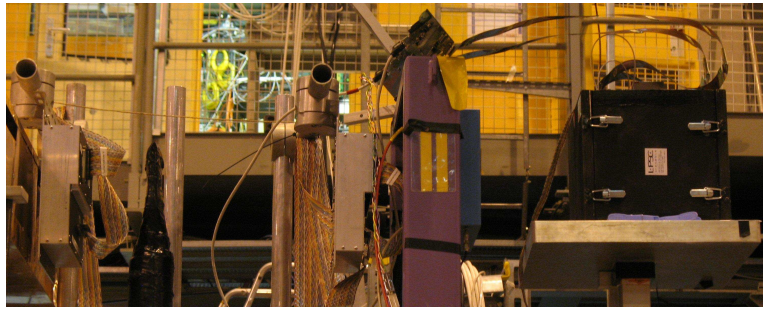
La reconstruction de la charge de la particule incidente nécessite une bonne connaissance de la trajectoire de la particule (voir section 2). L'information sur la trajectoire, qui est fournie par les autres sous-détecteurs de CREAM pendant les vols, est donnée pendant les tests en faisceau par deux détecteurs nommés *Silicon Beam Tracker* (SBT), qui ont été développés par l'équipe américaine de la collaboration CREAM. Les deux SBT sont des détecteurs silicium à micro-bandelettes double face d'une surface de détection de $32 \times 32 \text{ mm}^2$. La résolution des SBT est de 1 mm pour le SBT A et 0,5 mm pour le SBT B soit respectivement 32 et 64 canaux pour les deux directions spatiales x et y . Il est donc possible de déterminer la trajectoire du faisceau à l'aide des deux SBT, connaissant leurs distances relatives à CherCam.

Pendant les tests en faisceau, les SBT étaient positionnés devant le prototype de CherCam en direction du faisceau. Un schéma du positionnement relatif est représenté sur la figure 7.15. Ce positionnement permet le calcul de l'angle zénithal τ , de l'angle azimutal ϕ et le point d'impact de la particule incidente sur le plan de photomultiplicateurs du prototype. Le prototype est fixé sur une table mobile, ce qui permet un balayage en fonction de la position d'impact de la particule.

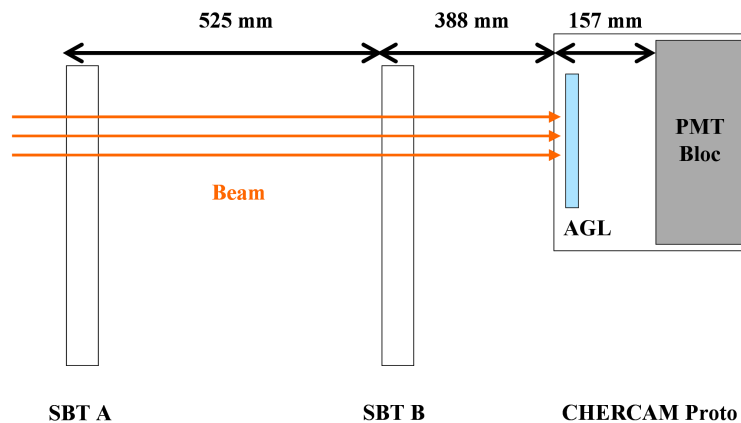
L'extraction des coordonnées, l'alignement des différents détecteurs et ainsi l'extrapolation du point d'impact sur le plan de détection du prototype sont décrits dans mon *Diplomarbeit* [14]. Le point d'impact permet d'identifier le photomultiplicateur du prototype touché par la particule incidente. Cette information est nécessaire pour reconstruire l'événement enregistré par le prototype et ainsi évaluer l'efficacité de collection en fonction de la trajectoire de la particule. Une précision d'un millimètre sur le point impact est obtenue. Celle-ci se traduit par une erreur d'environ 2 % sur l'évaluation de l'efficacité de collection, une valeur acceptable pour la résolution voulue sur la reconstruction de la charge. Un événement typique d'une particule de charge $Z = 1$ est représenté sur la figure 7.16.



(a) Vue de derrière du SBT avec les câbles de lecture.



(b) Photographie du positionnement relatif des différents instruments (de gauche à droite) : SBT A, SBT B et CherCam. Ce dernier est fixé sur une table mobile.



(c) Schéma du positionnement relatif des différents instruments.

FIGURE 7.15 – Positionnement relatif des différents instruments lors du test en faisceau en 2006 au CERN.

L'étude des post-impulsions

Un type de bruit des photomultiplicateurs est dû aux *impulsions retardées*, ou encore *post-impulsions*, qui sont des impulsions secondaires suivant l'impulsion primaire du courant de l'anode. Il existe deux types de post-impulsions, qui sont tous les deux caractérisés par leur temps d'occurrence en relation avec l'impulsion primaire :

- Un photoélectron rétrodiffusé dans le système de dynodes remonte de la zone de l'anode et arrache un nouveau photoélectron dans la photocathode qui déclenche à son tour une nouvelle avalanche électronique. Le retard en temps de ce type de post-impulsion est le temps de passage de l'avalanche à travers le tube du photomultiplicateur plus le temps de remontée du photoélectron, c'est-à-dire jusqu'à quelques dizaines de nanosecondes.
- Un ion, issu de l'ionisation du gaz entre la photocathode et la première dynode par le passage d'un ou plusieurs photoélectrons, touche la photocathode et déclenche ainsi une nouvelle avalanche électronique. Le temps d'occurrence dépend des dimensions du photomultiplicateur, du type du gaz résiduel dans le tube, de la masse de l'ion et de la configuration du champ électrique, mais

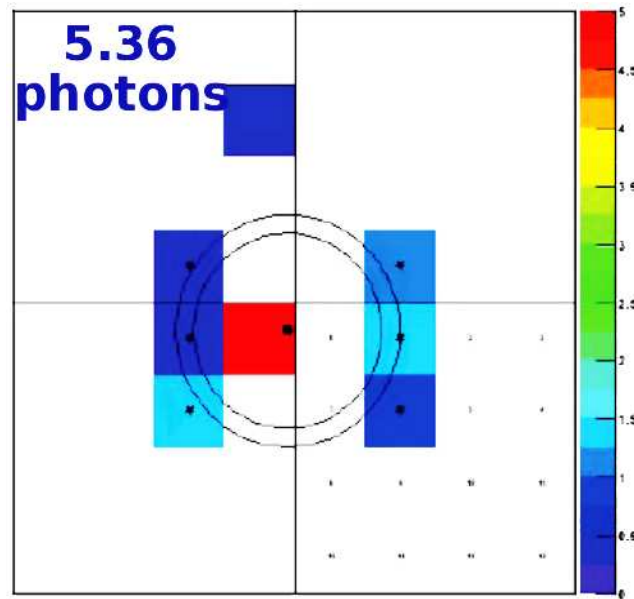


FIGURE 7.16 – Un événement typique de charge $Z = 1$ enregistré par le prototype de CherCam pendant le test en faisceau. Le point noir au centre des deux cercles, représentant l’anneau Cherenkov, visualise le point d’impact de la particule, calculé à l’aide des deux SBT. Les carrés colorés représentent les photomultiplicateurs touchés du prototype. Le nombre de photons détectés correspond à la somme des photons vus par les photomultiplicateurs se trouvant dans l’anneau Cherenkov, marqués par une étoile noire.

se trouve normalement dans l’intervalle d’une centaine de nanosecondes à quelques microsecondes.

Ces signaux retardés ne peuvent pas être séparés par l’électronique frontale de lecture des photomultiplicateurs.

L’occurrence des post-impulsions est plus probable pour des signaux lumineux d’entrée élevés. Pour un imageur Cherenkov comme CherCam, les signaux les plus forts proviennent de la particule incidente et de l’anneau Cherenkov. Ce dernier est crucial pour la reconstruction de la charge de la particule. Un signal plus élevé mesuré dans l’anneau Cherenkov conduit à une mauvaise identification de la charge (charge plus grande). Il est donc impératif de minimiser le nombre de post-impulsions.

Des deux types de post-impulsions discutés précédemment, seul le deuxième type, c’est-à-dire l’ionisation du gaz résiduel, peut être minimisé par la diminution de l’intensité du champ électrique soit par une diminution du gain. Une étude des post-impulsions en fonction de la tension appliquée aux photomultiplicateurs du prototype a été réalisée et les résultats sont représentés sur la figure 7.17.

Le gain joue aussi un rôle important pour la dynamique de l’électronique de lecture : la mesure des spectres élémentaires du proton au fer nécessite que le signal pour des particules de haute charge ne sature pas l’électronique. Ce critère contraint une valeur maximale de 36 sur le gain des photomultiplicateurs. Pour diminuer le nombre de post-impulsions, un gain uniforme de 30 sur tous les photomultiplicateurs

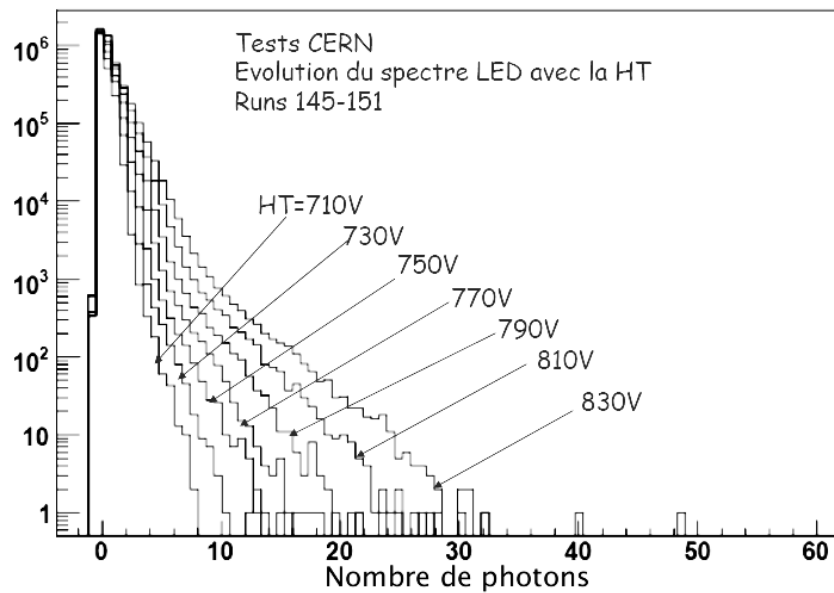


FIGURE 7.17 – Étude des post-impulsions en fonction de la haute tension (HT) appliquée aux photomultiplicateurs du prototype. La distribution du nombre de photons détectés lors de l'étalonnage au photon unique. Le pic correspond au photon unique alors que la traîne est due aux post-impulsions.

de CherCam a été choisi après cette étude pendant le test en faisceau. Les hautes tensions appliquées aux photomultiplicateurs se situent entre 640 et 950 V. Cette dispersion sur la tension est due aux caractéristiques individuelles des différents photomultiplicateurs.

6.2 Test sous vide

Le détecteur CherCam doit fonctionner dans un environnement de basse pression et de forte variation de température.

Dans un gaz soumis à un champ électrique trop élevé, un arc électrique peut se former, c'est le phénomène de *claquage*. Plus la pression de l'air diminue, plus cet effet se produit à des tensions faibles. À 5 mb, qui correspond à la pression à une altitude de 40 km, la tension minimale à appliquer est d'environ 500 V pour des distances de l'ordre du centimètre. Pour éviter tout claquage au niveau de l'alimentation des photomultiplicateurs de CherCam (pont de haute tension) pour une tension appliquée plus élevée, l'espace entre les broches des photomultiplicateurs a été isolé électriquement. Chaque module du plan de détection de CherCam a été testé sous vide, c'est-à-dire à une pression de 5 mb, pour valider l'isolation électrique.

L'évacuation thermique en atmosphère ténue se fait par radiation seule. La totalité de la puissance thermique dissipé par CREAM est évacuée par le rayonnement des panneaux entourant les détecteurs et par des *caloducs*, qui sont des éléments conducteurs de chaleur basés sur le principe de transition de phase d'un fluide, reliés à deux radiateurs situés à l'extérieur. Une étude thermique de CherCam a été réalisée afin de quantifier l'énergie à dissiper et de dimensionner les caloducs. Cette

étude, basée sur l'investigation des sources principales de chaleur qui sont les alimentations haute tension, les cartes *merger*, les ponts haute tension et l'électronique frontale de lecture, a permis de développer un modèle thermique pour CherCam. Ce modèle prévoit des températures de moins de 50 °C pour les éléments les plus chauds du détecteur pour une tension appliquée de 1200 V.

L'objectif du test sous vide a été donc double :

- La vérification de l'absence de claquages dans l'ensemble du détecteur CherCam ;
- La validation du modèle thermique conçu pour le détecteur CherCam.

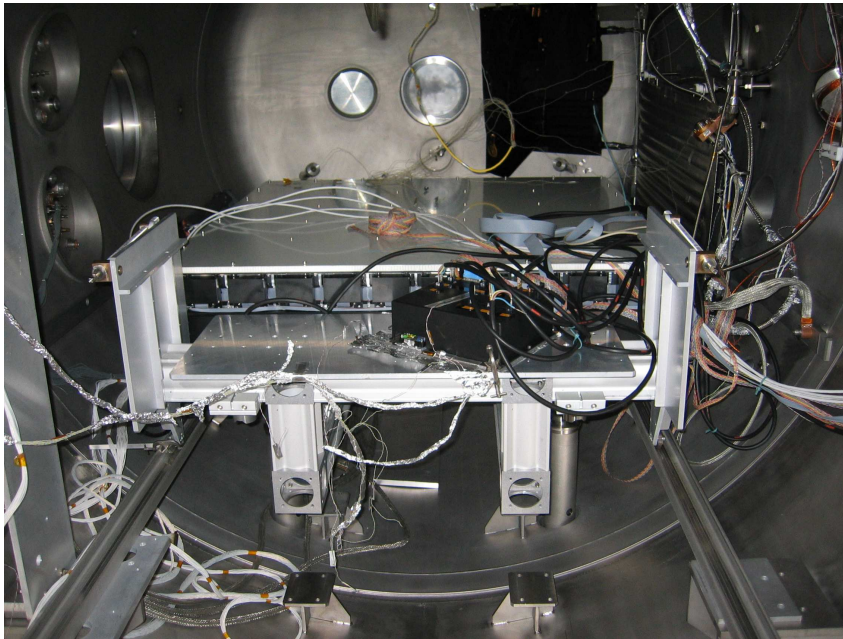


FIGURE 7.18 – CherCam dans la cuve à vide JUPITER à l'IAS.

Le test sous vide a été effectué à la mi-janvier 2007 dans la cuve à vide nommée JUPITER du service d'étalonnage de l'*Institut d'Astrophysique Spatiale* (IAS) de l'Université Paris-Sud XI à Orsay. CherCam a été installé entièrement dans cette cuve cylindrique de 2 m de diamètre et de 7 m de longueur et y a été relié thermiquement (voir figure 7.18). Un total de douze sondes thermiques, permettant une surveillance thermique du détecteur, ont été positionnées sur différents éléments du détecteur, entre autre au centre de la grille de photomultiplicateurs, qui correspond au point le plus chaud de CherCam. Une surveillance de la consommation électrique et des tensions fournies par les hautes tensions permet de repérer des claquages, qui se manifestent par une fluctuation rapide dans celles-ci.

Pendant près de 48 heures, CherCam a été soumis à une pression avoisinant les 5 mb avec de brusques variations de l'ordre de quelques millibars, pendant lesquelles des prises de données PED et LED ont été effectuées à tour de rôle afin de solliciter au maximum les composants. À la fin de ce test, aucun claquage n'a été

repéré et la température maximale atteinte au centre de la grille a été de 30 °C. Cette température est bien inférieure à la température critique d'utilisation des photomultiplicateurs et est en bon accord avec la température prédite par le modèle thermique dans les conditions du test.

6.3 Test thermique sous vide

Un deuxième test sous vide avec des variations de température a été demandé par la collaboration CREAM, pour tester le détecteur dans des conditions les plus proches possibles de celles du vol au-dessus de l'Antarctique. En effet, le test de l'IAS a utilisé une cuve thermique à 20 °C peu représentative des conditions thermiques réelles. En plus des risques de surchauffe, le risque principal est le défaut d'isolation électrique dû à la dilatation des matériaux ainsi qu'un éventuel problème de démarrage à froid dans les conditions difficiles de l'Antarctique.

