



HAL
open science

Détection de rayons gamma cosmiques et potentiel de découvertes avec le spectromètre AMS-02

Loic Girard

► **To cite this version:**

Loic Girard. Détection de rayons gamma cosmiques et potentiel de découvertes avec le spectromètre AMS-02. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2004. Français. NNT: . tel-00008770

HAL Id: tel-00008770

<https://theses.hal.science/tel-00008770>

Submitted on 14 Mar 2005

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

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

UNIVERSITE DE SAVOIE
U.F.R. S.F.A.

THESE

présentée pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE SAVOIE**

Spécialité : Physique des Particules

par

Loïc GIRARD

**Détection de rayons γ cosmiques et
potentiel de découvertes avec le spectromètre AMS-02.**

Soutenue le 9 décembre 2004 devant la commission d'examen

Monsieur Juan ALCARAZ	Examineur
Monsieur Franco CERVELLI	Rapporteur
Monsieur Jacques COLAS	Président
Monsieur Bernard DEGRANGE	Examineur
Monsieur Benoît LOTT	Rapporteur
Madame Sylvie ROSIER-LEES	Directrice de thèse

A ma famille.

Table des matières

Introduction	9
1 Description du détecteur AMS-02	13
1.1 Introduction et historique de l'expérience	13
1.2 Buts de physique	14
1.2.1 Rayonnement cosmique	14
1.2.2 Antimatière	15
1.2.3 Matière noire	18
1.2.4 Rayons γ	22
1.3 Description des sous-détecteurs	23
1.3.1 Aimant Supraconducteur (MG)	25
1.3.2 Trajectomètre (TRK)	26
1.3.3 Compteurs de Temps de Vol (TOF)	28
1.3.4 Compteurs Anti-Coïncidence (ACC)	29
1.3.5 Détecteur à Radiation de Transition (TRD)	30
1.3.6 Compteur Cerenkov à Imagerie Annulaire (RICH)	32
1.3.7 Calorimètre Electromagnétique (ECAL)	35
1.3.8 Traceur d'étoiles (Star-Tracker) et Mesure du Temps Absolu (GPS)	36
1.3.9 Résumé	37
1.4 Electronique embarquée	39
1.4.1 Electronique des sous-détecteurs	39
1.4.2 Déclenchement et acquisition de données	39
Bibliographie	41
2 Description du calorimètre électromagnétique	43
2.1 Principes de calorimétrie	43
2.1.1 Gerbe électromagnétique	43
2.1.2 Séparation électrons/protons	47

2.2	Description du calorimètre	48
2.2.1	Le matériau scintillateur (Pancake)	48
2.2.2	Structure mécanique	50
2.2.3	Collection de lumière	50
2.3	Chaîne électronique de lecture	50
2.3.1	Partie analogique	50
2.3.2	Châssis (Ecal Crate - Ecrate)	56
2.3.3	Générateurs de tension (Power supply)	56
2.4	Déclenchement autonome sur les photons (Trigger- γ)	56
2.4.1	Motivation	56
2.4.2	Algorithme	59
	Bibliographie	63
3	Analyse des données d'un faisceau-test pour le calorimètre	65
3.1	Objectifs	65
3.2	Préparation	67
3.2.1	Installation	67
3.2.2	Détermination de la haute tension des PMs	68
3.2.3	Chaîne d'électronique	69
3.3	Observation des Particules au Minimum d'Ionisation	70
3.3.1	Piédestaux	70
3.3.2	Canaux morts	72
3.3.3	Egalisation des photomultiplicateurs avec les MIPs	72
3.4	Observation des signaux de dynodes	74
3.5	Calibration avec les électrons	74
3.5.1	Des données brutes à une reconstruction complète	74
3.5.2	Sélection des électrons	78
3.5.3	Paramètres de longueur d'atténuation	79
3.5.4	Variation de gain	79
3.5.5	Correction de fuite longitudinale	81
3.6	Mesure des performances	84
3.6.1	Linéarité en énergie	84
3.6.2	Résolution en énergie	86
3.6.3	Longueur de radiation	104
3.6.4	Résolution angulaire	111

3.6.5	Acceptance du calorimètre	115
3.7	Comparaison avec les simulations Monte-Carlo	118
3.7.1	Linéarité en énergie	118
3.7.2	Résolution en énergie	119
3.7.3	Longueur de radiation	121
3.7.4	Résolution angulaire	122
3.7.5	Corrélation entre les points générés et reconstruits	124
3.8	Conclusion générale	124
	Bibliographie	127
4	Astronomie γ	129
4.1	Intérêt des γ	129
4.2	Détecteurs- γ au sol	129
4.2.1	Echantillonneurs de particules chargées	131
4.2.2	Détecteurs Cerenkov atmosphériques	131
4.3	Détecteurs- γ embarqués sur satellites	136
4.3.1	SAS-2 et COS-B	136
4.3.2	BATSE et EGRET à bord de C-GRO	136
4.3.3	AGILE	139
4.3.4	GLAST	139
4.3.5	AMS-02 sur l'ISS	139
4.4	Sources- γ ponctuelles et galactiques	143
4.4.1	Pulsars	143
4.4.2	Plérions	143
4.4.3	Restes de supernovae en coquille	144
4.5	Sources- γ ponctuelles et extragalactiques	147
4.5.1	Noyaux actifs de galaxie	147
4.5.2	Sursauts- γ	153
4.6	Sources- γ diffuses	158
4.6.1	Emission diffuse galactique	158
4.6.2	Emission diffuse extragalactique	158
4.7	Le Centre Galactique	161
	Bibliographie	163
5	Exposition du détecteur	169
5.1	Méthode pour le calcul des expositions	169

5.1.1	Orbite de la station dans le repère équatorial	169
5.1.2	Coordonnées galactiques et équatoriales	174
5.1.3	Calcul du temps d'observation	175
5.1.4	Anomalie Sud Atlantique	175
5.2	Résultats pour le temps d'observation	176
5.2.1	Temps d'observation pour le trajectomètre	176
5.2.2	Temps d'observation pour le calorimètre	176
5.3	Résultats pour l'acceptance	181
5.3.1	Acceptance du trajectomètre	181
5.3.2	Acceptance géométrique du calorimètre	181
5.4	Résultats pour quelques sources	182
	Bibliographie	186

6 Estimation des fonds par rapport au signal- γ 189

6.1	Introduction au bruit des protons	189
6.1.1	Interaction des protons dans l'appareillage	189
6.1.2	Problème des protons venant de côté	189
6.2	Effet des présélections	190
6.3	Reconstruction de l'angle d'incidence	193
6.4	Variables basées sur la forme de la gerbe	196
6.4.1	Energies dans 2 et 5 cm	196
6.4.2	Energie longitudinale et transverse	196
6.4.3	χ^2 pour le profil longitudinal	198
6.4.4	Maximum du profil longitudinal	198
6.4.5	Energie déposée dans les 3 (ou 5) premiers (ou derniers) superplans	198
6.4.6	Largeurs en x et y	198
6.5	Variables pour la reconstruction de la direction	201
6.5.1	Extrapolation de la trajectoire à l'altitude du TRD	201
6.5.2	χ^2 pour la direction	201
6.6	Classement des variables discriminantes	201
6.7	Elimination du fond de protons	205
6.7.1	Description de la méthode pour l'optimisation des sélections	205
6.7.2	Premier exemple	206
6.7.3	Application avec des γ de diverses énergies	213
6.7.4	Exemples de distributions associées	214

6.7.5	Résultats pour les acceptances	222
6.8	Mesure des spectres de l'émission diffuse γ	228
6.8.1	Mesure de l'émission γ galactique	228
6.8.2	Protons et γ extragalactiques	228
6.9	Bruit des γ cosmiques	235
6.9.1	Sensibilité à une source extragalactique	235
6.9.2	Mesure et soustraction des γ des émissions γ galactique et extragalactique	235
6.10	Conclusion	238
	Bibliographie	242
7	Observation du pulsar-γ Vela	245
7.1	Mécanismes d'émission- γ	245
7.1.1	Cause de l'émission	247
7.1.2	Modèle de la calotte polaire	248
7.1.3	Modèle de la cavité externe	249
7.1.4	Quelles mesures pour la discrimination des modèles?	249
7.1.5	Conclusion	250
7.2	Paramétrisation des spectres γ	253
7.3	Mesure des spectres γ avec AMS	253
7.4	Conclusion	258
	Bibliographie	260
8	Potentiel d'un signal-γ supersymétrique provenant du Centre Galactique	263
8.1	Modèle Standard de la physique des particules	263
8.1.1	Construction du lagrangien	264
8.1.2	Limites du modèle	265
8.2	Supersymétrie	266
8.2.1	Construction du superlagrangien	267
8.2.2	Modèle de supergravité mSUGRA	267
8.2.3	Conclusion	268
8.3	Flux de γ provenant de l'annihilation de neutralinos	268
8.3.1	Densité relique de neutralinos	269
8.3.2	Profils de densité de matière noire du halo galactique	270
8.4	Illustrations du potentiel du calorimètre pour la Matière Noire Supersymétrique	272
8.4.1	Modèle mSUGRA avec un premier jeu de paramètres (focus point)	272
8.4.2	Modèle mSUGRA avec deux autres jeux de paramètres (points de référence)	274

8.5 Conclusion	275
Bibliographie	279
Conclusion	281

Introduction

L'association récente de la Physique des Particules et de l'Astrophysique est le domaine des Astroparticules. Longtemps, la lumière visible a été le seul messager de l'espace, mais les progrès techniques et scientifiques du 20^{ème} siècle dernier ont permis le début de l'exploration complète du spectre électromagnétique. En outre, les progrès effectués ont permis une étude sur d'autres messagers que les photons. Ces messagers sont appelés astroparticules. Aujourd'hui, les composantes du rayonnement électromagnétique et du rayonnement chargé sont détectables; demain, les neutrinos ou encore les ondes gravitationnelles le seront.

Le détecteur AMS-02 (Alpha Magnetic Spectrometer) sera un spectromètre magnétique installé à partir de 2007 sur la Station Spatiale Internationale (International Space Station - ISS), anciennement appelée station Alpha. Avec une mission appelée à durer au minimum 3 ans, ce détecteur, analogue à ceux utilisés en physique des particules, réalisera des mesures précises et à grande statistique des flux associés aux diverses composantes du rayonnement cosmique *chargé*. Les mesures réalisées aideront à répondre aux interrogations concernant les modèles de propagation du rayonnement cosmique, l'absence apparente d'antimatière dans notre Univers et la constitution de la matière noire. Afin de valider la technologie permettant le travail dans l'espace, un premier détecteur, AMS-01, a été embarqué sur la navette américaine Discovery du 2 au 11 juin 1998. Non seulement, cette mission a été un succès technique mais environ 100 millions d'événements ont été collectés dans une plage en rigidité comprise entre 0.1 et 200 GV. Les flux de p (protons), He (noyaux d'Hélium), e^\pm (positons/électrons), \bar{p} (antiprotons) et D (deutons) ont été mesurés et un des résultats de la mission est une limite supérieure sur le rapport \overline{He}/He égale à $1,1.10^{-6}$.