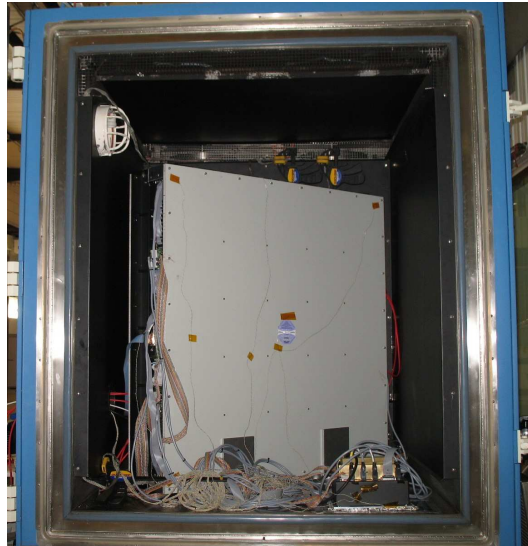
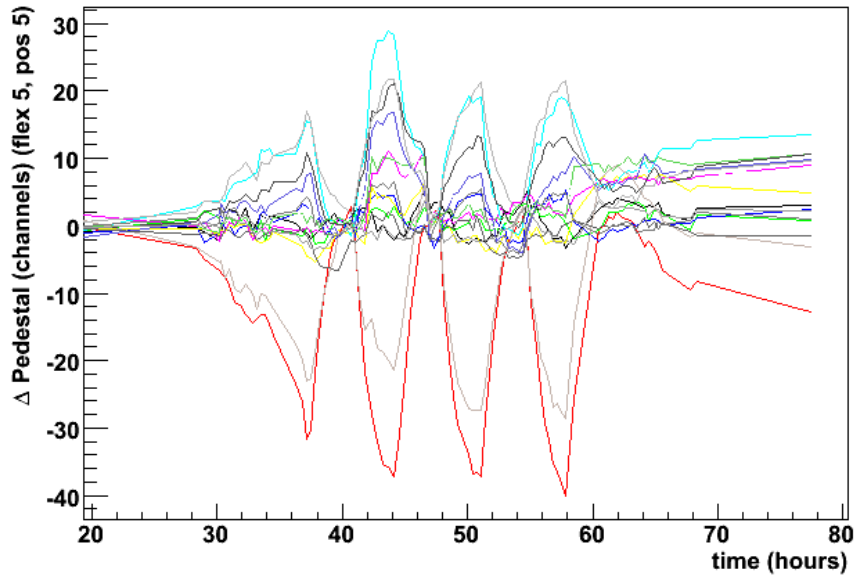


FIGURE 7.19 – *CherCam dans l'enceinte climatique « 2 m³ » à Intespace Toulouse.*

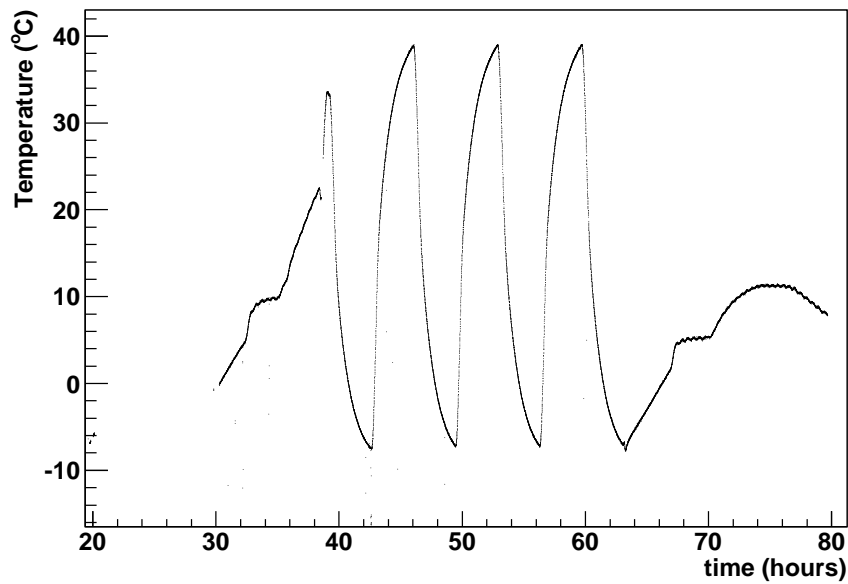
Ce second test a été réalisé à la mi-avril 2007 au sein de la société Intespace à Toulouse dans une enceinte climatique de 2 m³. En plus des sondes thermiques internes, dix autres thermocouples ont été installés sur la surface externe de CherCam (voir figure 7.19).

Durant les quelques 60 heures de durée du test, un cycle thermique sous vide (5 mb) entre -5 et 20 °C, quatre cycles thermiques à pression atmosphérique entre -10 et 35 °C et 16 heures sous vide (6 mb) ont été effectués, pendant lesquels des données PED et LED ont été prises en permanence. Les outils d'analyse des données en ligne et de surveillance, développés dans les semaines précédentes, ont permis un enregistrement en temps réel des températures et une visualisation rapide des défauts de CherCam.

Pendant l'ensemble des cycles thermiques, aucun dépassement des températures de fonctionnement limite sur l'ensemble du détecteur n'a été enregistré (voir figure 7.20(b)). Ce résultat a permis de valider le modèle thermique de CherCam.



(a) Évolution de la position du piédestal pour les différentes prises de données PED effectuées à Intespace en fonction du temps. Les 16 lignes correspondent aux 16 voies de l'ASIC se trouvant au centre de CherCam.



(b) Évolution de la température au milieu de la grille de CherCam.

FIGURE 7.20 – Évolutions de la position du piédestal et de la température en fonction du temps pendant le test thermique à Intespace.

Durant les phases de mise sous vide du détecteur, aucun claquage électrique n'a été observé, garantissant la résistance des isolants aux fluctuations thermiques. Finalement, l'évolution de la position du piédestal pour l'ensemble des prises de données PED en fonction du temps a été analysée. Celle-ci est représentée sur la figure 7.20(a). Les 16 lignes correspondent aux 16 voies de l'ASIC se trouvant au milieu du détecteur. Les amplitudes de l'évolution différentes pour les 16 voies montrent que la sensibilité à la température est différente pour chacune des voies. L'évolution maximale est de l'ordre de 1 canal par degré Celsius. Pendant les vols de CREAM, l'évolution de la température est de l'ordre de 1 degré Celsius par heure, par conséquent une prise de données PED est nécessaire toutes les heures pendant le vol pour un étalonnage du détecteur.

7 La simulation du détecteur

Une simulation de CherCam a été développée par Y. Sallaz-Damaz [7] et M. Mangin-Brinet pour étudier les propriétés détaillées et les performances du détecteur, valider les choix techniques et servir pour l'analyse des données, qui est décrite dans la section 2 du chapitre 8. La plateforme utilisée est GEANT4 (*Geometry And Tracking*) développée au CERN, qui est un logiciel permettant de simuler le passage des particules à travers la matière.

La simulation de CherCam comprend la modélisation géométrique, la physique mise en jeu, une génération d'événements réaliste et la détection ainsi que le traitement des événements. Pour une description plus détaillée que celle donnée par la suite dans ce manuscrit, veuillez consulter la thèse de Y. Sallaz-Damaz [7].

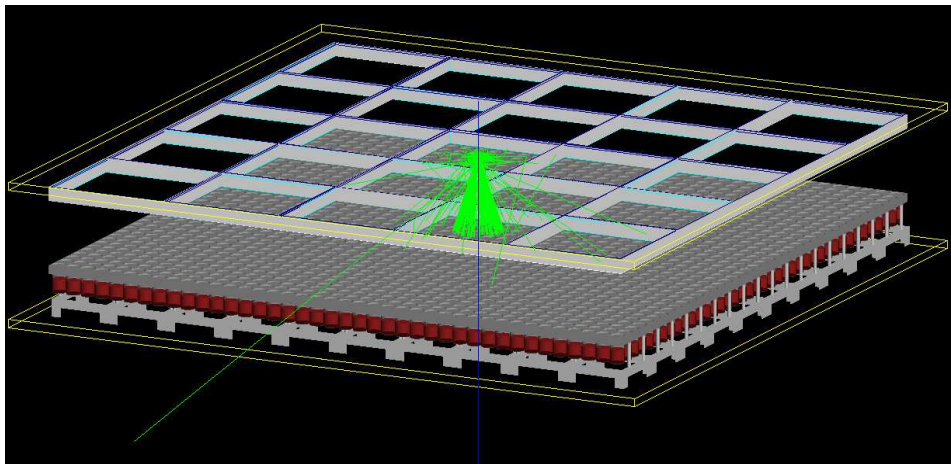


FIGURE 7.21 – Visualisation graphique de la simulation de CherCam. Une particule d'incidence normale (ligne bleue) génère des photons Cherenkov (lignes vertes) dans l'aérogel qui sont propagés sur le plan de détection.

La modélisation géométrique est séparée en deux parties, comme le détecteur réel, c'est-à-dire en un plan radiateur et un plan de détection (voir figure 7.21). Le plan d'aérogel est modélisé par 25 plaques de 21 mm d'épaisseur et de 218 mm de côté, correspondant aux 4 appariements de 2 tuiles d'aérogel, d'un cadre d'alu-

minium, du film polyéthylène téréphtalate et de la mousse absorbante. Le plan de détection est plus complexe et ainsi plus difficile à modéliser. La grille, le polyéthylène téréphtalate cristallisé noir et les photomultiplicateurs ont été reproduits avec une grande exactitude. La modélisation des photomultiplicateurs est décomposée en plusieurs parties : la photocathode, le tube, la fenêtre d'entrée et le corps dont le volume a été ajusté au grammage des matériaux le constituant. Seules les cartes électroniques à l'arrière des photomultiplicateurs ne sont pas modélisées à l'heure actuelle, ainsi que les cadres latéraux de CherCam qui ont une importance moindre. Finalement les deux nids d'abeille de CherCam sont décrits comme deux plaques de 1202 mm de côté pour 14 mm d'épaisseur, constitués principalement d'aluminium.

Les processus physiques pris en compte par la simulation sont la génération de photons par effet Cherenkov, l'absorption et la diffusion des photons dans les matériaux, la réflexion et la réfraction des photons aux interfaces, le chromatisme, c'est-à-dire la variation de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde, et la diffusion Rayleigh des photons Cherenkov dans l'aérogel.

L'événement généré par cette simulation est une particule chargée avec une énergie et une direction donnée. Diverses méthodes de définition d'événements sont possibles et utilisées, mais pour une simulation la plus réaliste possible, la charge et l'énergie de la particule incidente sont générées en respectant l'abondance donnée par [15] :

$$\Phi_Z = \Phi_{Z,0} E^{-\gamma} \quad (7.12)$$

où Φ est le flux, Φ_0 le flux renormalisé, E l'énergie et γ l'indice spectral. Les valeurs de Φ_0 et γ sont tabulées dans ce même article. La trajectoire est générée soit aléatoirement, soit en prenant en compte l'acceptance de CREAM.

La détection des photons se fait au niveau de la photocathode des photomultiplicateurs. La simulation de la réponse du photomultiplicateur se base sur l'efficacité de photoconversion qui regroupe l'efficacité quantique, la transmission de la fenêtre d'entrée ainsi que l'efficacité de collection de la première dynode. L'électron généré est ensuite multiplié par les dynodes par génération d'électrons suivant une distribution de Poisson multipliée par le gain du photomultiplicateur. Ce dernier est calculé à partir des gains réels déterminés lors de l'étalonnage de CherCam. Le flux d'électrons est ensuite converti en canaux ADC pour simuler une réponse mesurée par le détecteur en prenant en compte le bruit électronique des cartes électroniques frontales.

Quatre événements simulés sont représentés sur la figure 7.22. Les cercles correspondent aux 1 600 photomultiplicateurs de CherCam et l'échelle en couleur représente le nombre de photons détectés par photomultiplicateurs. Les deux événements en haut correspondent à une particule incidente de 40° (à gauche) et 48° (à droite). La particule avec l'angle d'incidence plus grand traverse plus d'aérogel et produit donc un plus grand nombre de photons Cherenkov. De plus, le nombre de photomultiplicateurs touchés par les photons Cherenkov est plus élevé, permettant ainsi une reconstruction de l'angle d'incidence. Les deux événements en bas de la figure 7.22 représentent une particule incidente de 40° incluant la diffusion Rayleigh. L'événement de droite correspond à une particule de plus grande charge que celle à gauche et produit ainsi un nombre de photons Cherenkov plus élevé. Ceci se traduit par une

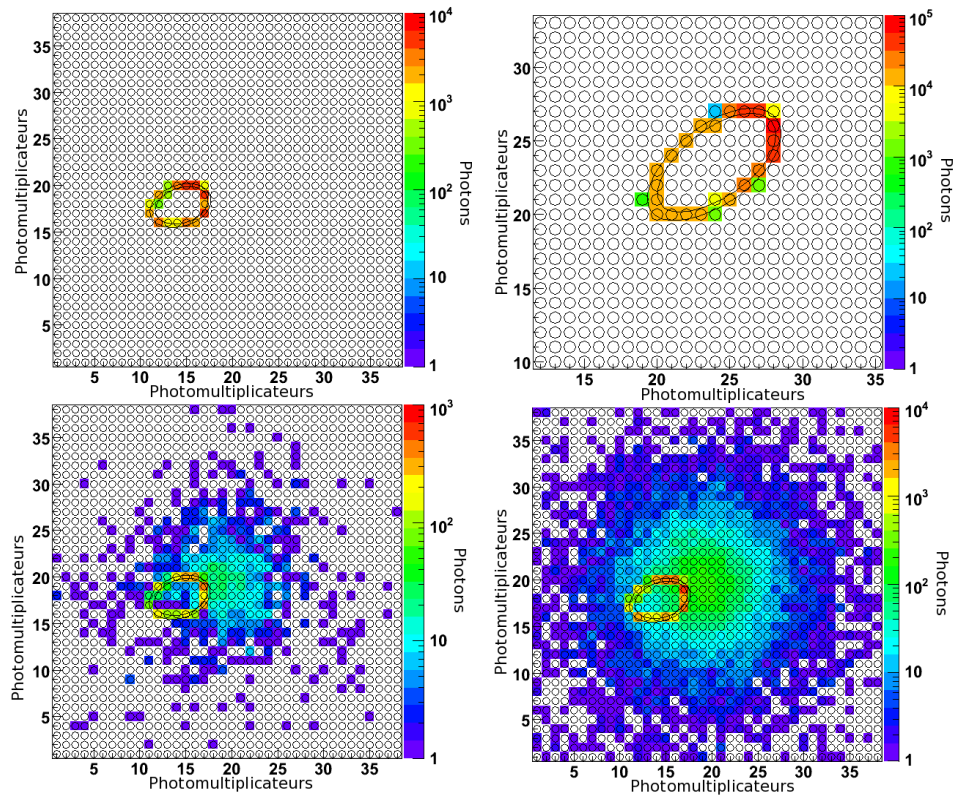


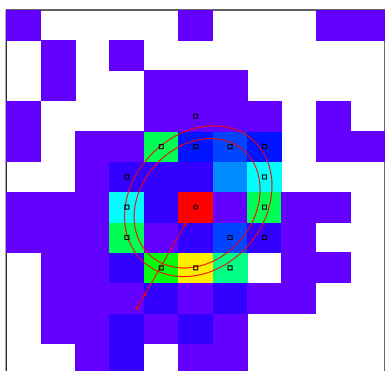
FIGURE 7.22 – Quatre événements générés par la simulation de CherCam. Les photomultiplicateurs sont représentés par la matrice de cercles et les limites de l’anneau Cherenkov sont visualisées par un contour noir. L’échelle de couleur est proportionnelle au nombre de photons détectés par chaque photomultiplicateur. Les deux événements en haut sont issus d’une particule d’angle d’incidence de 40° (à gauche) et 48° (à droite). La diffusion Rayleigh a été ajoutée pour les deux événements en bas issus d’une particule incidente de 40° , générant 10^4 (à gauche) et 10^5 (à droite) photons. La figure a été tirée de [7].

diffusion Rayleigh plus importante.

Bibliographie - CherCam: un imageur Cherenkov pour CREAM

- [1] Eve Curie. *Madame Curie*. Heinemann, 1938.
- [2] L. Mallet. Luminescence de l'eau et des substances organiques soumises au rayonnement γ . *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences*, 183:274–275, 1926;
L. Mallet. Étude spectrale de la luminescence de l'eau et du sulfure de carbone soumis au rayonnement γ . *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences*, 187:222–223, 1928;
L. Mallet. Sur le rayonnement ultraviolet des corps soumis aux rayons γ . *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences*, 188:445–447, 1929.
- [3] P. A. Čerenkov. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 2:451, 1934;
P. A. Čerenkov. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 3:413, 1936;
P. A. Čerenkov. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 14:101, 1937;
P. A. Čerenkov. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 14:105, 1937;
P. A. Čerenkov. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 20:651, 1938;
P. A. Čerenkov. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 21:116, 1938;
P. A. Čerenkov. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 22:319, 1938;
P. A. Čerenkov. Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light. *Physical Review*, 52:378–379, August 1937.
- [4] I. M. Frank & I. Tamm. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 14:109, 1937.
- [5] T. Ypsilantis & J. Seguinot. Theory of ring imaging Cherenkov counters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 343:30–51, April 1994.
- [6] Panasonic Electric Works Co., Ltd. Aerogel, 2008. URL: <http://panasonic-denko.co.jp/e-aerogel/>.
- [7] Y. Sallaz-Damaz. *Un imageur Cherenkov pour la mesure de charge des éléments du rayonnement cosmique nucléaire*. PhD thesis, Université Joseph Fourier Grenoble, 2008.
- [8] Y. Sallaz-Damaz *et al.* Characterization study of silica aerogel for Cherenkov imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2009. To be submitted.

- [9] Sakka Sumio, editor. *Handbook of Sol-Gel Science and Technology. Processing Characterization and Applications*, volume III: Applications of Sol-Gel Technology. Kluwer Academic Publishers, 2005.
- [10] S.-O. Flyckt & C. Marmonier, editors. *Photomultiplier tubes: Principles and applications*. Photonis, 2002.
- [11] PHOTONIS. Photomultiplier XP3112, 2006. URL: http://www.photonis.com/medical/products/photomultipliers_assemblies/product_specifications.
- [12] L. Gallin-Martel, P. Aguayo de Hoyos, L. Eraud *et al.* The read-out electronics of the AMS prototype RICH detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 504:273–275, May 2003.
- [13] CERN. User's manual to the beam lines in the North area, 2004. URL: <http://nahandbook.web.cern.ch/nahandbook/default/>.
- [14] A. Putze. Phenomenology and Detection of Cosmic-Ray Ions. Master's thesis, Universität Karlsruhe (TH), 2007.
- [15] B. Wiebel-Sooth, P. L. Biermann, & H. Meyer. Cosmic rays. VII. Individual element spectra: prediction and data. *Astronomy & Astrophysics*, 330:389–398, February 1998.



8

L'analyse des données du troisième vol de CREAM en 2007

Pour contraindre les modèles et les paramètres de propagation, des mesures précises des rapports secondaire sur primaire et des flux sont nécessaires. L'expérience CREAM a volé quatre fois dont deux vols avec le sous-détecteur CherCam, en accumulant une grande statistique, permettant de fournir de telles mesures précises. L'analyse des données de CREAM a donc pour but de reconstruire les flux élémentaires et les rapports mesurés entre 10^{12} et 10^{15} eV via l'identification de la charge et la mesure de l'énergie initiale de la particule incidente à l'aide des différents sous-détecteurs.

Le troisième vol de CREAM entre décembre 2007 et janvier 2008 a permis d'accumuler plus de 10^6 événements. Le développement de l'outil d'analyse des données qui permet de caractériser ces événements a commencé au début de ma thèse. L'évolution de ce logiciel pendant ces trois dernières années comprend l'ajout de l'analyse des données de deux autres sous-détecteurs, le calorimètre et le SCD, dont une présentation générale a été donnée dans la section 2 du chapitre 6, afin de pouvoir reconstruire la trajectoire, l'énergie et la charge de la particule incidente avec une bonne précision. Cette analyse est décrite dans une première partie de ce chapitre. La reconstruction de la trajectoire est indispensable à l'analyse des données de CherCam, décrite dans une deuxième partie, à laquelle j'ai pu contribuer. À la fin de ce chapitre, les premiers résultats obtenus avec CherCam sont présentés.

1 L'analyse des données du calorimètre et du SCD

1.1 La reconstruction de la trace

Pour pouvoir reconstruire la charge de la particule incidente avec CherCam, nous avons besoin de connaître sa trajectoire à travers du détecteur. Dans un premier temps, il est naturel de la reconstruire du calorimètre et du SCD de CREAM, présenté dans la section 2 du chapitre 6. En effet, les 2×10 couches superposées et orientées perpendiculairement de fibres scintillantes du calorimètre permettent une reconstruction à trois dimensions de la trajectoire de la particule incidente. L'extrapolation de cette trajectoire estimée facilite l'identification de la région d'intérêt dans les différents détecteurs de charge de CREAM. En combinant cette trajectoire reconstruite avec les deux points d'impact reconstruits dans les deux plans du SCD, le point d'impact sur le plan de détection de CherCam peut être extrapolé avec une bonne précision.

La reconstruction de la trace avec le calorimètre

Le signal analogue par ruban du calorimètre, c'est-à-dire l'énergie déposée, est converti en signal numérique. Pour reconstruire l'énergie initialement déposée en MeV dans chaque ruban, les positions des piédestaux sont corrigées à l'aide des données d'étalonnage prises toutes les heures. Ensuite, un facteur de conversion est appliqué au signal. Un tableau contenant les facteurs de conversion pour tous les rubans a été fourni par la collaboration CREAM. Celui-ci a été obtenu à l'aide de l'étalonnage du calorimètre pendant la campagne de test en faisceau au CERN en octobre 2006. Finalement, les rubans bruyants sont identifiés par un écart-type du piédestal trop élevé, marqués et exclus de l'analyse.

Un événement est déclenché dans le calorimètre si 6 couches consécutives, c'est-à-dire 3 couches respectivement dans les plans $x-z$ et $y-z$, sont actives. Une couche est considérée active si au moins un des 50 rubans a enregistré un signal supérieur à 60 MeV [1]. Comme déjà mentionné dans la section 3.1 du chapitre 6, l'acquisition des données est déclenchée par le calorimètre seul pendant le troisième vol de CREAM.

Pour reconstruire la gerbe de particules secondaires dans le calorimètre, un algorithme de *regroupement* (angl. : *clustering*) pour chaque plan ($x-z$ et $y-z$) est utilisé. Cet algorithme regroupe des rubans ayant au moins enregistré une énergie déposée de 5 MeV et éloignés de moins de 30 mm, où la distance entre deux rubans correspond à la distance entre leurs centres respectifs. Un groupe doit contenir au moins 3 rubans pour être accepté. Les énergies déposées dans chaque ruban d'un groupe donné sont additionnées et le groupe ayant l'énergie déposée maximale est considéré contenir la gerbe de particules secondaires. Pour chaque couche de fibres scintillantes de ce groupe, le ruban avec le dépôt maximal en énergie et ses voisins les plus proches sont utilisés pour calculer le barycentre et les erreurs associées dans cette couche. Ces barycentres sont alors utilisés pour reconstruire la trajectoire de la particule incidente dans le plan considéré par un ajustement avec une fonction affine (voir figure 8.1). Les deux fonctions ainsi extraites pour les deux plans permettent

une reconstruction en trois dimensions de la trajectoire, c'est-à-dire la reconstruction de l'angle d'incidence τ et l'angle azimutal ψ avec le point d'impact sur le calorimètre (x, y) .

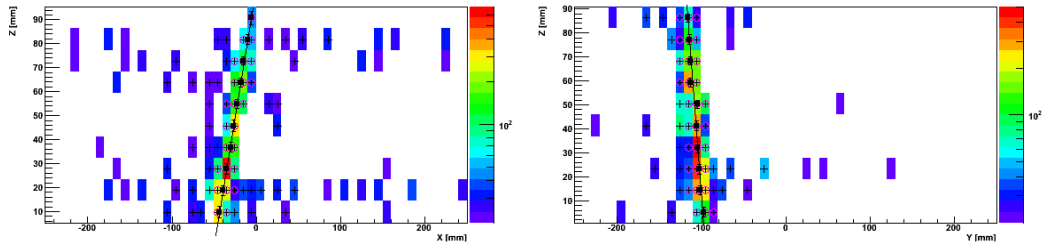


FIGURE 8.1 – Un événement dans les deux plans $x-z$ (à gauche) et $y-z$ (à droite) du calorimètre hadronique de CREAM. Chaque carré coloré correspond à un ruban ayant vu un signal par des particules secondaires. La couleur est proportionnelle à l'énergie déposée en MeV. Les cercles roses correspondent au ruban avec le dépôt maximal en énergie et à ses voisins les plus proches, utilisés pour calculer le barycentre pour chaque couche (points noirs). Ces barycentres sont alors ajustés par une fonction affine (trait noir).

Le point d'impact sur les autres détecteurs peut donc être extrapolé à l'aide de la trajectoire reconstruite par le calorimètre de CREAM. La figure 8.2 montre la résolution sur le point d'impact sur le plan de détection de CherCam. Celle-ci correspond à la différence entre le point extrapolé et le centre du photomultiplicateur touché par la particule incidente. Ce dernier est le photomultiplicateur qui a vu le plus de photons dans un groupe de photomultiplicateurs, considéré touchés par les photons Cherenkov. L'histogramme en noir correspond à la résolution obtenue avec la trajectoire reconstruite à l'aide du calorimètre. Un ajustement de cet histogramme nous donne une résolution sur le point d'impact sur le plan de détection de CherCam d'environ 3 cm dans les deux directions spatiales. Une meilleure résolution peut être obtenue en ajoutant l'information sur le point d'impact donnée par le SCD.

La reconstruction du point d'impact sur le SCD

La structure du support du SCD a changé entre le deuxième et troisième vol pour faciliter la récupération de l'instrument après le vol. L'utilisation de deux plans ayant une structure de support différente pendant le troisième vol de CREAM a eu pour conséquence une légère rotation et un petit déplacement par rapport au centre du calorimètre. Ainsi un alignement des deux plans a été nécessaire afin de reconstruire les points d'impacts sur les deux plans avec une bonne précision. Cet alignement a été réalisé en utilisant les données prises pendant le troisième vol. Une translation des deux plans de -11,2 mm et de -2 mm respectivement dans la direction x et y a été estimée. L'angle de rotation du SCD calculé est de 14 mrad. Ces valeurs sont en très bon accord avec les mesures directes réalisées après l'intégration du SCD dans CREAM-III [2]. Cet alignement est pris en compte dans la reconstruction de la trajectoire de la particule incidente en utilisant les deux plans du SCD.

Comme pour le calorimètre, des données d'étalonnage prises toutes les heures permettent de corriger la position des piédestaux et d'identifier les capteurs bruyants

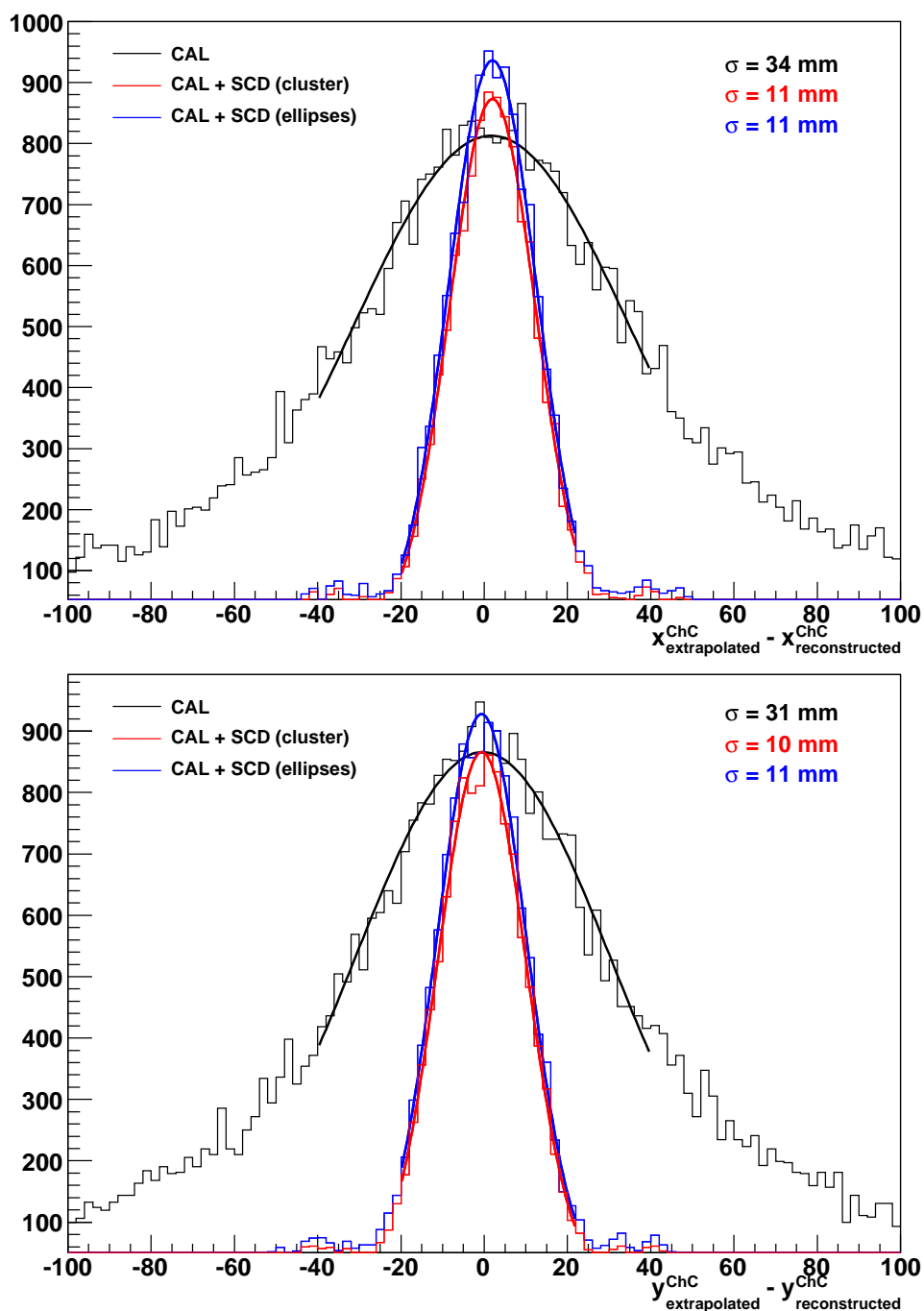


FIGURE 8.2 – La résolution en mm sur le point d'impact obtenu à l'aide de trois méthodes de reconstruction de la trajectoire de la particule incidente. Les différents histogrammes représentent la différence entre la position d'impact extrapolée et le centre du photomultiplicateur de CherCam considéré touché par la particule dans les deux directions spatiales (x et y). Une première méthode (courbe noire) utilise le calorimètre seul, tandis que les deux autres méthodes ajoutent les informations sur le point d'impact obtenues par les deux plans du SCD en utilisant un algorithme de regroupement (courbe rouge) et des ellipses pour définir une zone d'impact sur le SCD (courbe bleue).

du SCD, qui sont alors exclus de l'analyse. La reconstruction des points d'impact sur les deux plans du SCD fait appel à un algorithme de regroupement, qui regroupe des pixels des deux plans du SCD ayant vu un signal et éloignés de moins de 50 mm. La distance entre deux pixels correspond à la distance entre leurs centres. Les pixels du *top*- et *bottom*-SCD sont projetés sur un même plan. Le nombre minimal de pixels pour un groupe est égal à un seul pixel dû à la fine segmentation du détecteur. Si un groupe contient plus qu'un seul pixel sur un plan donné, le pixel ayant le dépôt maximal en énergie est considéré comme le pixel traversé par la particule incidente (voir figure 8.3). Contrairement au calorimètre pour lequel seul le groupe ayant le dépôt maximal en énergie est considéré pour la reconstruction de la trace, 10 groupes sont choisis pour le SCD. Ces groupes sont classés en fonction du dépôt en énergie et en préférant ceux qui ont des pixels touchés dans les deux plans du SCD. Pour chaque groupe, les coordonnées des pixels avec le dépôt en énergie maximal du *top*- et *bottom*-SCD sont ensuite ajoutées à l'ensemble des barycentres estimés dans les couches du calorimètre. Pour chaque groupe, l'ensemble des points du calorimètre et du SCD sont ajustés avec une fonction linéaire, ce qui permet de reconstruire jusqu'à dix trajectoires différentes. La trajectoire reproduisant le mieux les signaux du calorimètre et du SCD est retenue et considérée dans la suite de l'analyse des données comme la trajectoire de la particule incidente. La figure 8.2 représente la résolution sur la reconstruction de la trajectoire avec le calorimètre et du SCD représentée par l'histogramme rouge. La résolution obtenue est de 11 mm, correspondant à une amélioration d'un facteur 3 par rapport à la résolution obtenue avec le calorimètre seul. La contribution de la taille des photomultiplicateurs de CherCam à cette résolution est de $27,5/\sqrt{12} = 7,9$ mm, une valeur qui n'est pas négligeable. Il est donc évident qu'une meilleure résolution que 8 mm ne serait pas visible.

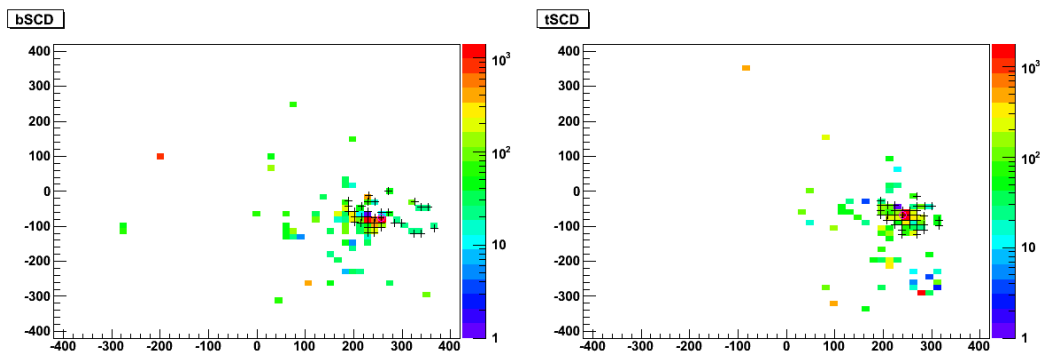


FIGURE 8.3 – Un événement dans le top- (à droite) et bottom-SCD (à gauche). Les carrés colorés correspondent aux pixels traversés par une particule. La couleur est proportionnelle au dépôt en énergie. Les signes plus noirs désignent les pixels du groupe retenu pour la reconstruction de la trace et de la charge de la particule incidente. Le pixel marqué avec un cercle rose représente le pixel avec le dépôt maximal en énergie dans le groupe retenu et est considéré comme le pixel traversé par la particule primaire incidente.

Une deuxième méthode de reconstruction des points d'impact de la particule incidente dans les deux plans du SCD a été développée par B. Coste [3] dans le but de simplifier et d'améliorer la résolution sur la reconstruction. Cette méthode n'utilise

pas d'algorithme de regroupement, mais cherche le capteur le plus touché dans une région sur le SCD. Cette région est estimée à partir de la trajectoire reconstruite à l'aide du calorimètre seul. La taille de cette zone est calculée en prenant en compte la résolution du calorimètre et la qualité de l'ajustement réalisé. L'indépendance des ajustements dans les deux plans du calorimètre a pour conséquence que deux tailles différentes sont estimées pour les deux directions spatiales. La zone est donc définie par une ellipse orientée selon les axes du calorimètre ayant pour longueurs d'axe :

$$r_x = \sqrt{V(x)}\chi_{x,\text{dof}}^2 \quad \text{et} \quad r_y = \sqrt{V(y)}\chi_{y,\text{dof}}^2, \quad (8.1)$$

où V et χ_{dof}^2 sont respectivement la variance et la qualité de l'ajustement en fonction du nombre de degrés de liberté (angl. : *degrees of freedom*, dof). Cette méthode fournit la même résolution sur la reconstruction de la trajectoire de la particule incidente que la méthode de regroupement (voir histogramme bleu sur la figure 8.2), mais permet en plus de récupérer environ 5 % d'événements supplémentaires.