Le spectromètre AMS-02 est plus grand et plus performant que le précédent : grâce à l'ajout d'un aimant supraconducteur, la mesure de l'impulsion est ainsi améliorée par un facteur 10. Le détecteur AMS-02 opère dans les mêmes conditions de fonctionnement que le détecteur AMS-01 mais sur une gamme en rigidité étendue jusqu'à quelques TV. Parmi les nouveaux sous-détecteurs employés figure un calorimètre électromagnétique dont la mesure en énergie s'étend du GeV au TeV. Bien que conçu pour l'étude du rayonnement cosmique chargé des protons aux positons, AMS-02 est aussi apte à l'étude du rayonnement γ du GeV au TeV par deux modes de détection distincts. Le premier mode concerne les γ se convertissant en paires e^+e^- , la mesure de deux traces de sens opposés est réalisée par le trajectomètre, l'énergie et la direction des γ sont alors reconstruites. Le second mode concerne les γ ne se convertissant pas et étant directement détectés par le calorimètre électromagnétique à l'aide d'un déclenchement γ autonome. L'étude des gerbes développées au sein de ce dernier permet la reconstruction de l'énergie et de la direction des γ .

Cette thèse s'articule sur la problématique suivante : quelle est le potentiel d'AMS-02 pour l'astrophysique γ ? Actuellement, la gamme en énergie de quelques GeV à 100 GeV n'est pas couverte. A titre d'exemple, l'ex-détecteur spatial EGRET fonctionnait en-dessous de 10 GeV et le télescope au sol HESS I fonctionne au-delà de 100 GeV. Il existe donc un domaine inexploré du GeV vers la centaine de GeV, pour lequel des mesures de précision seront possibles à l'aide notamment des détecteurs spatiaux GLAST et AMS-02. Le travail de thèse présenté est composé de deux parties complémentaires. La

première partie s'intéresse à la calibration au sol et aux performances mesurées en test-faisceau du calorimètre électromagnétique, ce dernier étant essentiel pour la détection des γ . La seconde partie s'intéresse au potentiel de découverte des rayons γ de haute énergie, concernant les sources ponctuelles telles que les pulsars ou le Centre Galactique.

Dans la première partie du chapitre 1, les buts de physique associés au spectromètre AMS-02 sont expliqués : étude du rayonnement cosmique chargé, recherche de l'antimatière, détection indirecte de la matière noire, et mesure des rayons γ . Dans une seconde partie, les sous-détecteurs sont décrits, qu'il s'agisse du coeur d'AMS-02 (aimant supraconducteur/trajectomètre) ou encore des détecteurs non-installés dans l'expérience AMS-01 (détecteur à radiation de transition, compteur cerenkov à imagerie annulaire, calorimètre électromagnétique). Enfin l'électronique embarquée est décrite.

Dans le chapitre 2, quelques principes de calorimétrie électromagnétique sont rappelés : description d'une gerbe électromagnétique et séparation e/p sont discutés. Le calorimètre électromagnétique d'AMS-02 est décrit : du matériau scintillateur à la collection de lumière. La chaîne électronique de lecture est aussi présentée, cette discussion introduisant la description du déclenchement γ autonome.

Dans le chapitre 3, le premier travail de thèse est décrit. Le sujet concerne l'analyse des données d'un faisceau-test en juillet 2002 au Cern sur le modèle d'ingénierie du calorimètre. **Après avoir participé à la préparation et à la prise de données, j'ai, en premier lieu, avec l'observation des Particules au Minimum d'Ionisation, d'une part, validé le système de collection de lumière et la chaîne électronique de lecture, et d'autre part, égalisé les anodes des photomultiplicateurs. En outre, ma mesure des signaux de la dernière dynode des photomultiplicateurs valide l'utilisation du déclenchement γ autonome. La calibration avec les électrons est décrite avec notamment la sélection des électrons, les paramètres de longueurs d'atténuation et la correction de fuite longitudinale. Les mesures des performances du calorimètre sont ensuite réalisées telles que la linéarité et la résolution en énergie. A la suite des résultats de ces dernières, j'ai développé une seconde méthode pour la calibration des anodes des photomultiplicateurs, basée sur des runs d'électrons à énergie fixe, et permettant de re-évaluer la résolution en énergie. J'ai ensuite mesuré les autres performances du calorimètre : longueur de radiation, résolution angulaire, et acceptance du calorimètre. Nous avons finalement comparé toutes ces performances aux simulations Monte-Carlo.**

Dans le chapitre 4, l'intérêt de l'astronomie γ est rappelé. Les détecteurs au sol et spatiaux, opérant respectivement à basse énergie entre le MeV et le GeV et à haute énergie au TeV, sont décrits, et les expériences associées citées. Les sources- γ , qu'elles soient ponctuelles et galactiques (restes de supernovae), ponctuelles et extragalactiques (noyaux actifs de galaxie et sursauts- γ), ou encore diffuses (émission diffuse galactique et émission diffuse extragalactique) sont décrites. Le Centre Galactique est également discuté. Pour chaque type de source est mentionné l'apport d'AMS-02.

Dans le chapitre 5, le second travail de thèse est décrit. Mon étude concernant l'exposition d'AMS-02 aux γ est basée sur un travail précédent, qui a permis le calcul de la trajectoire de la station ISS. **J'ai repris ce travail, en incluant notamment l'Anomalie Sud-Atlantique pour le calcul du temps d'observation. J'ai ainsi construit de nouvelles cartes pour le temps d'observation. Des cartes d'observabilité, cette dernière étant le produit de la surface effective de détection pour les γ et du temps d'observation, ont également été estimées séparément pour le trajectomètre et le calorimètre. Pour le trajectomètre, la surface effective de détection en fonction de l'angle d'incidence est basée sur les simulations Monte-Carlo. Pour le calorimètre, elle est basée uniquement sur des considérations géométriques, en considérant, en outre, une efficacité de détection de 100% et un taux de non-conversion des γ en e^+e^- dans le détecteur à transition de radiation égal à 80%. Enfin, pour quelques sources, les temps d'observation et les observabilités par les trajectomètre et calorimètre sont donnés.**

Dans le chapitre 6, j'ai estimé les fonds par rapport au signal γ d'une source ponctuelle : bruit dû aux protons et émissions diffuses γ galactique et extragalactique. Le premier bruit, réductible, est constitué par les protons venant sur les côtés du calorimètre et ne passant pas à travers le système de déclenchement dédié aux particules chargées. **Ma connaissance du calorimètre, grâce à l'analyse des données du faisceau-test décrit au chapitre 3, a permis la construction de nouvelles variables discriminant les protons des γ ; ces dernières variables sont basées notamment sur ma propre méthode de reconstruction de l'angle d'incidence. Un programme d'optimisation des coupures sur ces variables discriminantes a été ensuite appliqué sur divers lots simulés de γ et de protons, permettant de maximiser, pour une bande d'énergie donnée, l'efficacité pour les γ et la réjection pour les protons. A partir de cette optimisation, j'ai ainsi calculé des acceptances pour les γ . J'ai aussi déterminé si la mesure du flux des γ galactiques ou extragalactiques est possible par rapport à celle du flux des protons survivants.** Dans le cas de la mesure du signal γ issu d'une source ponctuelle, le second bruit, irréductible, est constitué par les γ de l'émission diffuse galactique et extragalactique. **Connaissant les acceptances, j'ai estimé la sensibilité à une source extragalactique. Enfin, j'ai développé une méthode basée sur le déplacement du cône de détection autour de la source ponctuelle afin de s'affranchir de l'émission diffuse γ .**

Dans le chapitre 7, le potentiel d'AMS-02 pour l'observation du pulsar Vela a été estimé. Les deux principaux mécanismes d'émission γ , basés sur les modèles de la calotte polaire et de la cavité externe, sont explicités. **J'ai déterminé, pour le pulsar Vela, les paramétrisations des spectres associés à ces mécanismes. Connaissant le spectre initial et les acceptances du calorimètre et du trajectomètre, j'estime alors la possibilité au bout d'un an de fonctionnement pour AMS-02 de distinguer les mécanismes d'émission- γ .**

Dans le chapitre 8, le potentiel d'AMS-02 pour l'observation d'un signal γ supersymétrique provenant du Centre Galactique a été estimé. Une extension possible du Modèle Standard de la physique des particules, la Supersymétrie, est discutée : dans le cadre de ce modèle, les neutralinos, particules supersymétriques les plus légères s'annihilent en produisant notamment une contribution supplémentaire au flux γ classique. **Dans le cadre de la version locale de l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard (mSUGRA), j'illustre le potentiel du calorimètre d'AMS-02 pour l'observation d'un signal γ supersymétrique provenant du Centre Galactique, avec trois jeux différents de paramètres, et ce pour un ou dix an(s) de fonctionnement.**

Dans la conclusion, je rappelle les résultats obtenus dans les première et seconde parties de la thèse, en remplaçant cette dernière dans une perspective future.

Chapitre 1

Description du détecteur AMS-02

Résumé du chapitre :

Les buts de physique du détecteur AMS-02 et les différents sous-détecteurs qui le composent sont décrits. AMS-02 est un spectromètre qui sera installé sur la Station Spatiale Internationale à partir de 2007. Ce détecteur, basé sur les techniques de la physique des particules, étudiera le rayonnement cosmique dans un vaste gamme d'énergie, de quelques GV à quelques TV pour les particules chargées et de quelques GeV à quelques centaines de GeV pour les rayons γ . Il permettra donc une étude multi-messagers (sauf en neutrino) des signaux cosmiques.

1.1 Introduction et historique de l'expérience

AMS-02 est un spectromètre magnétique qui sera opérationnel sur la station spatiale internationale à partir de 2007, et ce pour une durée de 3 à 5 ans. Opérant dans l'espace, à une altitude de 380 kilomètres et sur une orbite inclinée de 51.63° par rapport à l'équateur, ce détecteur de physique des particules est soumis à des conditions fort différentes de celles terrestres. Parmi elles, on citera :

- les contraintes mécaniques avec les vibrations et accélérations subies au décollage,
- les contraintes thermiques avec une plage de température externe de -40° à $+50^\circ$ C,
- les contraintes pour l'électronique avec les radiations.