1.2 La reconstruction de l'énergie

L'objectif principal du calorimètre de CREAM est la mesure de l'énergie initiale de la particule incidente par mesure de l'énergie déposée par la gerbe de particules secondaires dans le détecteur (voir section 2.5 du chapitre 6). L'énergie déposée en MeV est reconstruite à l'aide d'un fichier d'étalonnage comme déjà décrit auparavant. La reconstruction de l'énergie initiale de la particule à partir de l'énergie déposée dans le calorimètre nécessite une simulation complète de ce détecteur, qui permet le calcul d'une matrice de déconvolution. Une reconstruction de l'énergie initiale au premier ordre de la particule incidente est seulement nécessaire pour notre analyse. Par conséquent, un unique facteur de conversion est utilisé. Cette reconstruction est obtenue par l'addition de l'énergie déposée dans chaque ruban considéré non bruyant. La précision du calorimètre est moins bonne aux bords dû au fait que la gerbe de particules secondaires n'est pas contenue intégralement dans le détecteur. En conséquence, seuls les événements traversant le calorimètre à plus de 5 cm des bords sont considérés pour la reconstruction de l'énergie.

La distribution de l'énergie déposée obtenue est représentée dans la figure 8.4 en bas. Celle-ci diffère de la distribution obtenue par la collaboration (figure en haut) par le nombre d'événements et l'énergie maximale déposée dû au fait des nombreuses coupures supplémentaires pour garantir une reconstruction de l'énergie initiale la plus réaliste possible. Le calorimètre possède trois différents gains, ce qui permet d'avoir une gamme en énergie plus dynamique. Lors de la reconstruction de l'énergie déposée de la collaboration, ces gains sont pris en compte, ce qui permet de reconstruire des événements à haute énergie [4].

L'énergie ainsi reconstruite permet d'analyser des événements de basse, moyenne et haute énergie, mais aussi de reconstruire des flux du rayonnement cosmique en fonction de l'énergie.

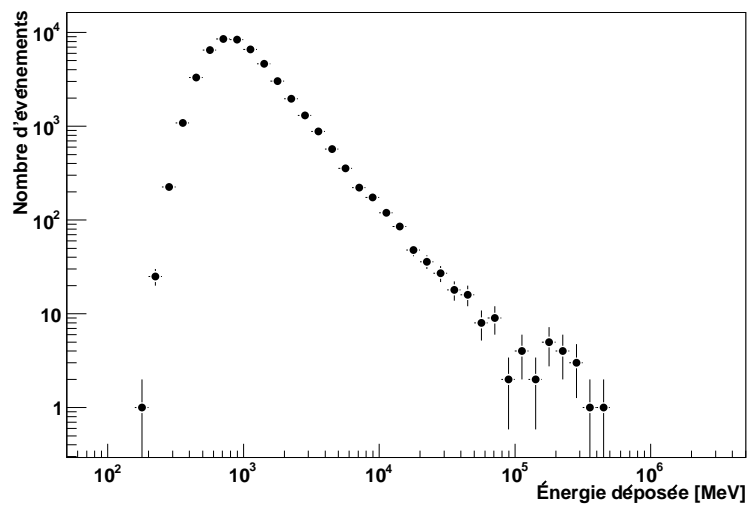
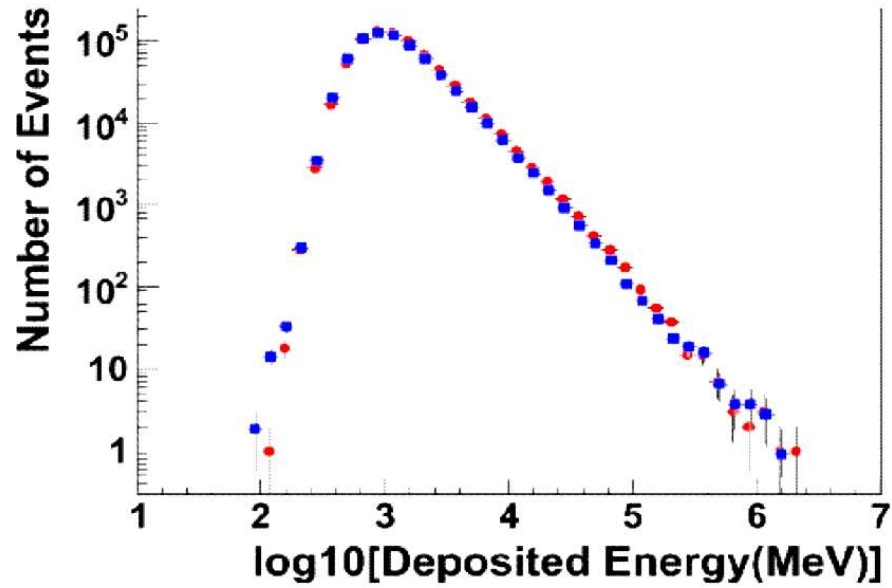


FIGURE 8.4 – L'énergie déposée dans le calorimètre. Sur la figure du haut, les deux distributions pour CREAM-III (points rouges) et CREAM-IV (points bleus) sont représentées (tirée de [4]). La figure du bas représente la distribution obtenue comme décrit dans le texte.

1.3 La reconstruction de la charge avec le SCD

Une reconstruction de la charge de la particule incidente dans le SCD permet d'avoir une mesure complémentaire à celle obtenue avec CherCam et aussi d'optimiser l'algorithme de reconstruction de CherCam par une sélection d'événements de même charge enregistrés dans le SCD.

Nous avons déjà mentionné dans la section 2.4 du chapitre 6 que l'énergie déposée dans les capteurs du SCD est proportionnelle au carré de la charge de la particule incidente. En effet, si une particule traverse un milieu semiconducteur, elle ionise les molécules de ce milieu le long de sa trajectoire et provoque ainsi la création des paires électron-trou qui sont ensuite collectées. La perte en énergie dépend donc de l'épaisseur de l'absorbant traversée et du carré de la charge de la particule incidente. Cette perte peut être décrite par la formule de Bethe-Bloch [5] :

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (8.2)$$

$$\text{avec } K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2, \quad (8.3)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro, r_e est le rayon classique de l'électron, m_e est la masse de l'électron, z est la charge de la particule incidente, Z et A sont respectivement le nombre et la masse atomique de milieu absorbant, I est l'énergie moyenne d'excitation et T_{\max} l'énergie cinétique maximale qui peut être transférée à un électron libre en une seule collision. Le terme $\delta(\beta\gamma)$ est un facteur de correction prenant en compte l'effet de densité dû à la polarisation des atomes le long du trajet de la particule.

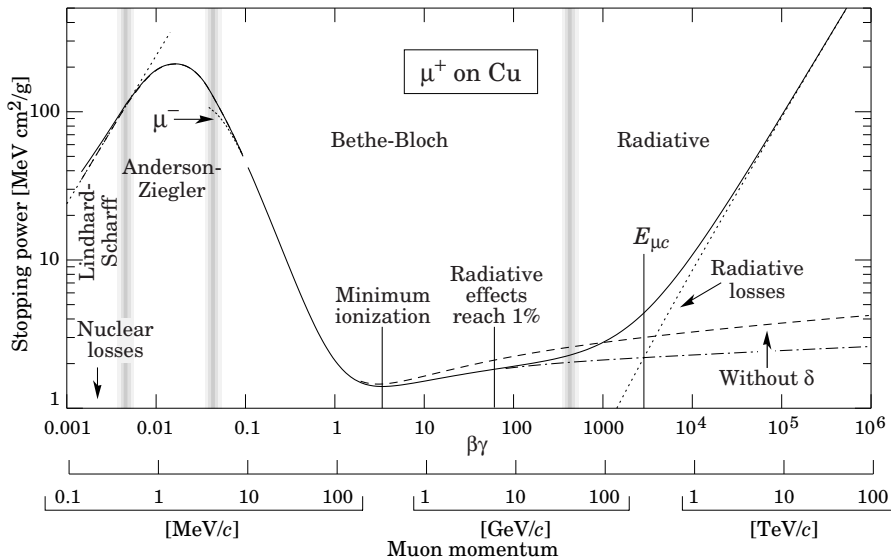


FIGURE 8.5 – Le pouvoir d'arrêt ($= \langle -dE/dx \rangle$) pour des muons positifs (μ^+) dans le cuivre (Cu) en fonction de $\beta\gamma = p/Mc$. La figure a été tirée de [5] où une légende plus détaillée peut y être trouvée.

La perte d'énergie des particules est soumise à des fluctuations statistiques dues aux nombres de collisions et l'énergie transmise. La distribution utilisée pour décrire

de telles fluctuations est la distribution de Landau [2]. Pour des pertes importantes, cette distribution tend vers une loi normale. Par conséquent, le signal obtenu dans le SCD pour des basses charges (de l'hydrogène au béryllium) suivent une distribution de Landau et les charges plus élevées une loi normale (voir figures 8.6, 8.7 (à gauche) et 8.8).

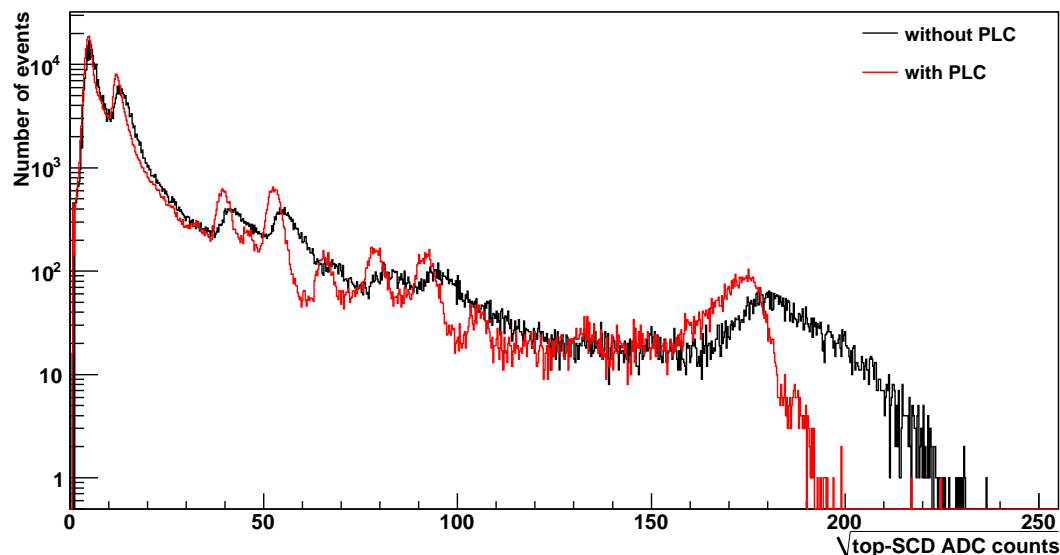


FIGURE 8.6 – Distributions de la racine carrée de la valeur ADC enregistrée au top-SCD sans correction (courbe noire) et avec correction de l'épaisseur traversée de la particule (courbe rouge).

À l'aide de l'algorithme de regroupement décrit dans la section précédente, le pixel considéré touché par la particule incidente est identifié dans chaque plan du SCD. Celui-ci est utilisé pour reconstruire la charge de la particule incidente à partir du signal issu du SCD. Une distribution de la racine carrée de la valeur ADC de tous les événements du top-SCD accumulés pendant le troisième vol de CREAM est représentée sur la figure 8.6 (courbe noire). Il est déjà possible d'apercevoir les pics correspondants aux éléments hydrogène ($\sim 5\sqrt{\text{ADC}}$), hélium ($\sim 13\sqrt{\text{ADC}}$), carbone ($\sim 41\sqrt{\text{ADC}}$), oxygène ($\sim 55\sqrt{\text{ADC}}$), magnésium ($\sim 83\sqrt{\text{ADC}}$), silicium ($\sim 94\sqrt{\text{ADC}}$) et fer ($\sim 180\sqrt{\text{ADC}}$). Pour reconstruire correctement la charge de la particule incidente, il faut prendre en compte l'épaisseur de l'absorbant traversée. Cette correction, nommée *path-length correction* (PLC), est donnée dans notre cas par le facteur $\cos \tau$, où τ correspond à l'angle zénithal reconstruit à l'aide du calorimètre et du SCD. La distribution du signal numérique corrigé est représentée sur la figure 8.6 par la courbe rouge. Celle-ci est moins étalée que celle sans correction et les pics des éléments déjà visibles dans la distribution sans correction sont plus nets. En plus, les pics des noyaux azote ($\sim 46\sqrt{\text{ADC}}$), néon ($\sim 66\sqrt{\text{ADC}}$) et soufre ($\sim 105\sqrt{\text{ADC}}$) apparaissent dans la distribution.

La conversion du signal numérique en charge est faite à l'aide des facteurs de conversion, qui ont été obtenus de la façon suivante : pour chaque plan, les pics correspondant aux éléments très abondants dans le rayonnement cosmique et de charge moyenne, c'est-à-dire le carbone ($Z = 6$), l'oxygène ($Z = 8$), le néon ($Z = 10$),

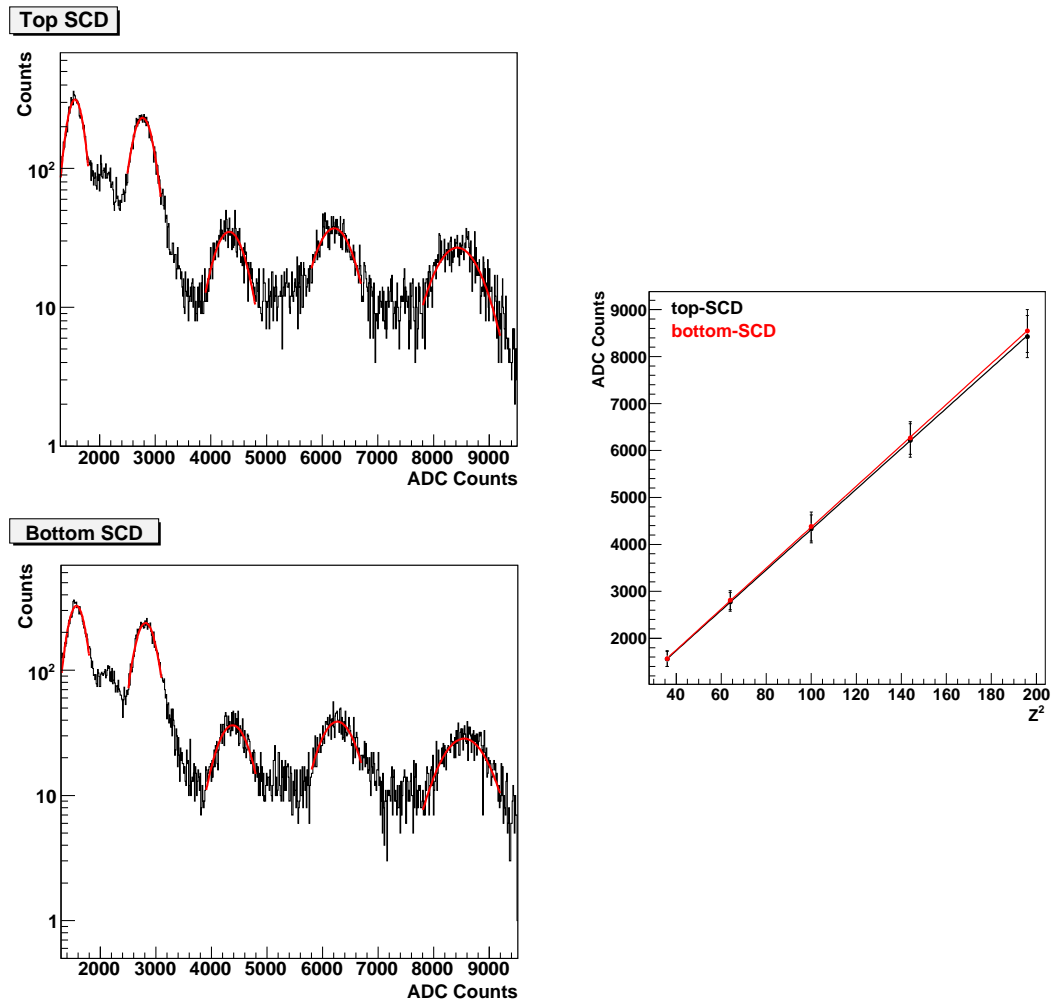


FIGURE 8.7 – Distributions (figure à gauche) du signal en valeur ADC du top- (en haut) et du bottom-SCD (en bas). Les pics correspondants aux éléments carbone, oxygène, néon, magnésium et silicium ont été ajustés avec une loi normale. Les espérances ainsi obtenues pour le top- (points noirs) et bottom-SCD (points rouges) sont représentées dans la figure à droite en fonction du carré de la charge. Un ajustement de ces points avec une fonction affine permet de déterminer le facteur de conversion cherché.

le magnésium ($Z = 12$) et le silicium ($Z = 14$), sont ajustés avec une loi normale (voir figure 8.7 à gauche). Les espérances et écart-types ainsi obtenus sont reportés en fonction du carré de la charge des éléments correspondants et représentés par des points et leurs barres d'erreur sur la figure 8.7 à droite. Les points noirs et rouges correspondent respectivement aux valeurs obtenues pour le *top*- et *bottom*-SCD. Ces points sont ajustés à leur tour par une fonction affine pour chaque plan du SCD (traits noir et rouge). Les coefficients directeurs et les ordonnées à l'origine résultants sont utilisés pour convertir le signal numérique en charge.