Pour savoir si un tel détecteur fonctionnera dans de telles conditions, une phase préparatoire a donné naissance à un premier détecteur AMS-01. Installé en juin 1998 sur la navette Discovery (vol STS-91), ce détecteur a été en orbite pendant 10 jours autour de la Terre à une altitude et une inclinaison comparables à celles de la station spatiale internationale. Non seulement, cette mission a permis la validation de la technologie utilisée, mais ce premier détecteur a collecté, pendant 100 heures de prise de données, une centaine de millions de particules cosmiques. Une telle récolte a abouti à des résultats nouveaux [1], qui sont :

- une mesure précise, sur une gamme de rigidité comprise entre 0.1 et 200 GV, des flux de p , e^\pm , He , \bar{p} et D ,
- une limite supérieure sur le rapport \overline{He}/He de $1,1 \cdot 10^{-6}$, la recherche de noyaux d'antihélium ayant été réalisée pour une rigidité comprise entre 1 et 140 GV,
- l'existence, pour chaque particule et noyau, d'un spectre primaire à haute énergie et d'un spectre secondaire à plus basse énergie, les flux étant du même ordre de grandeur. La composante due aux particules secondaires, piégées dans une bande équatoriale créée sous l'influence du champ géomagnétique, s'étend du seuil de détection (~ 0.4 GeV) jusqu'à la coupure géomagnétique (~ 10 GeV dans la région équatoriale et pour les protons), cette coupure étant fonction de la latitude géomagnétique.

Ce succès a validé la construction d'un second spectromètre : AMS-02, doté d'une plus grande acceptance ($0.5 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$) et opérant sur une durée d'au moins 3 ans. Ces deux dernières caractéristiques permettent la haute statistique des spectres en énergie recherchée, ceux-ci s'étendant du GeV à quelques TeV par nucléon. Si en plus d'une haute statistique, ces spectres disposent d'une haute précision, alors leur connaissance permet d'atteindre les buts scientifiques d'AMS-02 que sont :

- une meilleure compréhension du mode de propagation dans la galaxie des rayons cosmiques,
- une mesure ou une limite supérieure sur la fraction d'antimatière contenue dans les rayons cosmiques,
- une signature éventuelle des annihilations de particules exotiques associées à la matière noire,
- une compréhension des mécanismes d'émission- γ de sources astrophysiques, par la collection de rayons γ de haute énergie sur une plage d'énergie inexplorée.

Ces buts sont détaillés dans la section suivante.

1.2 Buts de physique

1.2.1 Rayonnement cosmique

AMS-02 mesurera, avec une statistique élevée, les flux des composantes du rayonnement cosmique chargé jusqu'à $Z \sim 26$, dans une plage d'énergie comprise entre 0.1 GeV/nucléon et 1 TeV/nucléon. En effet, ce rayonnement n'est pas encore bien connu, alors que la mesure précise des flux apporte des informations essentielles aussi bien sur les mécanismes de genèse et de transport que sur les sources de la Galaxie.

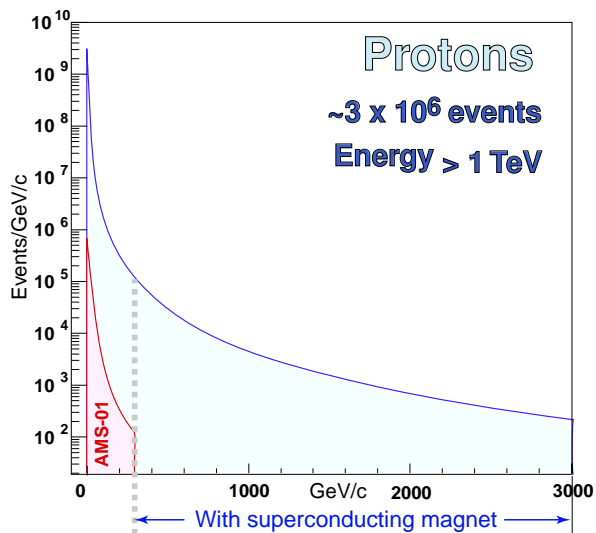


FIG. 1.1: Spectres des protons mesuré par AMS-01 et prédit pour AMS-02.

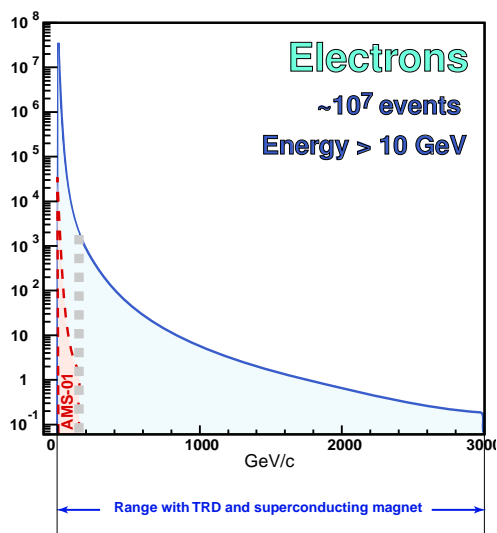


FIG. 1.2: Spectres des électrons mesuré par AMS-01 et prédit pour AMS-02.

On sait que le rayonnement cosmique créé dans les processus stellaires est confiné dans la galaxie pendant environ 100 millions d'années. Les isotopes radioactifs des noyaux légers permettent de mesurer le temps de confinement dans la galaxie et de comprendre un certain nombre de mécanismes. Un exemple est le Béryllium ($Z=4$), l'isotope Be^9 est stable tandis que l'isotope Be^{10} a une durée de vie moyenne de 1.5 million d'années. AMS devrait enregistrer quotidiennement environ 400 noyaux de Be^{10} sur une plage d'énergie de 0.1 à 10 GeV/nucléon, alors que l'ensemble des expériences faites jusqu'à présent n'en ont enregistré que quelques dizaines au total en 15 années, sur une plage d'énergie

de 0.1 à 2 GeV/nucléon. Avec une mesure précise du rapport Be^9/Be^{10} , non seulement le temps de confinement dans la galaxie des particules chargées est déterminé, mais aussi la densité moyenne du milieu interstellaire traversé.

Il existe également d'autres rapports intéressants tel celui de B/C, qui est sensible aux paramètres de propagation et d'accélération. La connaissance du spectre du noyau d'oxygène permet lui de fixer l'abondance des sources et d'autres paramètres des modèles. Dans la [table 1.1](#) sont listés le nombre de particules qui sera collecté par AMS au bout de 3 ans.

	> 1 GeV/c	> 5 GeV/c	> 10 GeV/c	> 100 GeV/c	> 1 TeV/c
protons			6.1×10^9	1.5×10^8	2.5×10^6
hélium	6.4×10^8	4.3×10^8	2.1×10^8	7.3×10^6	1.7×10^5
électrons	1.4×10^8	7.3×10^7	6.8×10^6	7.2×10^4	5.4×10^2
antiprotons	1.5×10^6	1.1×10^6	1.4×10^4	3.2×10^3	5.8×10^2
positons	9.0×10^6	3.8×10^6	3.0×10^5	1.6×10^3	6

TAB. 1.1: *Statistiques attendues au bout de 3 ans de prise de données pour les principales composantes du rayonnement cosmique en fonction de diverses énergies de seuil.*

AMS, en mesurant les spectres de rayons cosmiques ([fig. 1.1, 1.2, 1.3 et 1.4](#)), permet de déduire des paramètres de propagation et d'accélération. Si ces paramètres sont autorisés par certains modèles de diffusion, alors ces derniers sont les plus à même de décrire la réalité.

Pour atteindre ce but, une mesure de la charge pour l'identification des éléments et une détermination de la masse, via une mesure de la rigidité et de la vitesse, pour l'identification des isotopes sont nécessaires. De telles mesures sont assurées pour AMS-02 par les compteurs TOFs, le trajectomètre, et le compteur Cerenkov.

1.2.2 Antimatière

L'antimatière mentionnée ici, n'est pas celle créée lors de réactions de spallation entre les noyaux et le milieu interstellaire (qui donnent essentiellement des antiprotons¹), mais l'antimatière primordiale créée en quantité égale avec la matière lors de la création de l'univers (ce sont des antiprotons, noyaux d'antihélium, noyaux d'anticarbone...) à l'origine éventuelle d'antiétoiles composées d'antinoyaux plus lourds tels l'anticarbone.

A propos de l'antimatière, il est possible de poser deux questions :

- si l'univers est symétrique - c'est à dire si il contient autant de matière que d'antimatière -, pourquoi localement dans notre galaxie et dans celles qui nous entourent il n'y a que de la matière ?
- inversement, s'il n'existe plus d'antimatière primordiale dans l'univers, comment les lois de conservation ont-elles pu être violées pour engendrer la disparation de l'antimatière et donc donner un univers exclusivement fait de matière ? Cette dernière question est liée aux trois conditions de Sakharov permettant, à partir d'une symétrie matière-antimatière, l'existence d'un Univers fait de matière : les conditions sont la violation du nombre baryonique, la violation de la symétrie CP, et la baryogénèse dans un Univers hors équilibre thermodynamique [4].

Si on imagine l'existence d'une étoile d'antimatière, dont le combustible élémentaire serait les antiprotons de l'univers primordial, alors celle-ci va éjecter des anti-noyaux, tels l'antihélium ou l'anticarbone, qui en voyageant à travers l'espace ont deux destins :

¹Pour des antiparticules secondaires, c'est-à-dire produites lors de réactions entre les noyaux et le milieu interstellaire, le rapport \bar{p}/p est de 10^{-4} , le rapport ${}^3\bar{He}/\bar{p}$ de 10^{-13} , le rapport \bar{C}/\bar{p} de 10^{-56} [3].

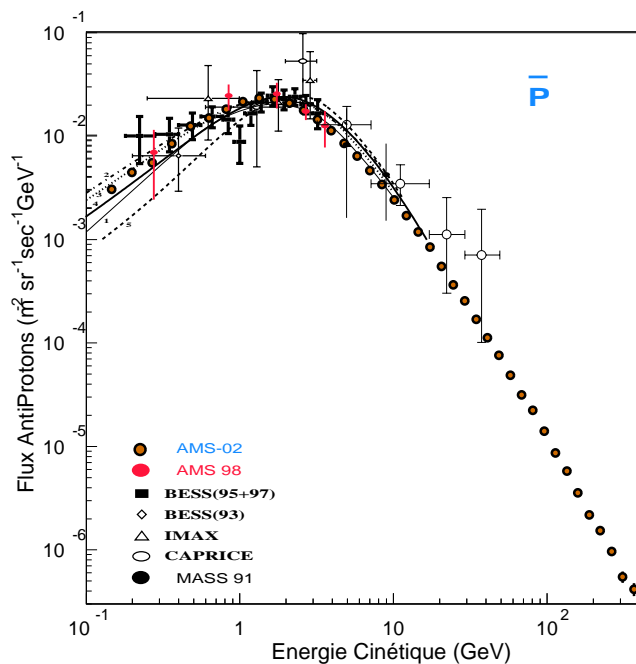


FIG. 1.3: Spectre d'antiprotons mesuré par les expériences ballons et satellites. Le spectromètre PAMELA, dont le lancement est prévu début 2005, participera à la mesure de ce spectre. Il tournera à bord du satellite Resurs DK1 sur une orbite d'altitude moyenne de 500 km et inclinée à 70.4° par rapport à l'équateur : les particules de basse énergie pourront ainsi être détectées. Pour une durée de 3 ans, 3×10^4 antiprotons seront collectés entre 0.08 et 190 GeV. Ce nombre est à comparer aux 1.5×10^6 antiprotons d'énergie supérieure à 1 GeV collectés par AMS-02. Le rapport des acceptances, $0.002 \text{ m}^2 \text{ sr}$ pour le détecteur PAMELA, $0.5 \text{ m}^2 \text{ sr}$ pour le détecteur AMS-02, joue en faveur de ce dernier.

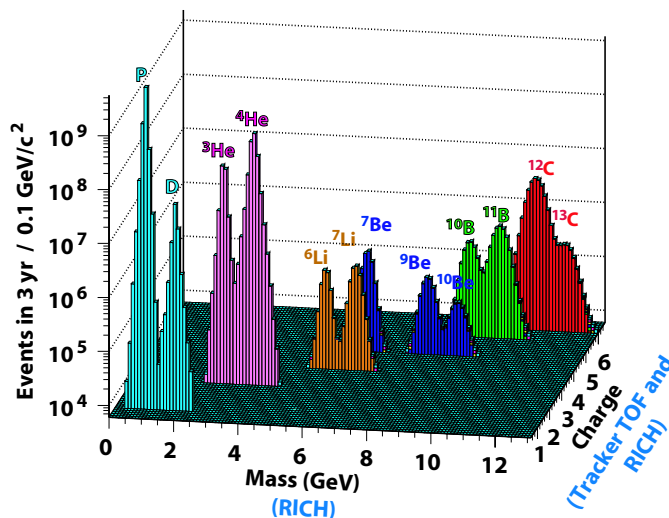


FIG. 1.4: Statistique attendue pour les noyaux du rayonnement cosmique au bout de 3 ans de prise de données. Les noyaux seront identifiés par la masse (grâce aux mesures relevées par le RICH) et par la charge (grâce au trajectomètre, TOF et RICH).

- rencontrer des noyaux, s'annihiler en donnant des photons de haute énergie détectables, et contribuant au fond γ extragalactique;
- survivre et pouvoir être détectés en tant que tels.

Or à ce jour, rien n'a été observé ni dans le cadre d'une détection directe, ni dans celui d'une détection indirecte. Les mesures pour le fond γ extragalactique excluent la présence significative d'antimatière dans l'amas local de galaxies, c'est-à-dire moins d'une vingtaine de Megaparsecs [5]. Des calculs complexes faits sur le rayonnement cosmique observé concluent même qu'il ne peut y avoir d'anti-galaxie à moins de 700 Mpc.

L'identification d'antinoyaux permet d'une part, avec les antihélium, de fournir une preuve directe de l'existence d'antimatière primordiale et d'autre part, avec les anticarbone, de savoir s'il existe des antiétoiles, un noyau d'anticarbone ne pouvant être engendré qu'au sein d'une antiétoile.

La limite actuelle pour la détection directe d'un antinoxygène est obtenue par BESS dont la capacité est l'identification d'un noyau d'antihélium sur 10^7 noyaux d'hélium, pour une rigidité comprise entre 1 et 20 GV. AMS-02 repoussera cette limite d'un facteur 100 sur une gamme de rigidité de 1 à 200 GV permettant, s'ils existent, l'identification d'un noyau d'antihélium parmi 10^9 noyaux d'hélium (**fig. 1.5**) et d'un noyau d'anticarbone parmi 10^8 noyaux de carbone. Les compteurs TOFs et le trajectomètre d'AMS sont concernés par ce but scientifique.

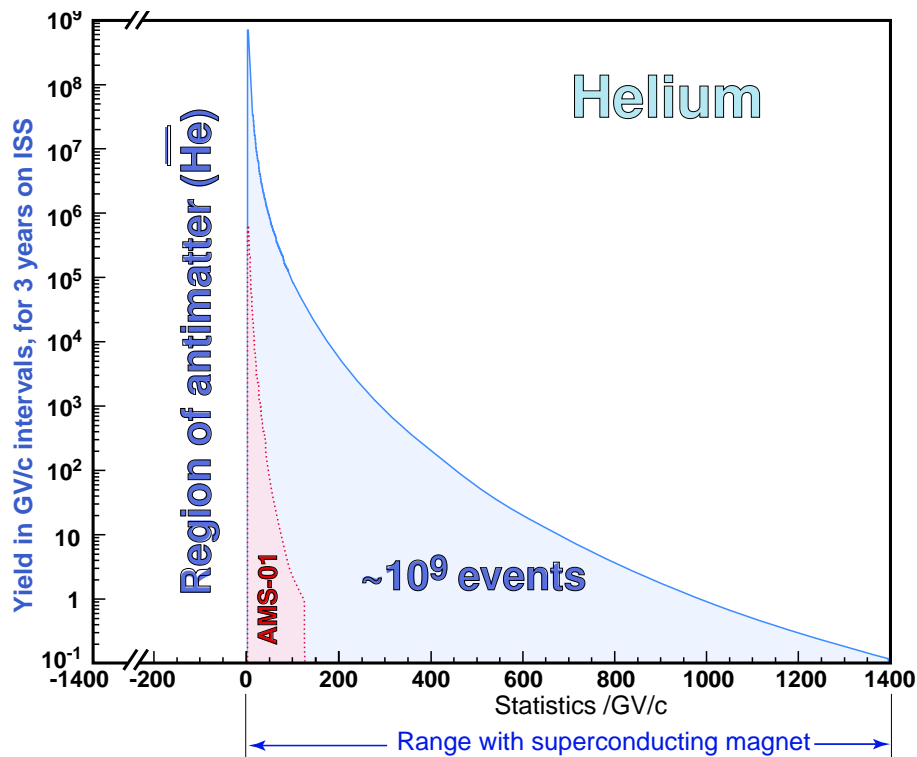


FIG. 1.5: Comparaison de la statistique attendue pour l'hélium par AMS-02 avec celle obtenue par AMS-01 : le nombre de noyaux collectés par pas de rigidité est plus grand car le temps d'exposition est plus important, la gamme en rigidité est étendue grâce à la présence de l'aimant supraconducteur [13].

1.2.3 Matière noire

Un problème majeur de l'astrophysique est l'existence d'une matière noire, qui domine la composante en matière de l'Univers. La majorité de cette matière noire est dite exotique car non baryonique. Dans ce paragraphe, les principaux faits concernant cette problématique sont rappelés et l'apport d'AMS-02 discuté.

Problématique

L'existence de la matière noire est déduite aux échelles concernées par la gravitation : celle des galaxies et celle de l'Univers. Si l'on s'intéresse à la première échelle, l'étude des vitesses de rotation des bras de galaxies spirales en fonction de leur éloignement du centre galactique indiquent en leur sein l'existence d'un halo de matière (**fig. 1.6**). Cette matière, non observée au sein du spectre électromagnétique, est appelée matière noire (ou sombre) ; les calculs indiquent que, pour les galaxies étudiées, la masse de cette dernière est supérieure d'un ordre de grandeur par rapport à celle de la matière lumineuse. A cette échelle, l'existence de la matière noire est établie, mais sa composition ne peut pas être déterminée. Pour connaître cette dernière, l'étude de la matière noire à plus grande échelle, c'est-à-dire celle de l'Univers, se révèle d'un grand secours.

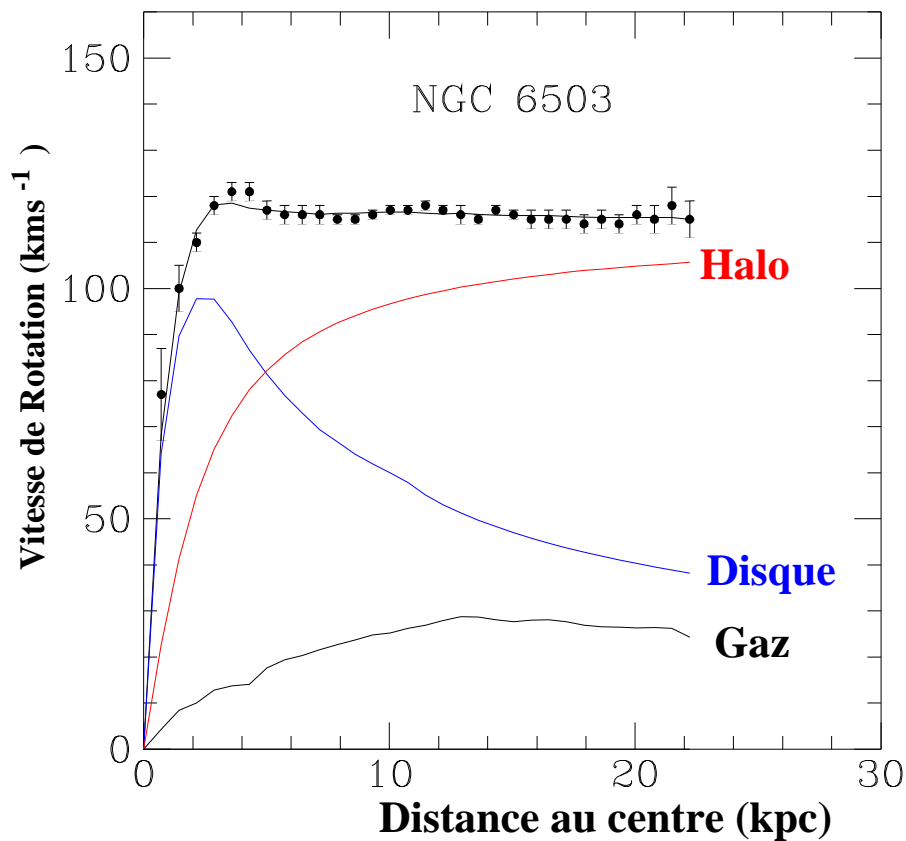


FIG. 1.6: Courbe de vitesse de rotation en fonction de la distance au centre, pour la galaxie NGC 6503. Les points proviennent des observations d'éléments liés gravitationnellement (étoiles, nuages gazeux). Les courbes Disque, Gaz et Halo présentent le comportement attendu suivant la loi de Newton pour le disque galactique seul, la contribution du gaz et celle nécessaire pour reproduire les observations [7].