Une fois les charges reconstruites pour les deux plans du SCD, la distribution de la charge combinée, représentée sur la figure 8.8, est obtenue en calculant la moyenne quadratique des deux charges issues des plans du SCD. Un seul critère de sélection est imposé : il faut que les deux charges reconstruites dans les deux plans du SCD soient semblables, c'est-à-dire que la différence entre les deux charges soit inférieure à 1,3 unités de charge. La combinaison des deux charges issues du SCD permet d'améliorer la résolution sur la reconstruction de la charge et ainsi de reconstruire la charge des éléments moins abondants du rayonnement cosmique. En effet, la statistique est doublée et les pics des éléments bore ($Z = 5$), sodium ($Z = 11$) et calcium ($Z = 20$) sont en plus des autres pics clairement visibles dans la distribution représentée sur la figure 8.8. La résolution obtenue est meilleure que 0,3 et 0,5 respectivement pour les éléments les plus abondants et les éléments les moins abondants. Cette résolution est suffisante pour permettre une sélection d'événements de particules ayant la même charge, qui sera utilisée pour l'analyse des données de CherCam.

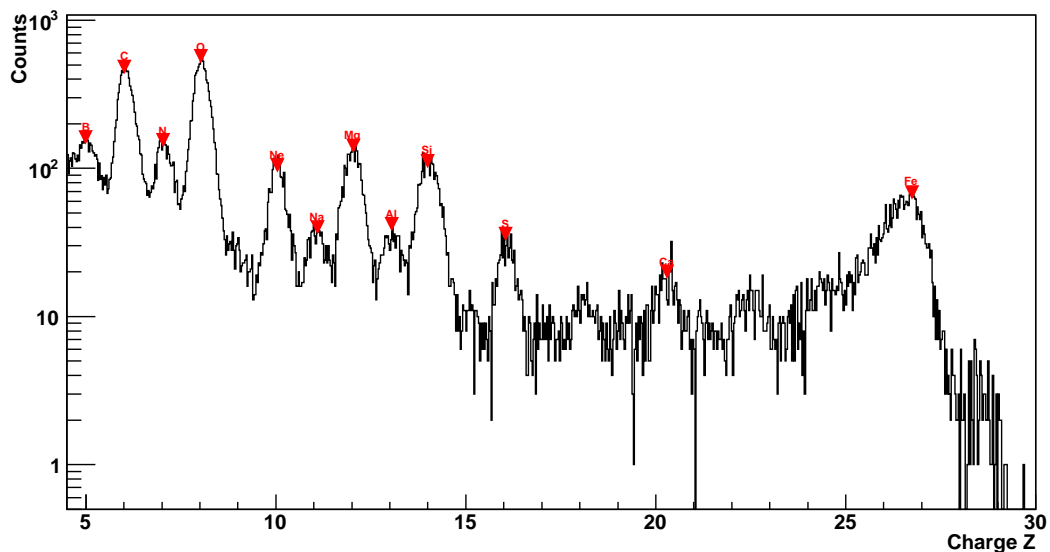


FIGURE 8.8 – Distribution de la charge reconstruite avec le SCD.

2 L'analyse des données de CherCam

Le principe de mesure de la charge de CherCam a été présenté dans la section 2 du chapitre 7. Il repose sur le comptage du nombre de photons Cherenkov émis par

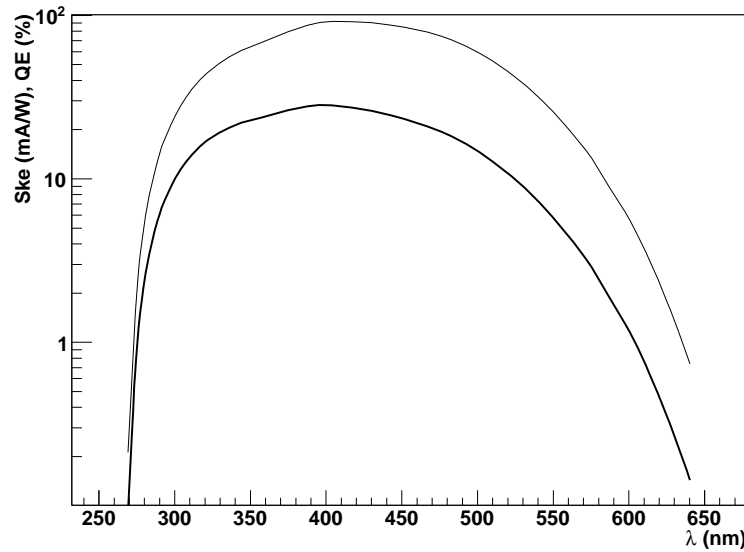


FIGURE 8.9 – L'efficacité quantique ε_{QE} en % (trait gras) et la sensibilité de la photocathode en mA/W en fonction de la longueur d'onde.

la particule incidente dans le radiateur du détecteur. Le nombre de photons Cherenkov N_{det} effectivement détectés par CherCam dépend de l'efficacité de détection, qui est composée de l'efficacité quantique ε_{EQ} des photomultiplicateurs et l'efficacité de collection $\varepsilon_{\text{coll}}$. L'efficacité quantique est une quantité définie pour les dispositifs photosensibles comme le rapport des photons arrivant sur la surface photosensible sur le nombre de photoélectrons détectés. Elle représente donc la mesure de la sensibilité du dispositif et elle est mesurée sur une gamme de longueurs d'onde. Pour un photomultiplicateur typique, l'efficacité quantique est plus petite que 30 % pour une gamme en longueur d'onde de 300 à 550 nm et nulle en dehors de cette plage. L'efficacité de collection est définie comme le rapport du nombre de photons Cherenkov arrivant sur les photocathodes des photomultiplicateurs sur le nombre de photons Cherenkov émis dans le radiateur. Elle est sensible à deux effets principaux : la géométrie du plan de détecteur et la diffusion Rayleigh. La diffusion Rayleigh est un mode de diffusion des ondes, par exemple électromagnétiques ou sonores, dont la longueur d'onde est très supérieure à la taille des particules diffusantes. La forte dépendance en longueur d'onde (λ^{-4}), qui est conservée pendant le processus, induit une diffusion plus importante pour la lumière bleue que pour la lumière rouge. Cette diffusion est isotrope et par conséquent, des photons peuvent remonter dans l'aérogel sans être détectés. La géométrie du plan de détection de CherCam a été discutée dans la section 4.1 du chapitre 7. Nous avons vu que le choix de photomultiplicateurs ronds assemblés dans un cadre carré entraîne une zone morte d'environ 50 %. Les photons de l'anneau Cherenkov sont uniquement détectés s'ils se situent sur des photomultiplicateurs. La perte de photons induite par la géométrie du plan de détection dépend fortement de la trajectoire de la particule incidente, comme on peut le voir sur la figure 8.10. En effet, en variant la position de l'anneau d'une particule avec une incidence normale, la proportion de photons arrivent sur les pho-

tomultiplicateurs change de 62,4 % à 45,7 %¹ [6].

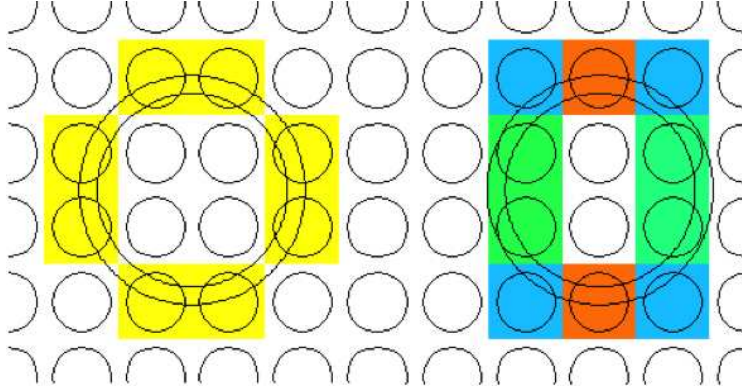


FIGURE 8.10 – Deux anneaux de Cherenkov pour une particule avec incidence normale, mais avec des points d'impact différents. Les photomultiplicateurs sont représentés par les cercles. L'anneau Cherenkov est représentés par deux cercles de même centre. La couleur est proportionnelle au nombre de photons détectés par photomultiplicateur. 62,4 % des photons touchent les photomultiplicateurs de l'événement à gauche et seulement 45,7 % pour l'événement à droite. La figure est tirée de [6].

Le nombre de photons Cherenkov détectés $N_{\text{det}}(x, y, \tau, \psi, Z)$ est donc donné par

$$N_{\text{det}}(x, y, \tau, \psi, Z) = \varepsilon_{\text{coll}}(x, y, \tau, \psi) N_{\gamma}(\tau, Z), \quad (8.4)$$

$$\begin{aligned} \text{où} \quad N_{\gamma}(\tau, Z) &= \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \varepsilon_{\text{EQ}}(\lambda) \frac{dN_{\gamma}}{d\lambda} d\lambda \\ &= \frac{2\pi\alpha Z^2 d}{\cos \tau} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \left(1 - \frac{1}{n(\lambda)^2}\right) \frac{\varepsilon_{\text{EQ}}(\lambda)}{\lambda^2} d\lambda \\ &= N^{Z=1} \frac{Z^2}{\cos \tau} \end{aligned}$$

$$\text{avec} \quad N^{Z=1} = 2\pi\alpha d \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \left(1 - \frac{1}{n(\lambda)^2}\right) \frac{\varepsilon_{\text{EQ}}(\lambda)}{\lambda^2} d\lambda,$$

où $[\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$ représente la gamme de sensibilité en longueur d'onde du photomultiplicateur utilisé et $N^{Z=1}$ représente le nombre moyen de photons détectés pour une particule de charge $Z = 1$ avec une incidence normale et une efficacité de collection $\varepsilon_{\text{coll}}$ égale à 1. Ce facteur caractérise donc le rendement Cherenkov, c'est-à-dire l'émission de photons Cherenkov dans le radiateur. L'équation (8.4) devient donc

$$N_{\text{det}}(x, y, \tau, \psi, Z) = \varepsilon_{\text{coll}}(x, y, \tau, \psi) N^{Z=1} \frac{Z^2}{\cos \tau}. \quad (8.5)$$

N_{det} dépend donc fortement de la position d'impact (x, y) de la particule incidente sur le plan d'aérogel et de ses angles zénithal τ et azimutal ψ via l'efficacité de collection $\varepsilon_{\text{coll}}$. En conséquent, pour assurer la précision de $\Delta Z < 0,3$ requise sur

¹Ces valeurs prennent seulement la géométrie du plan de détection en compte. Elles baissent si les phénomènes comme la diffusion et la réfraction des photons dans les différents matériaux du photomultiplicateur et l'efficacité quantique des photomultiplicateurs sont prises en compte.

la reconstruction de la charge de la particule incidente jusqu'au fer ($Z = 26$), il est nécessaire d'avoir une très bonne connaissance de la trajectoire de la particule. En effet, en partant de l'équation

$$\Delta Z = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{N_{\text{det}}^{Z=1}} + \left(Z \frac{\Delta \varepsilon_{\text{coll}}}{\varepsilon_{\text{coll}}} \right)^2 + \left(Z \frac{\Delta \cos \tau}{\cos \tau} \right)^2} \quad (8.6)$$

la condition $\Delta Z < 0,3$ donne pour $Z = 26$ et $N_{\text{det}}^{Z=1} = \varepsilon_{\text{coll}} N^{Z=1} = 10$ une limite supérieure sur $\Delta \varepsilon_{\text{coll}}/\varepsilon_{\text{coll}}$ et sur $\Delta \cos \tau/\tau$ d'environ de 2 %. Ce nombre peut être interprété par une précision sur la position d'impact (Δx et Δy), qui doit être ainsi connu à l'ordre du millimètre pour les deux directions de l'espace [7].

Le calorimètre de CREAM permet d'obtenir une trajectoire tridimensionnelle de la particule incidente. Ceci mène à l'identification de la région d'intérêt dans les multiples détecteurs de charge du détecteur CREAM. En combinant la connaissance de la trajectoire reconstruite dans le calorimètre et des points d'impact dans les deux plan du SCD, le point d'impact dans le détecteur de CherCam peut être extrapolé avec une bonne précision d'environ 11 mm (voir section 1.1). Cependant, cette précision est insuffisante pour la résolution exigée pour la reconstruction de charge comme décrit dans le paragraphe ci-dessus. Par conséquent, l'information sur la trajectoire de la particule incidente obtenue par CherCam doit être utilisée pour aboutir à la résolution voulue. En effet, la forme de l'anneau Cherenkov sur le plan de détection et le nombre de photons détectés par photomultiplicateur permettent de remonter aux angles zénithal τ et azimutal ψ et au point d'impact (voir figure 7.22).

Pour reconstruire l'événement de CherCam, nous utilisons une méthode dite de *recouvrement*. L'idée générale est de comparer un événement réel avec un événement simulé. Pour ceci, des événements sont obtenus avec la simulation décrite dans la section 7 du chapitre 7. La simulation d'un seul événement nécessite beaucoup de temps de calcul. Par conséquent, une version simplifiée de la simulation a été développée, ce qui permet de tester et de développer l'outil d'analyse. Cette simulation simplifiée n'utilise pas le logiciel GEANT4 et seule la propagation des photons est simulée. Pour comparer l'événement réel avec l'événement simulé, nous utilisons la méthode des moindres carrés en calculant le χ^2 donné par l'équation

$$\chi^2 = \sum_i^{\text{PM touché}} \frac{(n_i^{\text{détecté}} - n_i^{\text{attendu}}(x, y, \tau, \psi))^2}{n_i^{\text{détecté}}}, \quad (8.7)$$

où $n_i^{\text{détecté}}$ est le nombre de photons détectés dans le photomultiplicateur i et $n_i^{\text{attendu}}(x, y, \tau, \psi)$ est le nombre de photons attendus dans le photomultiplicateur i pour une particule de point d'impact (x, y) sur le plan de détection et avec les angles zénithal τ et azimutal ψ .

Le χ^2 est minimal pour les paramètres (x, y, τ, ψ) qui décrivent la trajectoire réelle de la particule incidente ayant généré l'événement à reconstruire. Cette fonction possède un bon nombre de minima locaux. En effet, des photomultiplicateurs touchés par des particules secondaires ou par la particule incidente peuvent être considérés touchés par les photons Cherenkov, provoquant ainsi une mauvaise reconstruction. Ceci complique la minimisation de l'équation (8.7). Il est donc nécessaire d'initialiser l'ajustement de l'événement avec des paramètres proches des

valeurs réelles. La stratégie de reconstruction de la charge de la particule incidente avec CherCam se base alors sur une analyse en trois étapes :

1. La sélection de la zone d'impact de la particule incidente sur le plan de détection de CherCam ;
2. La recherche du point d'impact de la particule incidente sur le plan de détection de CherCam ;
3. La reconstruction de l'événement vu par CherCam et la détermination de la charge de la particule incidente.

Le premier pas utilise la reconstruction de la trajectoire de la particule incidente à l'aide du calorimètre et du SCD de CREAM, comme décrit dans la section 1.1. Cette trajectoire permet d'extrapoler la position d'impact sur le plan d'aérogel, le point de sortie de l'aérogel et le point d'impact sur le plan de détection. Il est aussi possible de définir une zone d'analyse. Seul les photomultiplicateurs se trouvant dans cette zone sont utilisés pour la reconstruction de l'événement. Cette zone est construite de façon à intégrer tous les photomultiplicateurs associés à un événement et est composée de deux régions : la première est définie par rapport à l'anneau Cherenkov, c'est-à-dire tous les photomultiplicateurs dont le centre est éloigné de moins de 10 cm de l'anneau Cherenkov reconstruit à l'aide de la trajectoire obtenue avec le calorimètre et le SCD sont considérés, et la deuxième par rapport au point d'impact de la particule sur l'aérogel, c'est-à-dire tous les photomultiplicateurs se situant moins de 20 cm du point d'impact sur l'aérogel sont pris en compte. Ceci permet d'inclure les photons diffusés par la diffusion Rayleigh dans l'aérogel et d'exclure des photomultiplicateurs faisant potentiellement partie au bruit. Le résultat de ce premier pas est représenté sur la figure 8.11. Cette figure représente le plan de détection de CherCam. Chaque carré coloré correspond à un photomultiplicateur ayant vu des photons et la couleur indique le nombre de photons détectés. Le segment de droite correspond à la trajectoire reconstruite avec le calorimètre et le SCD et les signes plus indiquent le point d'impact sur l'aérogel, le point de sortie de l'aérogel et le point d'impact sur le plan de détection extrapolés. L'anneau donné par les deux ellipses déformées noires correspond à l'anneau Cherenkov calculé à partir de la trajectoire reconstruite. À partir de ceux-ci, la zone d'intérêt est définie, représentée par l'ellipse et le cercle en pointillés. Tous les photomultiplicateurs à l'extérieur de cette zone sont exclus de l'analyse et marqués par une croix noire.