Pour pouvoir écrire de manière formelle la description du contenu de l'Univers, les cosmologistes définissent une densité critique ρ_c au-dessus de laquelle l'Univers se rétracte. Les quantités sont exprimées à l'aide d'un terme $\Omega_X = \rho_X/\rho_c$, où ρ_X est la densité de la composante X . La description du contenu de l'Univers est traduite par l'égalité suivante :

$$\Omega_{tot} = \Omega_\lambda + \Omega_M \quad (1.1)$$

où :

- $\Omega_{tot} = \rho_{tot}/\rho_c$ est fonction de la densité en énergie de l'Univers,
- Ω_λ , fonction de la constante cosmologique,
- $\Omega_M = \rho_M/\rho_c$, fonction de la densité en matière (visible et noire, baryonique et exotique) de l'Univers.

La composition de l'Univers est décrite essentiellement en fonction de la constante cosmologique et de la matière, la contribution du rayonnement englobant photons du rayonnement fossile étant négligeable. Un résumé de nos connaissances actuelles sur les paramètres de l'égalité précédente est le suivant :

- Ω_{tot} , de l'ordre de 1, est déduit des mesures du spectre de puissance du rayonnement micro-onde à 2.730 K et plus précisément de la position au sein de ce spectre du premier pic acoustique,
- Ω_λ , de l'ordre de 0.7, et Ω_M , de l'ordre de 0.3 sont déduits des mesures combinées du spectre de puissance du rayonnement micro-onde et de la luminosité apparente des SN1a en fonction du redshift z , l'étude des amas galactiques fournissant une mesure complémentaire de Ω_M .

L'égalité (1.1), réécrite en précisant les chiffres associés, représente l'image actuelle de l'univers, c'est-à-dire un univers plat dominé à 70% par une énergie correspondant à la constante cosmologique et à 30% de matière [6] :

$$\{\Omega = 1.02 \pm 0.06\} = \{\Omega_\lambda = 0.72 \pm 0.13\} + \{\Omega_M = 0.3 \pm 0.12\} \quad (1.2)$$

Or l'estimation de la part visible de la matière est telle que :

$$\Omega_{LUM} = (0.0027 \pm 0.0014)h^{-1}, h = 0.71_{-0.03}^{+0.04} \rightarrow \Omega_{LUM} = 0.0019 \quad (1.3)$$

Ainsi, à grande échelle, l'Univers est principalement noir : les contributions manquantes en lien avec la constante cosmologique et la matière reçoivent le nom d'énergie noire et de matière noire.

En outre, la densité de matière baryonique est connue en comparant les mesures des abondances primordiales des éléments de la nucléosynthèse primordiale (Big Bang Nucleosynthesis, BBN) aux valeurs de ces abondances, prédites dans un modèle dit BBN, ces valeurs étant justement fonction de la densité de matière baryonique. La valeur de la densité de matière baryonique déduite est :

$$\Omega_B h^2 = 0.020 \pm 0.002 \rightarrow \Omega_B = 0.040 \quad (1.4)$$

Cela signifie que la matière n'est pas constituée majoritairement de baryons et on sait que celle-ci est principalement noire. La matière noire est donc composée d'une matière noire baryonique et d'une matière noire exotique, largement majoritaire. La [table 1.2](#) liste la composition de la matière telle que nous l'estimons aujourd'hui.

Annihilation de neutralinos : signal et fond attendus

Ainsi quelque soit l'échelle abordée, la matière noire est la composante majoritaire de la matière et les mesures à l'échelle de l'Univers indiquent que celle-ci est en grande majorité une matière noire exotique. Cette dernière pourrait être constituée d'un nouveau type de particules massives et stables (WIMPs -

Weakly Interacting Massive Particle), sensibles uniquement à l'interaction faible et la gravitation. Bien qu'ignorant la nature exacte des WIMPs, il se trouve que dans une extension du Modèle Standard de la physique des particules, un candidat pour les WIMPs existe.

Cette extension porte le nom de Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) et est une des classes des modèles dits supersymétriques, consistant à unifier, à l'aide d'une symétrie brisée, bosons et fermions. Dans ce modèle particulier, il existe quatre particules neutres appelés neutralinos, ceux-ci étant en outre leur propres antiparticules. De plus, si la brisure de symétrie est propagée par la gravité, alors la particule supersymétrique la plus légère (LSP - Lightest Susy Particle) est le neutralino le plus léger. Cette dernière particule, appelée par abus de langage neutralino, est un candidat à la matière noire.

Dans le halo des galaxies, les neutralino pourraient s'annihiler en paire. Les produits des annihilations sont des paires particule-antiparticule qui induisent un excès sur les spectres de particules et antiparticules du rayonnement cosmique. Un tel signal se dégage toutefois mieux du fond, si l'observation est effectuée sur les spectres des composantes minoritaires du rayonnement cosmique, c'est-à-dire ceux des antiparticules e^+ , \bar{p} , \bar{D} , mais aussi celui des rayons γ . La grande force d'AMS-02 est de pouvoir rechercher de manière indirecte les neutralino en étudiant leurs annihilations dans tous les canaux de physique (sauf en ν).

Comment se manifesterait la signature d'annihilation de neutralino sur, par exemple, les spectres d'antiprotons, de positons et de γ ?

- Sur le spectre des antiprotons, une distortion serait mise en évidence à haute énergie, les antiprotons produits résultant de l'hadronisation de processus donnant des paires $q\bar{q}$.
- Sur le spectre des positons (**fig. 1.7**), une distortion serait mise en évidence. Un pouvoir de séparation e/p élevé sur une large gamme d'énergie est toutefois nécessaire, puisque les données du LEP indiquent simplement des limites inférieures sur la masse du neutralino de l'ordre de 50 GeV [8].
- Le spectre d'annihilation du neutralino en γ aurait deux composantes possibles :
 - deux raies monocinétiques d'énergies $E_\gamma = m_\chi$ et $E_\gamma = m_\chi(1 - m_Z^2/4m_\chi^2)$, la première raie serait due à la réaction $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$, la seconde à la réaction $\chi\chi \rightarrow \gamma Z$,
 - un continuum résultant de l'hadronisation de processus donnant des bosons d'interaction faible et des gluons, avec production de π_0 .

Mentionnons brièvement l'origine des fonds attendus. Le fond des antiprotons vient de la spallation des protons du rayonnement cosmique sur les noyaux d'hydrogène et d'hélium du milieu interstellaire (tout comme le fond diffus γ galactique), le fond des positons vient de l'annihilation de γ en une paire e^+e^- .

Nous souhaitons ici mettre en évidence l'avantage de la directionnalité des γ par rapport aux particules chargées : les photons, non soumis à un champ magnétique galactique ou intergalactique, permettent la localisation de la source de la matière noire tandis que les particules chargées, sensibles aux champs magnétiques, sont déviées et ne peuvent pas renseigner sur la localisation de la source. Ainsi l'observation des spectres en γ est très intéressante si l'on peut disposer, d'une part, d'une bonne résolution en énergie afin de mettre en évidence les raies monocinétiques, et d'autre part, d'une bonne résolution angulaire afin de localiser la source.

Si l'on s'intéresse cependant à la détection du spectre en e^+ , on note, avec un rapport p/e^+ de 10^3 à une énergie de 10 GeV, et un rapport bruit sur signal souhaité à 1%, la nécessité d'une valeur de 10^5 pour la séparation e/p . Cette valeur est atteinte en utilisant le Détecteur à Transition de Radiation et le Calorimètre Electromagnétique. Si AMS détecte des excès sur les spectres d'antiparticules et de γ , et si ceux-ci sont interprétables comme liés à l'annihilation des neutralino, alors une preuve indirecte de l'existence de ces derniers peut être apportée.

matière exotique	86.1 %
gaz d'hydrogène et d'hélium	11.5 %
étoiles	1.4 %
neutrinos	0.9 %
éléments lourds (planètes)	0.1 %
matière	100 %

TAB. 1.2: *Composition de la matière dans l'Univers. Seul un peu plus de 1% de la matière nous est visible et moins de 15% de la matière est baryonique : la matière est donc essentiellement noire et exotique.*

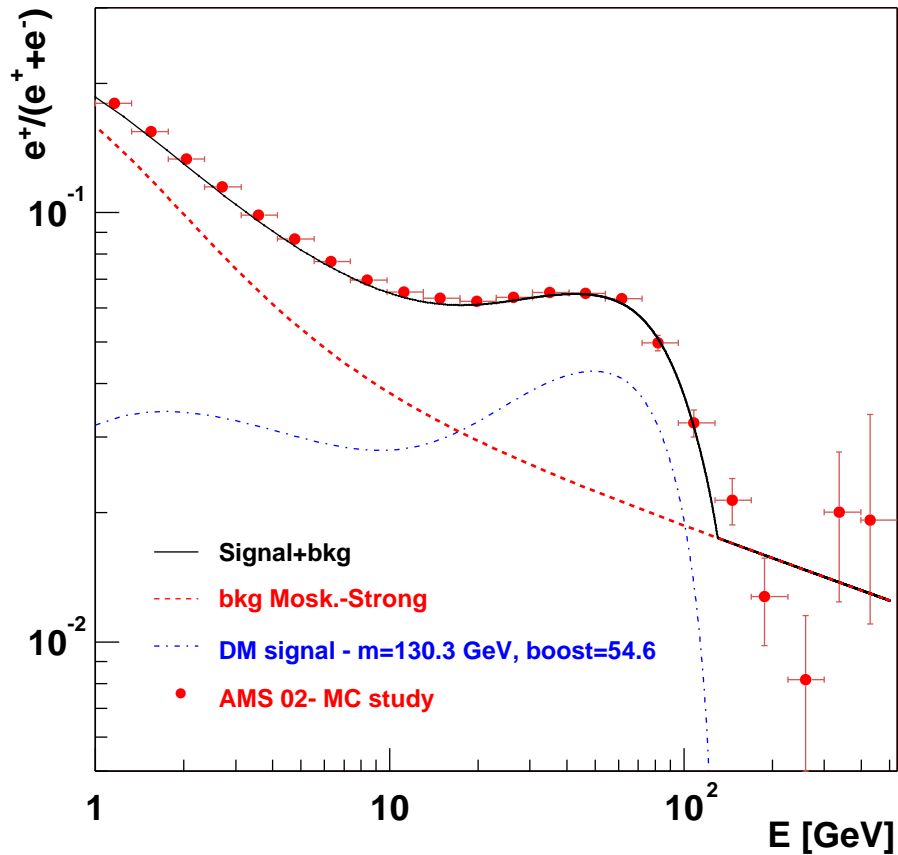


FIG. 1.7: *Prédiction de la mesure de la fraction de positons par AMS-02 au bout de 3 ans de prise de données, dans le cas d'une composante primaire produite par annihilation de neutralino. La masse du neutralino considéré est 130.3 GeV et le signal est amplifié d'un facteur 54.6 pour l'ajustement aux données de HEAT. Pour comparaison, la fraction de positons obtenue dans le cas d'une origine purement secondaire est montrée [9].*

1.2.4 Rayons γ

L'expérience AMS-02 permettra la mesure des rayons cosmiques γ de haute énergie, dans la gamme de 1 à 300 GeV, couvrant un domaine d'énergie dont une bonne partie est inaccessible aux expériences actuelles, puisque, d'une part, le télescope spatial dédié- γ EGRET avait une limite supérieure vers 10 GeV et, d'autre part, les télescopes actuels au sol ont une limite inférieure d'environ 100 GeV, peut-être 50 GeV dans le futur.

Les rayons γ - qui sont les photons les plus énergétiques possibles - embrassent un grand bestiaire d'objets cosmiques dont l'activité est très violente : pulsars, blazars, noyaux actifs de galaxies, sursauts- γ . Pour collecter ces photons, un trajectomètre et un calorimètre électromagnétique permettent de disposer de deux modes complémentaires [10] :

- le mode *conversion en paire* : par interaction avec la matière située au-dessus du trajectomètre, un photon a environ 20%² de chances de se convertir en une paire e^+e^- détectée par le trajectomètre (fig. 1.8),
- le mode *photon unique* : si le photon ne s'est pas converti en une paire e^+e^- lors de sa traversée dans l'ensemble du détecteur, ce qui a 80% de chances d'être le cas pour AMS-02, et s'il tombe dans l'acceptance du calorimètre, il est détecté à 100% par ce dernier.

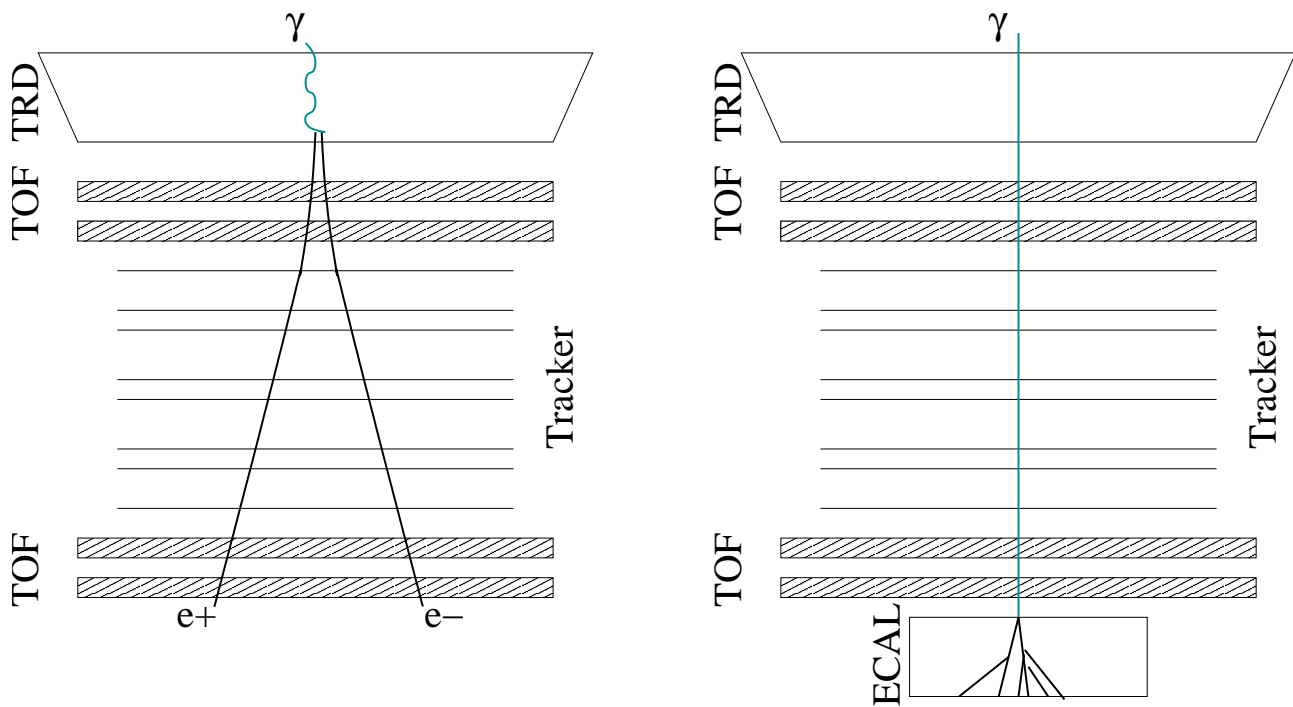


FIG. 1.8: Modes de détection des rayons γ : mode conversion en paire et mode photon unique.

En collectant les rayons γ , AMS-02 observera l'activité violente d'un large spectre d'objets qui en leur sein recèlent des informations sur la formation et la structure de l'Univers.

²Le matériel au dessus du trajectomètre représentant $0.25X_0$, la probabilité de conversion $P(d) = 1 - e^{-\frac{7d}{9X_0}}$ vaut environ 20%.

1.3 Description des sous-détecteurs

Haute statistique et haute précision sur les spectres sont les caractéristiques d'AMS-02.

Par exemple, la collection de protons de 1 à 2 GeV, associée à un flux de $300 \text{ (m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec)}^{-1}$ (**fig. 1.9**), une acceptation de $0.5 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$ et un temps d'exposition de 3 ans, est de l'ordre de 10 milliards. Bien que grossier, le calcul précédent montre la capacité d'AMS à mesurer des spectres avec une haute statistique, mais non sa capacité à les mesurer avec une haute précision. C'est l'objet de cette section de montrer comment cette capacité est atteinte par l'ensemble des sous-détecteurs.

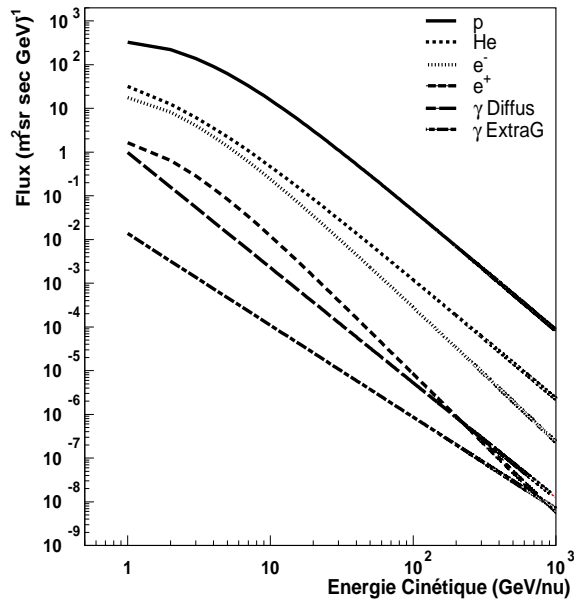


FIG. 1.9: Flux des différentes composantes du rayonnement cosmique en fonction de l'énergie cinétique sur une plage d'énergie du GeV au TeV par nucléon [10].

Le détecteur AMS-02 [8], d'une hauteur de quatre mètres pour une base d'environ trois sur trois mètres carrés, emprunte des éléments propres à l'instrumentation de physique des particules (assemblage de sous-détecteurs permettant la redondance des mesures des caractéristiques des particules et l'identification de ces dernières) en respectant des normes propres au domaine spatial (contraintes mécaniques et gestion du poids alloué de sept tonnes). Le coeur d'AMS-02 est un aimant supraconducteur à l'origine d'un champ magnétique d'une puissance de courbure égale à 0.86 Tm^2 ; un détecteur de traces au silicium de grande surface permet de connaître la trajectoire de la particule. Complété par un détecteur à radiation de transition et un ensemble détecteur Cerenkov/calorimètre, la nature, l'impulsion et la direction de la particule incidente sont complètement déterminées.

Nous décrivons successivement les sous-détecteurs (**fig. 1.10**) que sont :

- l'aimant supraconducteur,
- les huit plans de détecteur de traces au silicium,
- les compteurs temps de vol,
- les compteurs à scintillation *veto*,
- le détecteur à radiation de transition,
- le compteur Cerenkov à imagerie annulaire,
- le calorimètre électromagnétique,
- le traceur d'étoiles.