Le deuxième pas de la reconstruction de l'événement cherche à localiser le point d'impact de la particule avec une précision meilleure que 4 mm. Pour ceci une maille est définie autour du point d'impact extrapolé pendant le premier pas de cette reconstruction. Cette maille a une taille initiale de $100 \times 100 \text{ mm}^2$ et 49 nœuds. Pour chaque nœud, le χ^2 donné par l'équation (8.7) est calculé, c'est-à-dire la particule simulée doit passer par le point d'impact donné par les coordonnées du nœud. Le nœud donnant le meilleur ajustement est utilisé pour redéfinir une nouvelle maille d'une taille deux fois plus petite et deux fois plus fine, dont il est le centre. La procédure du calcul du χ^2 pour chaque nœud de la nouvelle maille est répétée, pour donner suite à une troisième et dernière itération. Le nœud donnant le meilleur ajustement après cette dernière itération est considéré comme point d'impact. La

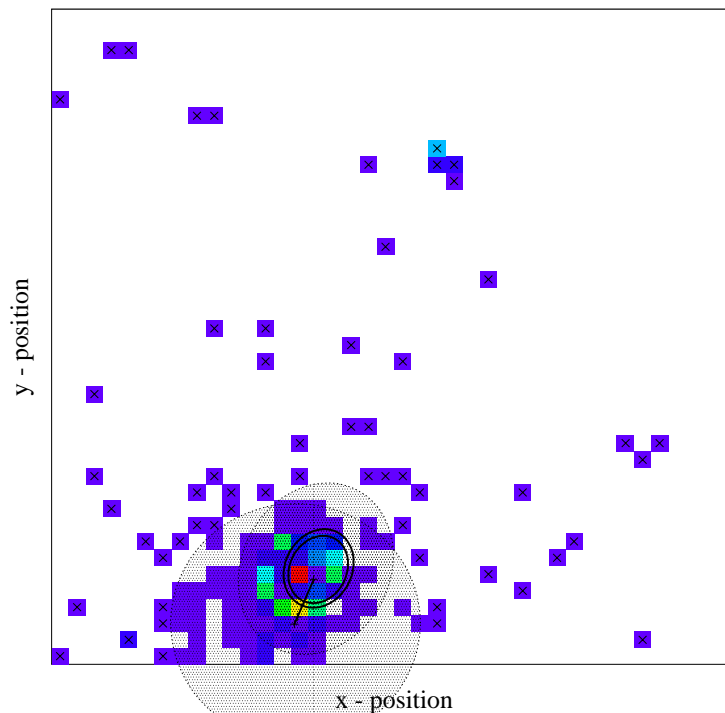


FIGURE 8.11 – Un événement vu par CherCam. Chaque carré coloré correspond à un photomultiplicateur du plan de détection de CherCam ayant vu des photons et la couleur indique le nombre de photons détectés. Les signes plus indiquent le point d'impact sur l'aérogel, le point de sortie de l'aérogel et le point d'impact sur le plan de détection extrapolés à l'aide de la trajectoire reconstruite avec le calorimètre et le SCD. L'anneau donné par les deux ellipses déformées noires correspond à l'anneau Cherenkov calculé à partir de la trajectoire reconstruite. À partir de ceux-ci, la zone d'intérêt est définie, représentée par l'ellipse et le cercle en pointillés. Tous les photomultiplicateurs à l'extérieur de cette zone sont exclus de l'analyse et marqués par une croix noire.

figure 8.12 représente la première maille (points noirs) centrée sur le point d'impact extrapolé à l'aide du calorimètre et le SCD de CREAM. Après les trois itérations de minimisation du χ^2 , le point d'impact (croix verte) et l'anneau Cherenkov (ellipses déformées vertes) sont reconstruite avec une bonne précision. Pour reconstruire la charge, seuls les photomultiplicateurs se trouvant dans l'anneau Cherenkov, désignés par un carré noir, sont considérés. Le photomultiplicateur traversé par la particule, marqué par un cercle noir, est exclu. La charge de la particule incidente est obtenue par comptage des photons des photomultiplicateurs touchés par les photons Cherenkov et en considérant l'efficacité de collection estimée pour la trajectoire correspondant au point d'impact obtenu, c'est-à-dire les coordonnées (x, y) du nœud et les angles τ et ψ reconstruits à l'aide du calorimètre et le SCD.

Alors que les deux angles τ et ψ sont forcés pendant le deuxième pas de la reconstruction de l'événement afin de reproduire les données du calorimètre et le SCD et en passant par le nœud de la maille, le troisième pas consiste à ajuster tous les quatre paramètres x , y , τ et ψ . La minimisation de l'équation (8.7) est rendue difficile par de nombreux minima locaux. Par conséquent, un algorithme

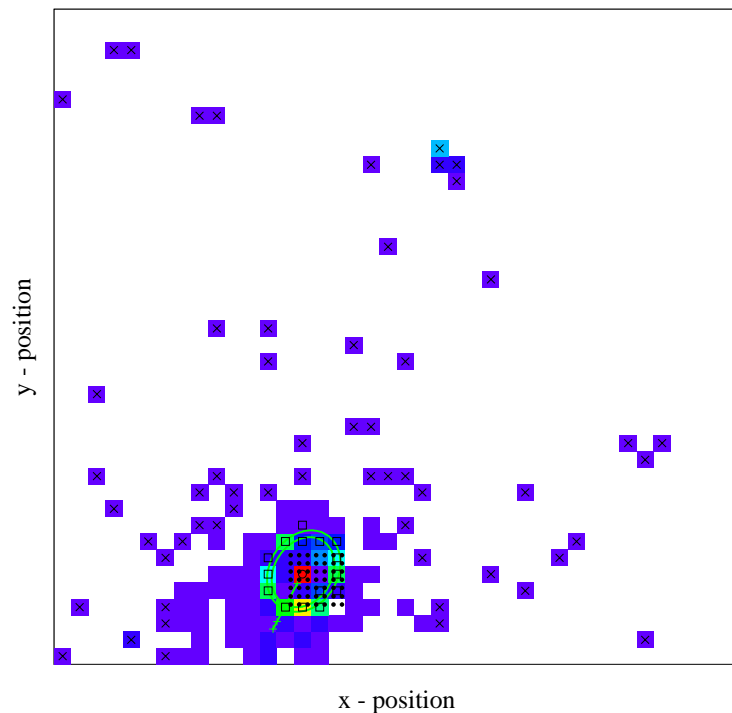


FIGURE 8.12 – Même figure que la figure 8.11. Les signes plus indiquent le point d'impact sur l'aérogel, le point de sortie de l'aérogel et le point d'impact sur le plan de détection issus de la minimisation à l'aide du maillage. L'anneau donné par les deux ellipses déformées vertes correspond à l'anneau Cherenkov calculé à partir de la trajectoire reconstruite.

de minimisation robuste est nécessaire pour ajuster correctement l'événement. Deux algorithmes ont été développés en parallèle respectivement par moi et L. Derome : un algorithme génétique et un algorithme de Powell [8]. Le premier algorithme se base sur la sélection naturelle que les individus les plus adaptés à l'environnement sont sélectionnés, c'est-à-dire qu'ils survivent. Pour ceci une *population* (un ensemble) d'*individus* avec un certain nombre de *caractéristiques* est créée. Dans notre cas cette population correspond à un ensemble d'événements de point d'impact (x, y) et d'angles zénithal τ et ψ . La *forme* (angl. : *fitness*) de chaque individu est évaluée à l'aide de l'équation (8.7). Les individus ayant une bonne forme sont autorisés à se *reproduire*, c'est-à-dire à donner naissance à des nouveaux individus en mélangeant leurs caractéristiques. Lors de cette phase de reproduction, des *mutations* aléatoires des caractéristiques peuvent apparaître. Ceci permet de créer une *évolution* de la population. Une convergence est obtenue au bout d'un certain nombre de générations et l'individu ayant la meilleure forme correspond à l'événement ajustant le mieux les données de CherCam.

L'algorithme de Powell est un algorithme de minimisation qui consiste à rechercher dans un espace de paramètres multidimensionnel le minimum en choisissant successivement des directions dans lesquelles on minimise le χ^2 . Pour les recherches de minima à une dimension, la méthode de Wijngaarden-Dekker-Brent [8] est utilisée qui est un algorithme de recherche d'un zéro d'une fonction combinant la méthode de dichotomie, la méthode de la sécante et l'interpolation quadratique inverse. À chaque

itération, elle décide laquelle de ces trois méthodes est susceptible d'approcher au mieux le zéro, et effectue une itération en utilisant cette méthode. Les directions choisies correspondent aux axes x , y , τ et ψ . La première droite choisie passe par le point donné par les paramètres obtenus à la fin du deuxième pas dans la direction x . Le point minimisant le χ^2 donné par l'équation (8.7) sur cette droite est alors cherché. On choisit ensuite une droite passant par le point obtenu dans l'itération précédente, avec une nouvelle direction (dans notre cas y). Cette procédure est répétée jusqu'à ce que le point minimisant le χ^2 est trouvé.

Pour la reconstruction de la charge de la particule incidente avec CherCam, l'algorithme de Powell est utilisé, car l'algorithme génétique s'est avéré trop coûteux en temps de calcul, dû à un grand nombre d'individus nécessaires pour converger. Le résultat obtenu pour un événement donné est représenté sur la figure 8.13. Les croix et ellipses déformées rouges correspondent aux points d'impact sur l'aérogel et sur le plan de détection et à l'anneau Cherenkov obtenus après la minimisation de l'équation (8.7) avec l'algorithme de Powell. La charge de la particule est estimée comme décrite pour le deuxième pas.

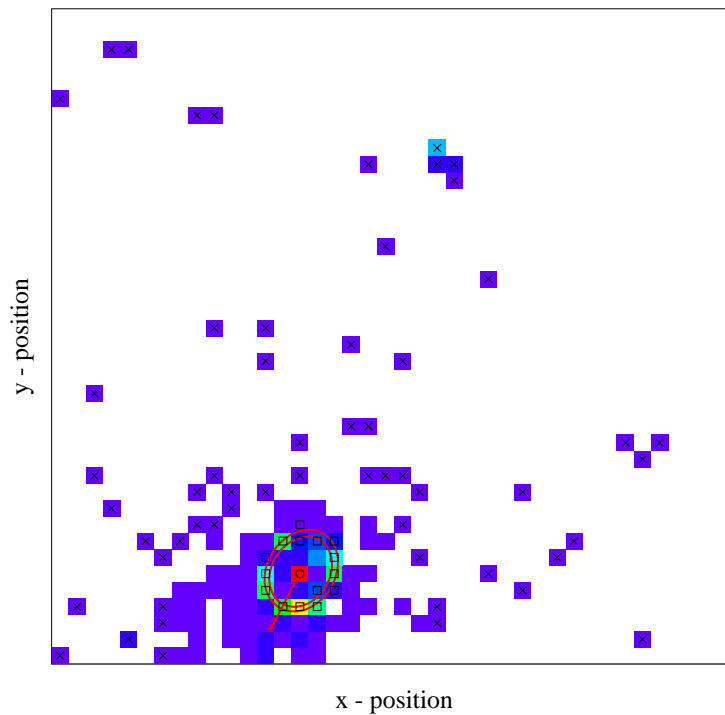


FIGURE 8.13 – Même figure que la figure 8.11. Les signes plus indiquent le point d'impact sur l'aérogel, le point de sortie de l'aérogel et le point d'impact sur le plan de détection issus de la minimisation à l'aide de l'algorithme de Powell. L'anneau donné par les deux ellipses déformées rouges correspond à l'anneau Cherenkov calculé à partir de la trajectoire reconstruite.

3 Les résultats...

3.1 ... avec la simulation

Dans une première étape nous avons validé notre programme de reconstruction avec la simulation de CherCam présentée dans la section 7 du chapitre 7. Pour ceci, un certain nombre de noyaux de fer incidents a été simulé et reconstruit. Pour chaque événement, les précisions sur l'efficacité de collection ($\Delta\varepsilon_{\text{coll}}/\varepsilon_{\text{coll}}$) et sur l'angle d'incidence ($\Delta \cos \tau / \cos \tau$) ont été estimées et comparées avec les valeurs simulées. Le résultat est représenté sur la figure 8.14 en haut. Nous pouvons voir que les valeurs estimées et simulées sont en bon accord et que les contraintes données par la résolution voulue de $\Delta Z < 0,3$ sur la reconstruction de la charge sont bien remplies. Ceci implique que la trajectoire et l'efficacité de collection sont bien reconstruites. La distribution de la charge reconstruite pour les noyaux de fer simulés est représentée sur la figure 8.14 en bas. Nous pouvons constater que la résolution de $\Delta Z = 0,3$ est bien obtenue, ce qui valide notre programme de reconstruction avec la simulation.

Dans une deuxième étape, des événements de tous les éléments de l'hydrogène jusqu'au fer ont été simulés. Pour avoir une distribution la plus réaliste possible, les abondances des différents noyaux dans le rayonnement cosmique ont été respectées, comme décrit dans la section 7 du chapitre 7. Les événements simulés ont été générés avec une énergie dans la gamme de 10^{12} à 10^{15} eV, correspondant à la gamme de sensibilité de CREAM. Le nombre d'événements simulés de 12 000 a été choisi pour correspondre à une journée de prises données avec CREAM. La figure 8.15 représente la distribution en charge calculée en utilisant les trajectoires reconstruites après les différentes étapes. Seules les pics d'hydrogène et d'hélium sont visibles après le premier pas, correspondant à la reconstruction de la trajectoire de la particule incidente à l'aide du calorimètre et du SCD. La précision sur la trajectoire n'est pas suffisante pour garantir une bonne résolution sur la reconstruction de la charge. Par conséquent, tous les autres éléments sont indiscernables. Les éléments les plus abondants dans le rayonnement cosmique apparaissent après le deuxième pas. Rappelons que ce pas a pour but de déterminer le point d'impact sur le détecteur CherCam avec une précision meilleure que 4 mm. Ceci permet une meilleure estimation de l'efficacité de collection et ainsi une reconstruction de la charge plus précise. Une très bonne résolution sur la charge est obtenue après le troisième et dernier pas de la méthode de reconstruction. Comme expliqué précédemment, un ajustement global de tous les paramètres est effectué pendant cette dernière étape, permettant de reconstruire plus précisément la trajectoire et ainsi la charge. Il est maintenant possible de discerner aussi les éléments moins abondants dans le rayonnement cosmique dans le spectre obtenu. La résolution voulue de $\Delta Z < 0,3$ est obtenue pour tous les noyaux de l'hydrogène jusqu'au fer.

3.2 ... avec les données du vol 2007

La validation du l'algorithme de reconstruction à l'aide de la simulation nous a encouragé à appliquer cet algorithme sur les données accumulées pendant le troisième vol de CREAM en été antarctique 2007/08.

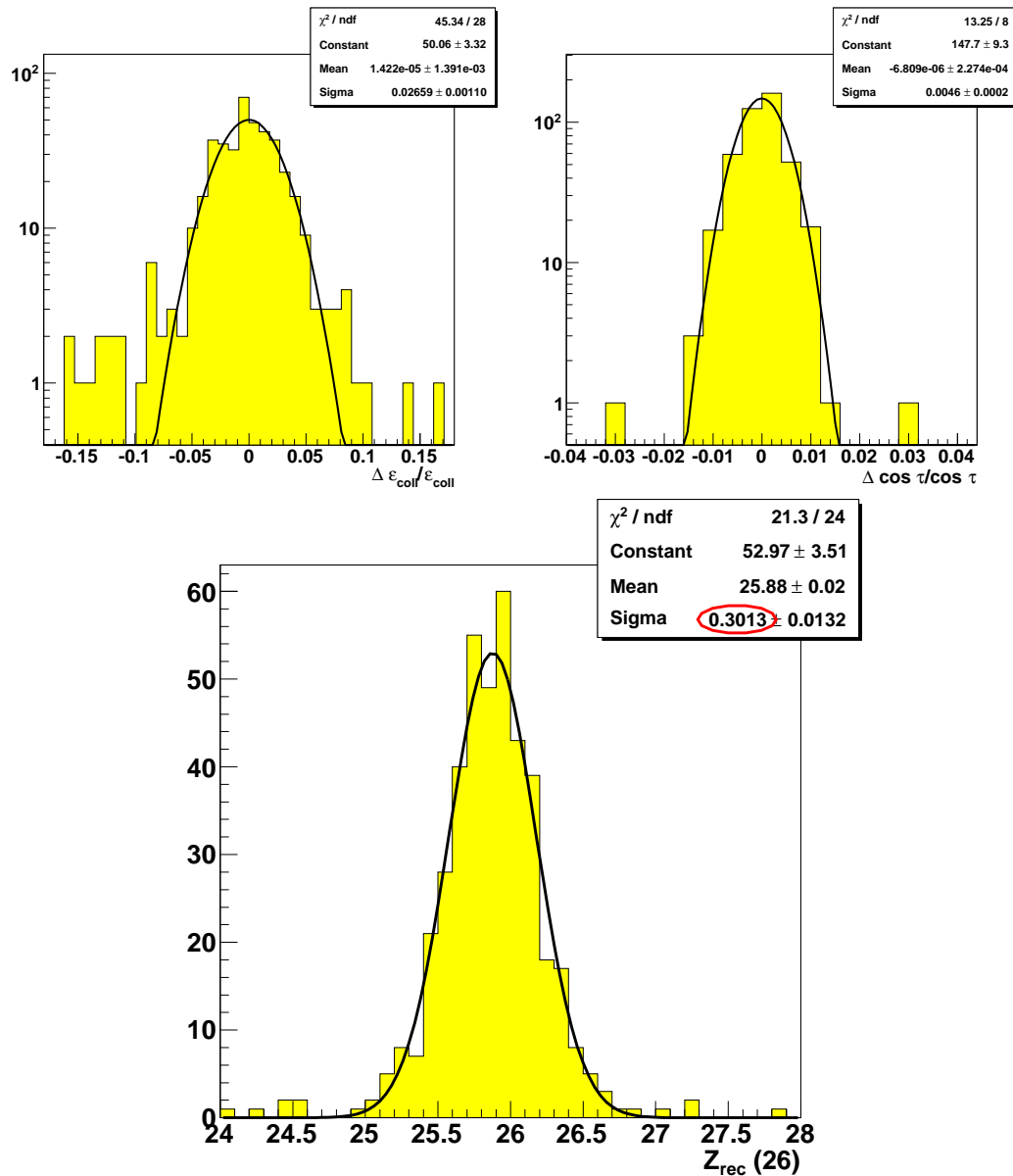


FIGURE 8.14 – Reconstruction des événements issus de noyaux de fer incidents. Les précisions sur l'efficacité de collection ($\Delta\varepsilon_{\text{coll}}/\varepsilon_{\text{coll}}$) et sur l'angle d'incidence ($\Delta \cos \tau / \cos \tau$) sont respectivement représentées en haut à gauche et à droite. La distribution de la charge reconstruite pour les noyaux de fer simulés est donnée en bas.