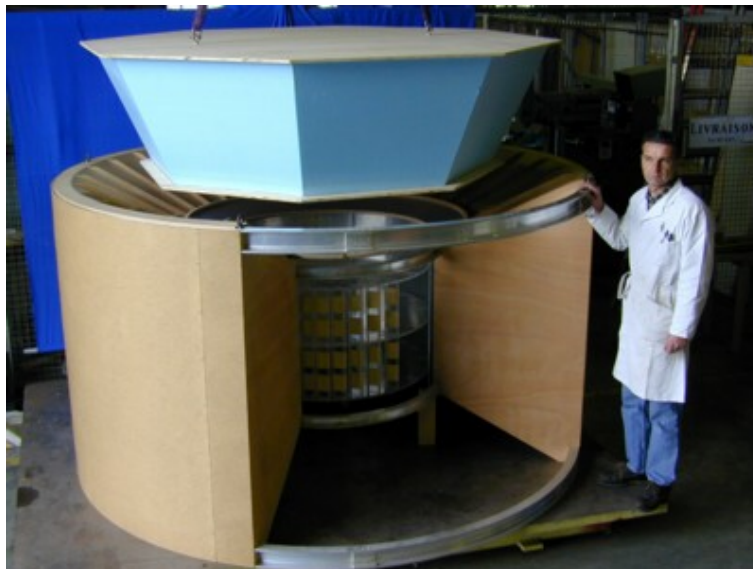
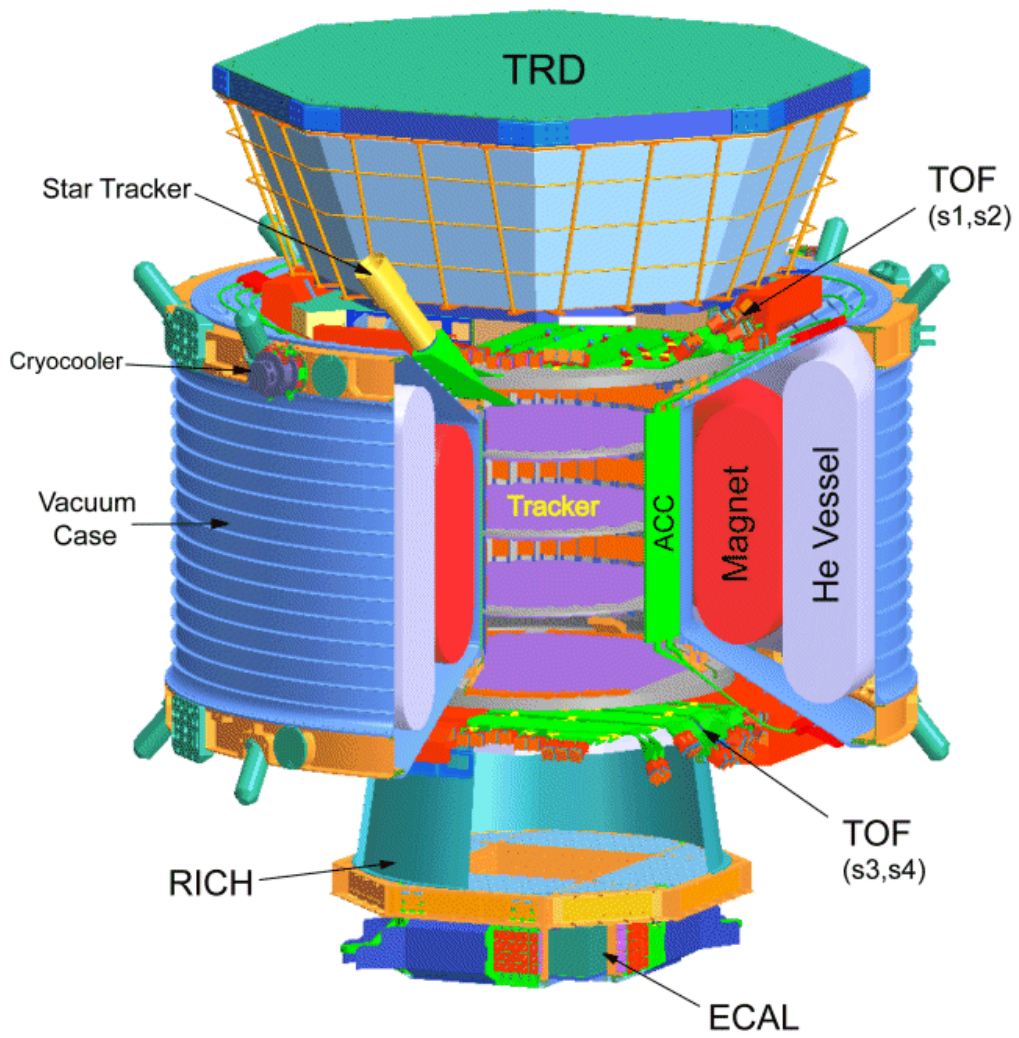


FIG. 1.10: Schéma du détecteur AMS-02 (haut) et maquette (bas).

1.3.1 Aimant Supraconducteur (MG)

L'aimant d'AMS-02 sera le premier aimant supraconducteur embarqué dans l'espace. Il forme un cylindre avec un diamètre intérieur de 1.114 mètre et d'une hauteur de 83 cm. La configuration des bobines est faite de manière à donner, à l'intérieur, un champ dipolaire, transverse à l'axe z du cylindre et d'une puissance de courbure³ de $BL^2 = 0.86 \text{ Tm}^2$ (fig. 1.11). Le rôle de l'aimant est de courber la trajectoire d'une particule *chargée* qui le traverse afin que l'on puisse mesurer, d'une part, par le rayon de courbure de la trajectoire, la rigidité, et, d'autre part, par le sens de courbure, le signe de cette charge.

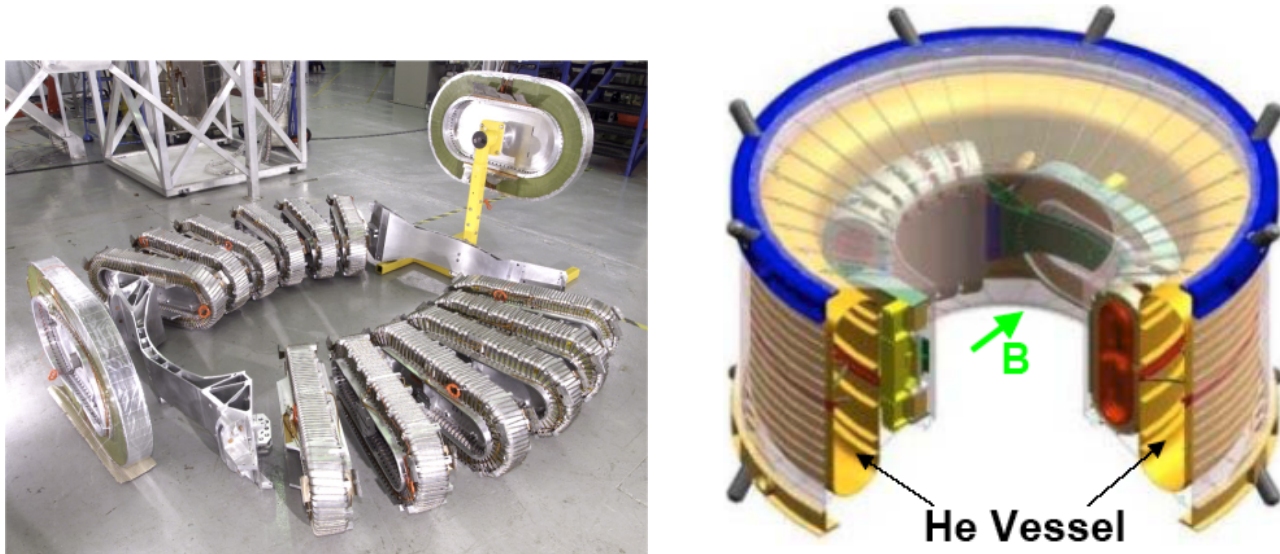


FIG. 1.11: Photographie et schéma de l'aimant supraconducteur.

Le champ magnétique produit par l'aimant à l'intérieur de son volume utile est très élevé, de l'ordre du Tesla, mais à l'extérieur le champ ne doit pas avoir de composante dipolaire. Si le champ magnétique possédait une composante dipolaire à l'extérieur, alors l'interaction de cette dernière avec le champ magnétique terrestre induirait une force de rotation sur l'aimant, qui se mettrait à tourner sur lui-même en entraînant dans cette rotation la station spatiale. Pour éviter ceci, la structure des bobines de l'aimant est très particulière : deux bobines principales forment le champ dipolaire et un ensemble de 12 bobines de retour de champ permettent de refermer les lignes de champ magnétique autour du dipôle. Ainsi le champ résiduel à un rayon de 3 mètres n'est plus que de 3.9 mT.

Le champ magnétique de l'aimant est dû à la présence d'un courant électrique non dissipatif, créé par les bobines supraconductrices. Celles-ci sont gardées à une température de 1.8° K par contact thermique avec un réservoir contenant 2500 litres d'hélium liquide superfluide. Dans l'optique d'un temps de mission de 3 à 5 ans, un système de refroidissement actif assure une évaporation minimale d'hélium.

L'aimant supraconducteur, créant un champ magnétique d'environ 1 Tesla, permet :

- la détermination, par la mesure du rayon de courbure, de la rigidité des particules chargées ;
- la détermination, par le sens de courbure, du signe de la charge électrique.

³Rappelons que la résolution sur l'impulsion est inversement proportionnel à cette puissance de courbure.

1.3.2 Trajectomètre (TRK)

Le trajectomètre, installé dans le cylindre intérieur de l'aimant, est un ensemble de disques de silicium. Ces derniers sont simples (le premier et le dernier), ou doubles. Chaque disque simple ou double donne une information en x et y (**fig. 1.12**). Le trajectomètre permet d'une part, à l'aide de la mesure du rayon de courbure ρ , la détermination de la rigidité R d'une particule *chargée* et d'autre part, par l'énergie déposée, la détermination de la charge absolue. L'expression de la rigidité est rappelée ci-dessous :

$$R \equiv \frac{pc}{|Z|e} = \rho Bc \rightarrow \frac{R}{1 \text{ GV}/c} = 0.3 \frac{B}{1 \text{ T}} \frac{\rho}{1 \text{ m}} \quad (1.5)$$

Les disques de silicium ont un diamètre de 1.0 m (1.4 m pour les disques extérieurs) et forment une surface totale de 6,6 m². Chaque disque est formé d'un assemblage de lames de différentes longueurs où une lame est un ensemble de plaques de silicium de 7.2 cm × 4.1 cm × 300 μm soumis à un potentiel de 60 V (**fig. 1.13**). Une plaque de silicium possède, pour une face dopée p, des bandelettes d'une aire de 27.5 μm × 3.9 cm, et pour l'autre face dopée n, des bandelettes d'une aire de 52 μm × 7.0 cm (**fig. 1.14**). Une particule ionisante traversant une plaque génère un courant (environ 22000 électrons) : ce dernier s'aligne rapidement (10-25 ns) le long du champ électrique et les charges sont collectées sur les surfaces.

Avec la disposition des bandelettes discutée précédemment et une électronique forte de 200000 canaux, il est possible pour chaque disque de silicium d'avoir deux coordonnées orthogonales. La précision pour la coordonnée située dans le plan de courbure de la trajectoire (y) et lue sur la face dopée p est de 10 μm, celle pour la coordonnée située dans le plan orthogonal (x) et lue sur la face dopée n est de 30 μm. Une telle résolution spatiale induit une excellente résolution sur la rigidité, de l'ordre de 2 % pour des protons de 1 GeV (**fig. 1.15**).

Pour une plage d'énergie de 1 GeV à 1 TeV, le trajectomètre :

- permet la reconstruction très précise de la trajectoire d'une particule chargée ;
- détermine, à partir de l'énergie déposée par ionisation, la charge absolue Z de la particule jusqu'à $Z=26$ (Fer) au moins ;
- mesure pour les protons la rigidité à 2% (100%) près à une énergie de 1 GeV (~ 1 TeV).

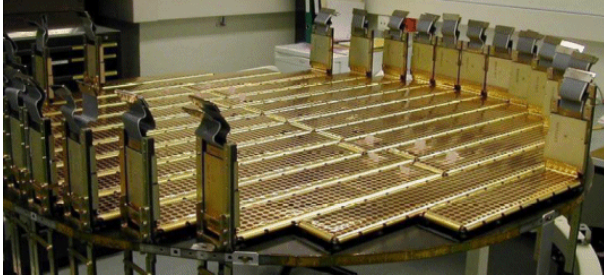


FIG. 1.12: Photographie d'un disque du trajectomètre.