Pour la reconstruction des événements dans CherCam, nous utilisons seuls les événements pour lesquelles la particule incidente a traversé CherCam, les deux plans du SCD et le calorimètre, laissant un signal dans chaque détecteur. Des coupures de pureté additionnelles sont effectuées, basées sur des critères énergétiques et géométriques. La reconstruction de la charge à l'aide du SCD nous permet de sélectionner avec une bonne précision des événements correspondant aux particules incidentes d'une charge donnée. Dans la suite, l'analyse se porte sur l'élément oxygène ($Z = 8$),

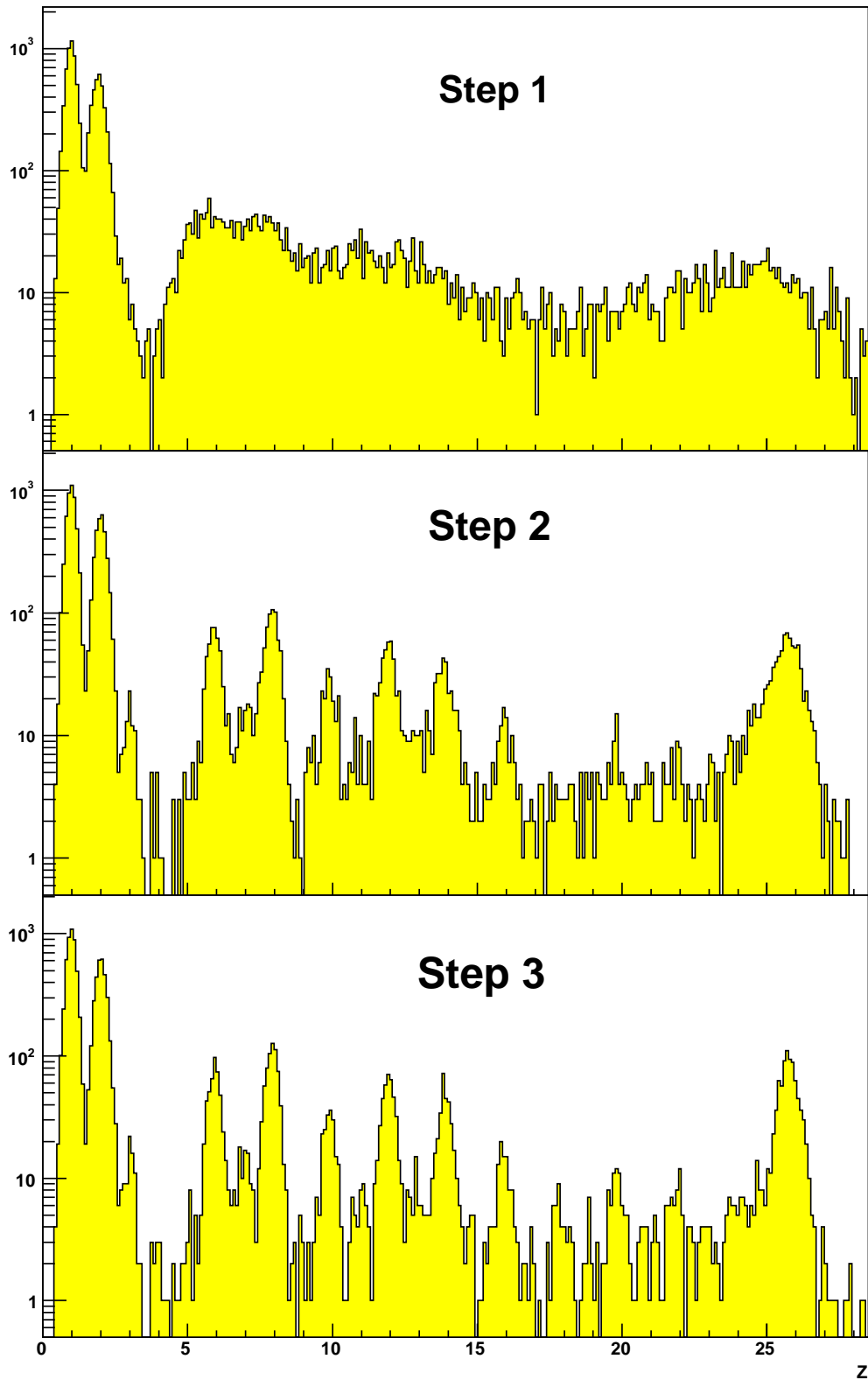


FIGURE 8.15 – Les distributions de charge obtenues après le premier pas (en haut), le deuxième pas (au milieu) et le troisième pas (en bas) de la méthode d'analyse pour une journée de données simulées.

qui est reconstruit avec une résolution de $\Delta Z = 0,22$. L'échantillon d'événements choisi contient tous les événements dont la charge reconstruite par le SCD se trouve entre 7,5 et 8,5.

Les premiers résultats de l'analyse des données en cours sont représentés sur la figure 8.16 pour les noyaux d'oxygène du rayonnement cosmique. Les distributions normalisées du nombre total des photons détectés pour des événements simulés (surface colorée jaune) et mesurés (ligne épaisse) sont montrées à gauche de cette figure. Nous pouvons y observer une bonne concordance entre le nombre de photons prévu et mesuré. Les distributions normalisées de l'angle Cherenkov θ_C des photons détectés pour des événements simulés (surface colorée jaune) et mesurés (ligne épaisse) sont données à droite de la même figure. Le pic centré à 0,31 rad correspond aux photons de l'anneau de Cherenkov et la longue traînée de la distribution aux photons dispersés par la diffusion Rayleigh. La particule incidente est exclue de cette analyse, comme décrit dans la section 2. Nous pouvons voir que le pic mesuré dû à l'anneau Cherenkov contient légèrement moins de photons que celui obtenu avec la simulation et que les photons absents sont répartis le long de la queue entière, due à la diffusion de Rayleigh. Il semble donc que la diffusion Rayleigh soit sousestimée dans notre simulation.

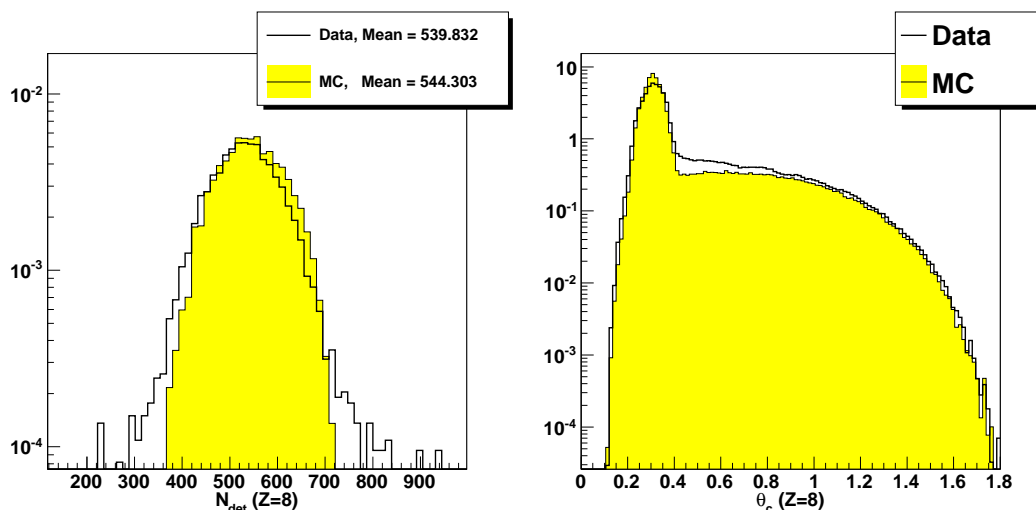


FIGURE 8.16 – Distributions normalisées du nombre total de photons détectés (à gauche) et de l'angle Cherenkov θ_C obtenues pour l'oxygène. La distribution issue de la simulation (surface colorée jaune) est superposée à celle obtenue avec les données expérimentales (ligne noire épaisse).

Dans une deuxième étape, la dépendance en fonction de l'angle d'incidence τ de ce phénomène est étudié. Tous les événements ont été repartis en quatre groupe d'angle d'incidence : $\tau < 0,2$, $0,2 < \tau < 0,4$, $0,4 < \tau < 0,7$ et $\tau > 0,7$. Pour voir aussi la géométrie de ce phénomène, tous les événements ont été superposés de façon à ce que leur point de sortie de l'aérogel soit au centre du plan x - y et ont été tournés pour avoir un angle azimutal ψ égal à 180 degrés. La figure 8.17 représente les distributions obtenues pour les quatre catégories d'angle d'incidence (colonnes) et pour les données expérimentales (première ligne) et modélisées (deuxième ligne) à partir des paramètres reconstruits. La troisième ligne correspond au rapport des

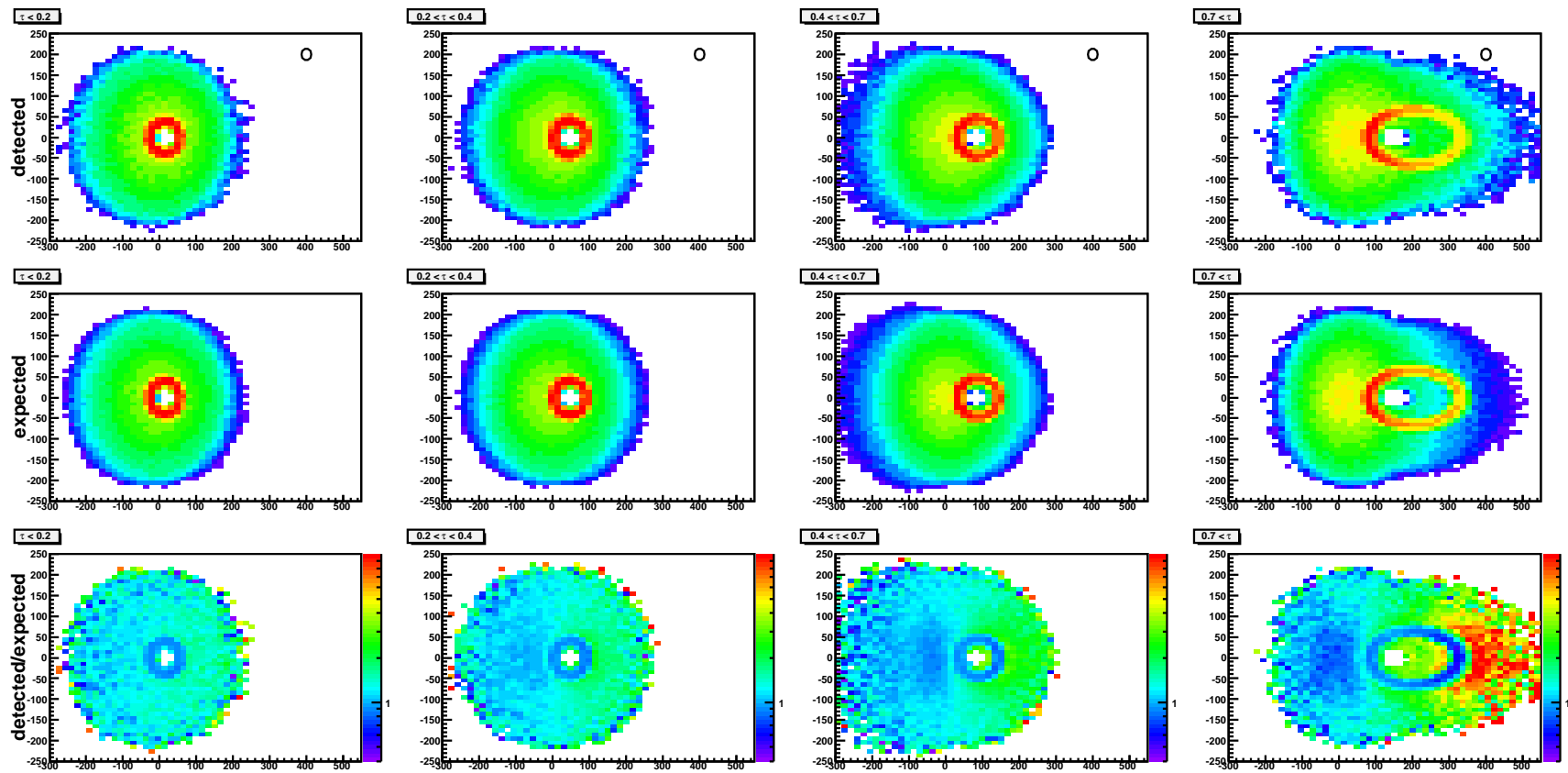


FIGURE 8.17 – Distributions obtenues pour les quatre catégories d'angle d'incidence $\tau < 0,2$, $0,2 < \tau < 0,4$, $0,4 < \tau < 0,7$ et $\tau > 0,7$ (colonnes) et pour les données expérimentales (première ligne) et modélisées (deuxième ligne) à partir des paramètres reconstruits. La troisième ligne correspond au rapport des deux distributions.

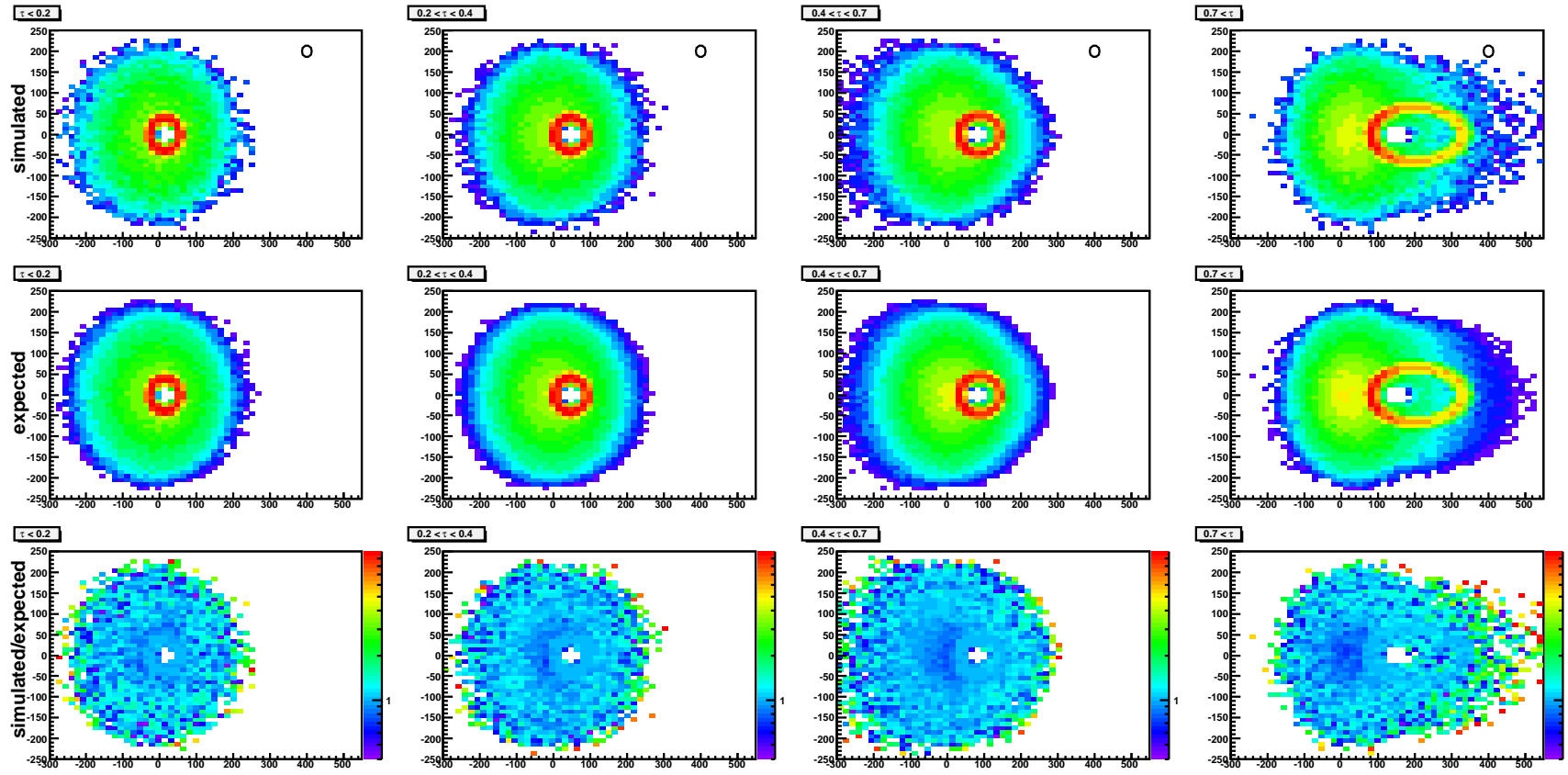


FIGURE 8.18 – Même figure que la figure 8.17. Les données expérimentales sont remplacées avec les données simulées à l'aide de la simulation *GEANT4*.

deux distributions. Nous y retrouvons le comportement de l'anneau Cherenkov déjà observé sur la figure 7.22 : l'anneau s'allonge et s'éloigne du point de sortie de l'aérogel de la particule avec l'angle d'incidence croissant. La diffusion Rayleigh est isotrope et le halo de photons diffusés se concentre donc dans la région traversée de la particule dans l'aérogel. Concentrons-nous maintenant sur la troisième ligne de la figure 8.17. Nous pouvons y observer qu'il y a plus de photons diffusés vers l'avant et au-dessus de l'anneau Cherenkov dans les données que dans les événements modélisés. Cet effet devient plus flagrant pour un angle d'incidence croissant. À grand angle, la particule traverse plus de matériaux, spécialement de l'aérogel, ce qui augmente la probabilité de la diffusion des photons Cherenkov. En même temps on peut voir une sous-abondance de photons à l'arrière de l'anneau Cherenkov, mais aussi dans l'anneau Cherenkov lui-même. Ce phénomène n'est pas observé avec la reconstruction des événements simulés (voir figure 8.18). Nous pouvons en conclure qu'il existe une différence entre les données prises et les événements simulés pas encore comprise. Divers processus sont actuellement étudiés dans le but d'expliquer ce phénomène.

Du fait que le nombre total de photons détectés correspond bien à notre évaluation avec la simulation, une reconstruction de la charge peut être effectuée. La charge de la particule incidente reconstruite avec CherCam en fonction de la charge reconstruite avec le SCD est représentée sur la figure 8.19. Cette distribution de charge préliminaire de CherCam donne une résolution $\Delta Z < 0,3$ seulement pour $Z = 1$ et 2 . La distribution de la charge pour des noyaux d'oxygène est représentée sur la figure 8.20. La résolution obtenue avec les données est de $\Delta Z = 0,34$ et est plus mauvaise que celle obtenue avec la simulation pour laquelle une résolution $\Delta Z = 0,23$ est trouvée. Ceci est probablement dû aux différences rencontrées entre les données et les résultats prévus par la simulation de Monte Carlo, ayant pour résultat une mauvaise évaluation de l'efficacité de collection $\varepsilon_{\text{coll}}$ et ainsi une dégradation de la résolution. De ce fait, le travail afin d'arriver à la résolution finale est en cours.

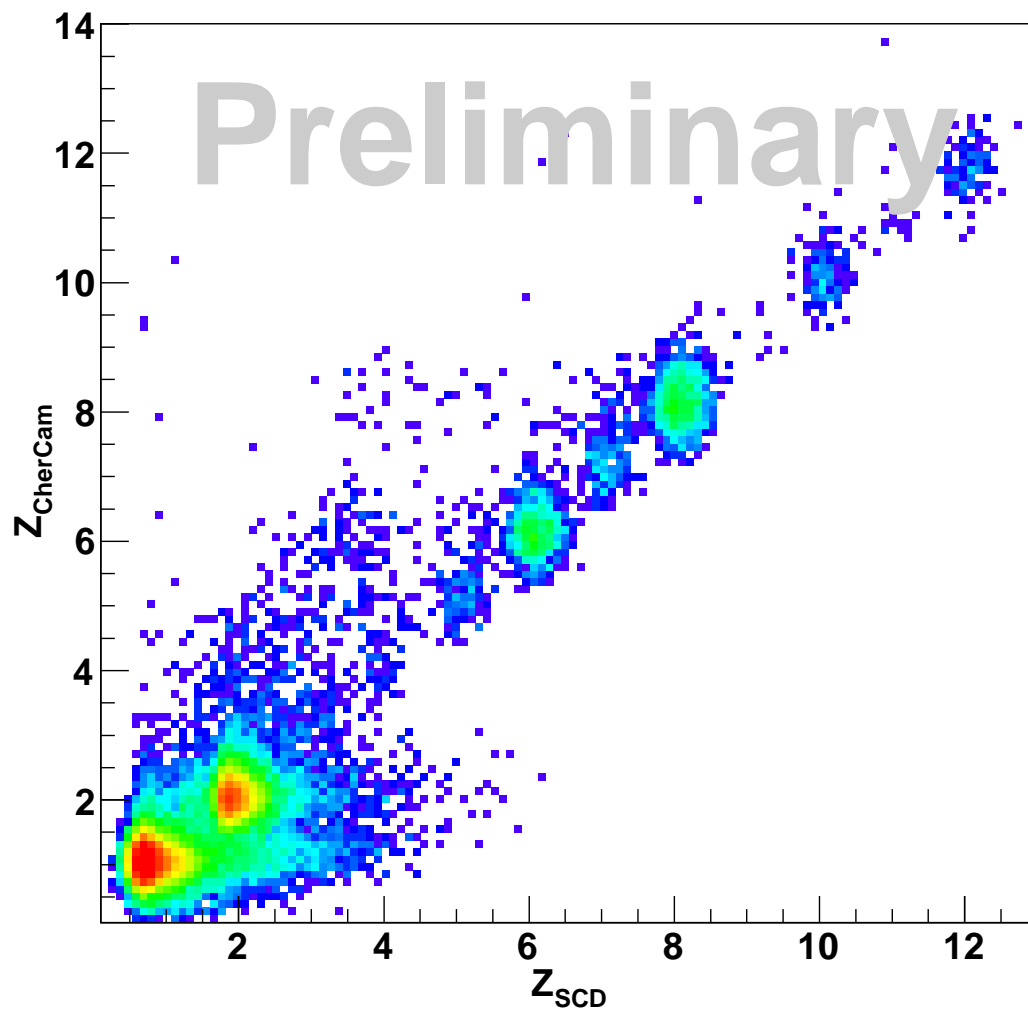


FIGURE 8.19 – La charge de la particule incidente reconstruite avec CherCam (axe y) en fonction de la charge reconstruite avec le SCD (axe x).

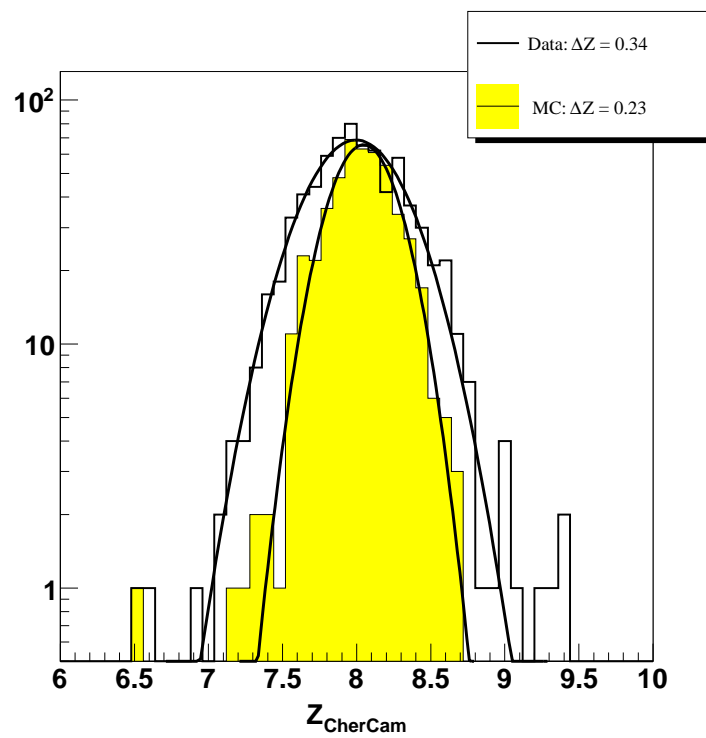


FIGURE 8.20 – Les distributions de la charge pour des noyaux d'oxygène obtenues par la simulation (surface colorée jaune) et par les données (ligne épaisse).

Bibliographie - L'analyse des données de CREAM-III

- [1] H. S. Ahn, P. Allison, M. G. Bagliesi *et al.* The Cosmic Ray Energetics And Mass (CREAM) instrument. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 579:1034–1053, September 2007.
- [2] N. Park. *A study on the elemental abundance of high energy cosmic rays measured by the Silicon Charge Detector for the CREAM experiment.* PhD thesis, Ewha Womans University, 2008.
- [3] B. Coste. Mesure et phénoménologie du rayonnement cosmique avec l'expérience CREAM. Master's thesis, Université Joseph Fourier Grenoble, 2009.
- [4] J. H. Han *et al.* Performance in flight of the CREAM-III and CREAM-IV calorimeters. In *International Cosmic Ray Conference*, International Cosmic Ray Conference, 2009.
- [5] C. AMSLER *et al.* Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 667(1-5):1–1340, September 2008.
- [6] Y. SALLAZ-DAMAZ. *Un imageur Cherenkov pour la mesure de charge des éléments du rayonnement cosmique nucléaire.* PhD thesis, Université Joseph Fourier Grenoble, 2008.
- [7] Y. SALLAZ-DAMAZ, A. BARRAU, R. BAZER-BACHI *et al.* CHERCAM: The Cherenkov imager of the CREAM experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 595:62–66, September 2008.
- [8] W. H. Press. *Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing.* 2002.

Conclusion

Quasiment un siècle après la découverte du rayonnement cosmique, beaucoup de questions entre autres sur sa nature, ses origines et sa propagation à travers le milieu interstellaire n'ont pas encore trouvé de réponses. En particulier la propagation du rayonnement cosmique est un phénomène encore très mal compris, mais qui joue un rôle clé dans la compréhension des processus physiques se déroulant dans la Galaxie. Pendant de nombreuses années, beaucoup de modèles semi-empiriques ont été développés dans l'objectif d'expliquer la propagation et les propriétés du rayonnement cosmique observés.

En connaissant les abondances de différents noyaux secondaires, produits via la spallation des noyaux du rayonnement cosmique pendant leur propagation à travers le milieu interstellaire, il est possible de contraindre plusieurs paramètres de propagation à l'aide des rapports dits secondaire sur primaire. Dans le passé des méthodes d'extraction des paramètres manuelles ou semi-automatiques ont été utilisées, mais de telles méthodes couvrent seulement partiellement l'espace des paramètres et restent qualitatives. Nous avons testé avec succès, dans le contexte de la physique du rayonnement cosmique, un Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC), un outil mathématique qui permet d'estimer les densités de probabilité *a posteriori* pour des modèles multi-dimensionnels sans intégration multi-dimensionnelle en utilisant des chaînes de Markov, tout en couvrant efficacement l'espace de paramètres à un coût minimal en temps de calcul. Un algorithme de Metropolis-Hastings avec trois fonctions d'échantillonnage différentes a été intégré dans le programme de propagation nommé USINE.

Dans une première partie, nous nous sommes concentrés sur le modèle du Leaky-Box, qui est un modèle simple, bien compris et contenant l'essentiel de la phénoménologie du rayonnement cosmique, ce qui permet de tester la robustesse du MCMC. Nous avons d'abord comparé le mérite relatif de différents modèles et nous confirmons qu'un modèle incluant une rigidité critique et une réaccélération permet de mieux ajuster les données B/C. L'indice spectral de Kolmogorov ($\delta = 0,3$) est défavorisé pour un tel modèle. Nous avons ensuite ajouté les paramètres de source dans le MCMC, c'est-à-dire l'indice spectral source, ce qui a permis de dévoiler une corrélation entre les paramètres de propagation et de source qui biaise potentiellement leur estimation.

Dans une deuxième partie, l'analyse a été étendue à un modèle de diffusion à une dimension plus réaliste. Ce modèle inclut un vent galactique constant et perpendiculaire au disque galactique et une réaccélération dite minimale. De plus, il peut être étendu pour modéliser une sous-densité du milieu interstellaire local dans le disque galactique. Nous avons d'abord comparé le mérite relatif des différents

modèles et nous confirmons qu'un modèle incluant une convection et une réaccélération permet de mieux ajuster les données B/C. Les résultats préliminaires montrent qu'un spectre de Kolmogorov est défavorisé par les données expérimentales actuelles comme pour le modèle du Leaky-Box. Nous avons montré que les données à basse énergie sont cruciales pour la détermination des paramètres de propagation et que les données à haute énergie actuelles ne sont pas assez précises et n'atteignent pas encore les énergies pour pouvoir contraindre l'indice spectral δ . Comme pour le modèle du Leaky-Box, les paramètres de source ont été ensuite ajoutés au MCMC et la valeur trouvée pour l'indice spectral source α est proche de 2,30. Finalement, nous avons étudié les contraintes additionnelles sur les paramètres de propagation obtenues à l'aide des noyaux radioactifs. Nous avons montré une première densité de probabilité *a posteriori* de la taille du halo L et la valeur la plus probable trouvée de 47 kpc est très largement supérieure à la valeur citée dans la littérature. L'effet d'une sous-densité dans le milieu interstellaire local est une atténuation exponentielle des flux des noyaux radioactifs, qui se manifeste dans une réduction de la taille du halo L . Le modèle de diffusion incluant une telle bulle locale est favorisé par les données expérimentales. Nous avons présenté les densités de probabilité *a posteriori* de la taille du halo L et du rayon r_h de la bulle locale, dont les valeurs les plus probables sont respectivement 7 kpc et 120 pc. Ce travail est encore en cours et l'étude sera étendue au modèle de diffusion à deux dimensions.

Le MCMC s'est avéré un outil qui permet de gérer des données et des modèles complexes. Le MCMC est donc adapté pour l'analyse des données des expériences futures du rayonnement cosmique. Une analyse des données d'antiprotons par exemple permettra de vérifier l'existence d'une contribution exotique.

L'expérience *Cosmic Ray Energetics And Mass* (CREAM) est un détecteur conçu pour la mesure des spectres élémentaires du rayonnement cosmique de haute énergie entre 10^{12} et 10^{15} GeV à l'aide d'une série de vols en ballon de longue durée. CREAM a accompli avec succès quatre vols en 2004, 2006, 2007 et 2008, en accumulant ainsi 118 jours de vol au total. Plusieurs sous-détecteurs de charge qui se basent sur des techniques d'identification différentes sont utilisés pour une mesure plus précise et redondante des spectres élémentaires. Un des sous-détecteurs est la *caméra CherCam* (CherCam), qui mesure la charge du rayon cosmique à l'aide de la lumière Cherenkov émise dans un radiateur en aérogel par cette particule. Pendant ma thèse, j'ai pu participer à sa construction au LPSC, à sa validation par divers tests et aux deux campagnes de vols en 2007 et 2008.

Le troisième vol de CREAM entre décembre 2007 et janvier 2008 a permis d'accumuler plus de 10^6 événements. Le développement de l'outil d'analyse des données qui permet de caractériser ces événements a commencé au début de ma thèse. L'analyse de deux autres sous-détecteurs, le calorimètre et le *Silicon Charge Detector* (SCD), a été ajoutée à ce logiciel afin de pouvoir reconstruire la trajectoire de la particule incidente, une information indispensable pour l'analyse des données de CherCam. La résolution obtenue sur la reconstruction de la trajectoire avec ces deux détecteurs s'est avérée insuffisante et une analyse en trois pas a été élaborée pour reconstruire la charge de la particule incidente avec CherCam. Cette méthode a été testée avec succès sur les données simulées. L'analyse des données réelles a révélé une sous-estimation de la diffusion du Rayleigh dans la simulation, un phénomène qui

dégrade la résolution sur la reconstruction de la charge. Une première distribution de la charge reconstruite avec CherCam a été présentée et le travail afin d'arriver à la résolution finale est en cours.

La physique du rayonnement cosmique est aujourd'hui un domaine de grande activité scientifique et les années futures devraient voir un développement important de ce champ d'étude notamment grâce aux expériences en cours comme CREAM ou à la nouvelle génération d'expériences qui vont permettre de mesurer bien plus précisément le rayonnement cosmique. Ces avancées expérimentales permettront d'exploiter pleinement les outils d'étude phénoménologique du rayonnement cosmique présentés dans cette thèse et permettront sans doute de profondément préciser ou même renouveler nos connaissances sur la physique du rayonnement cosmique : ses sources, sa propagation et le potentiel de découverte de la présence de matière noire dans notre Galaxie.

Résumé

Un siècle après la découverte du rayonnement cosmique – un flux de particules énergétiques chargées qui bombarde les couches supérieures de l’atmosphère terrestre –, beaucoup de questions restent encore ouvertes sur son origine, sa nature et son transport. La mesure précise du flux des ions du rayonnement cosmique a pour objectif d’étudier les processus d’accélération et de propagation. En particulier la mesure des rapports secondaire sur primaire permet de contraindre très efficacement les modèles de propagation car elle est directement liée au grammage vu par les particules durant leur transport. La connaissance et la caractérisation des processus liés à la propagation permet de reconstruire le spectre source du rayonnement cosmique et donc de contraindre les processus d’accélération, mais aussi de tester l’existence dans le rayonnement cosmique de contributions exotiques comme l’annihilation de particules de matière noire.

Cette thèse traite deux aspects de la physique du rayonnement cosmique : la phénoménologie et la détection. Concernant l’aspect phénoménologique, le travail présenté consiste à évaluer et à étudier les contraintes que les mesures actuelles permettent d’apporter sur les modèles de propagation du rayonnement cosmique dans la Galaxie à l’aide d’un Monte Carlo par chaînes de Markov. L’aspect expérimental de ce travail porte sur la participation à la construction, la validation et l’analyse des données du sous-détecteur CherCam – un imageur Cherenkov mesurant la charge des ions du rayonnement cosmique pour l’expérience CREAM –, dont les résultats préliminaires sont présentés.

Abstract

One century after the discovery of cosmic rays – a flux of energetic charged particles which bombards the upper layers of Earth’s atmosphere –, many questions remain still open on its origin, nature and transport. The precise measurement of the cosmic-ray ion flux aims to study the acceleration and propagation processes. In particular, the measurement of secondary-to-primary ratios allows to constrain propagation models very effectively due to its direct dependency to the grammage seen by the particles during their transport. The knowledge and the characterisation of the processes related to the propagation make it possible to reconstruct the cosmic-ray source spectrum and thus to constrain the acceleration processes, but also to test the existence of exotic contributions such as the annihilation of dark-matter particles.

This thesis treats two aspects of cosmic-ray physics: the phenomenology and the detection. Concerning the phenomenological aspect, the work presented here consists in evaluating and studying the constraints on galactic cosmic-ray propagation models provided by current measurements using a Markov Chain Monte Carlo. The experimental aspect of this work concerns the participation in the construction, the validation and the data analysis of the CherCam subdetector – a Cherenkov imager measuring the charge of cosmic-ray ions for the CREAM experiment – whose preliminary results are presented.