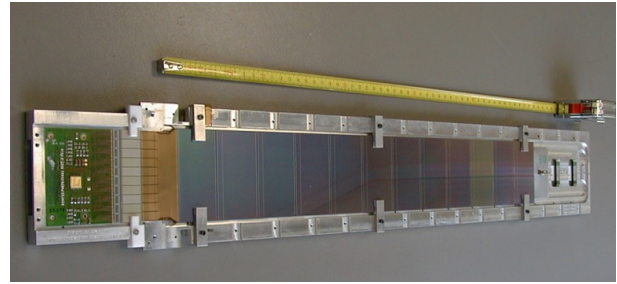


FIG. 1.13: Photographie d'une lame, ensemble de plaquettes de silicium. Chacune des 8 disques du détecteur possède 24 lames.

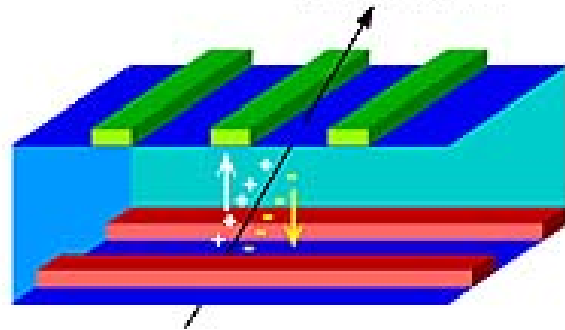


FIG. 1.14: Schéma d'une plaquette de silicium. Le centre de gravité de la distribution des charges sur les bandelettes donne la position de la particule incidente, en x et y .

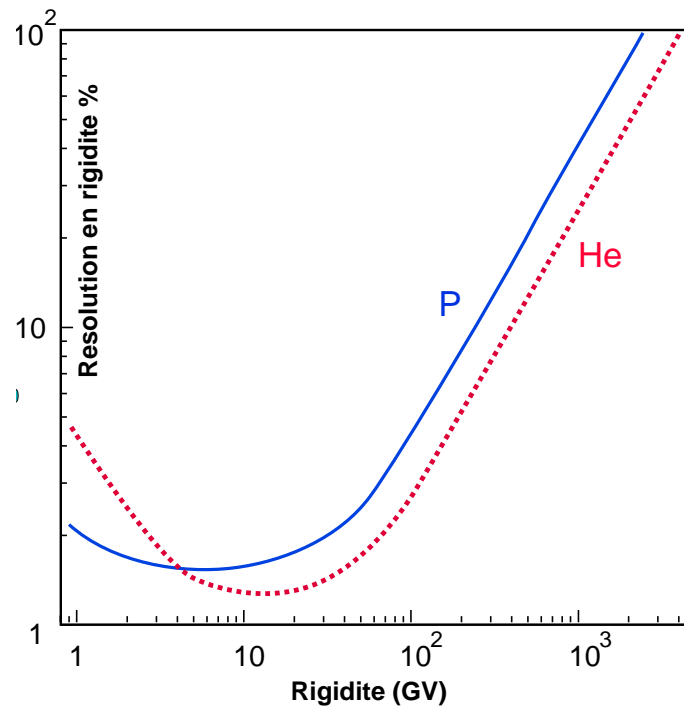


FIG. 1.15: Rigidité mesurée par le trajectomètre en fonction de l'énergie des protons et noyaux d'hélium. La résolution atteint 20% à 0.5 TV pour les protons et 1 TV pour les noyaux d'Hélium.

1.3.3 Compteurs de Temps de Vol (TOF)

Le système de Temps de Vol consiste en quatre plans de scintillateurs, les deux premiers situés au-dessus de l'aimant et les deux derniers en-dessous (fig. 1.16). Utilisé pour le déclenchement de niveau 0 et participant à celui de niveau 1⁴, il mesure d'une part le temps de passage d'une particule *chargée*, inversement proportionnel à la vitesse, et d'autre part, sa perte d'énergie par ionisation, proportionnelle au carré de la charge suivant la formule de Bethe-Bloch. Les formules relatives sont les suivantes :

$$t = \frac{\{L \simeq 1.3 \text{ m}\}}{\beta c \times \cos(\theta)} \quad (1.6)$$

où :

L = distance séparant chaque paire de plans
 θ = angle entre la trajectoire de la particule et l'axe z du détecteur

$$-\frac{dE}{dx} = K Z^2 \frac{Z_m}{A_m} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (1.7)$$

où :

Z	= charge de la particule incidente	T_{max}	= maximum d'énergie transférée à un
Z_m	= numéro atomique du milieu		électron pour une seule collision
A_m	= nombre atomique du milieu	I	= énergie d'excitation moyenne
m_e	= masse de l'électron	δ	= correction d'effet de densité

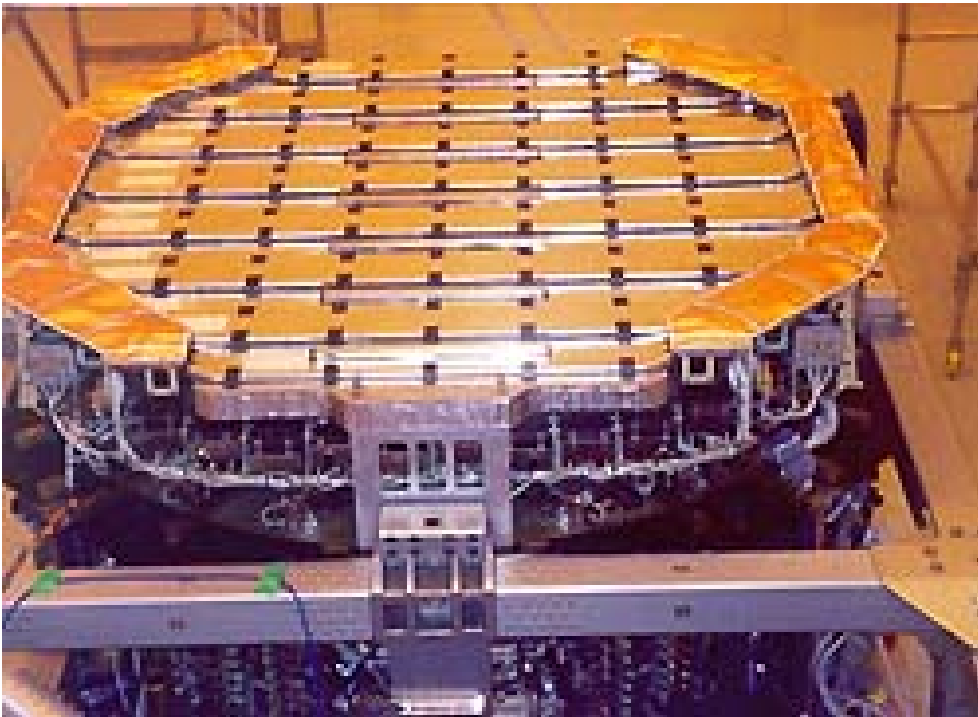


FIG. 1.16: Photographie d'un des 4 plans du système de temps de vol.

Chaque plan est formé de 8 bandes de scintillateurs rectangulaires (10 bandes pour le 3^{ème} plan) de 12 cm de large sur 117 à 134 cm en longueur, et de scintillateurs externes de forme trapézoïdale. Les plans de chaque paire sont orientés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre de sorte que la lecture se fait respectivement suivant les axes y, x, y et x . Lors du passage d'une particule

⁴Le déclenchement d'AMS-02 se décompose en trois niveaux nommés rapide ou niveau 0, niveau 1 et niveau 3.

sur une bande de scintillateur, l'énergie perdue par ionisation par la particule est transformée en lumière. Cette lumière se propage dans la bande et est collectée à chacune des 2 extrémités par 2 photomultiplicateurs (3 photomultiplicateurs pour les scintillateurs externes). La lumière est alors convertie en une impulsion électrique proportionnelle à l'intensité de cette première. Pour un bon fonctionnement, chaque photomultiplicateur est placé, afin d'éviter l'influence du champ magnétique résiduel de l'aimant supraconducteur, parallèlement à ce champ, la valeur de ce dernier étant de l'ordre de 0.1-0.3 T.

Pour les particules chargées et les γ convertis, les compteurs de Temps de Vol sont utilisés pour le déclenchement de niveau 0 et participent au déclenchement de niveau 1. Ce dernier niveau est validé si d'une part, 3 plans sur 4 sont touchés, et d'autre part, s'il n'existe pas de veto des compteurs Anti-Coïncidence.

La caractéristique-clé des compteurs Temps de Vol est la résolution sur la différence de temps entre chaque paire. Celle-ci est de l'ordre de 130-140 picosecondes pour les protons alors que des particules relativistes parcourent en ligne droite les 1.3 mètres séparant les compteurs du haut et du bas en 4 nanosecondes : on dispose donc d'une résolution sur la vitesse de l'ordre de 3 %. Les compteurs Temps de Vol permettent aussi une séparation électrons-protons de 10^3 jusqu'à une énergie cinétique de 1.5 GeV.

Le système du temps de vol :

- constitue le déclenchement de niveau 0 et de niveau 1 indiquant à l'électronique l'acquisition des données si une particule chargée est passée entre les compteurs, et dans quel sens ;
- permet, à partir de la déduction de la vitesse de la particule, un facteur de séparation p/e de 10^3 jusqu'à 1.5 GeV ;
- détermine, à partir de l'énergie déposée par ionisation, sa charge absolue.

1.3.4 Compteurs Anti-Coïncidence (ACC)

Les compteurs anti-coïncidence forment un cylindre à l'intérieur de l'aimant, et permettent à l'acquisition de ne pas enregistrer les événements produits par des particules *chargées* dont la trajectoire ne serait pas contenue dans l'acceptance d'AMS-02. Sans eux, le détecteur enregistrerait des informations provenant non pas des rayons cosmiques primaires, mais de ceux secondaires émis par interaction avec la matière du détecteur.

Ces compteurs sont constitués de bandes verticales de scintillateur de 10 cm de large tapissant la face interne du cylindre de l'aimant et lues aux extrémités par des photomultiplicateurs. Lorsqu'une particule cosmique, au lieu de passer dans l'ouverture de l'aimant, interagit avec la masse de matière de l'instrument, une gerbe de particules se développe et certaines d'entre elles frappent les compteurs anti-coïncidence. Le signal de ces compteurs est utilisé au niveau du déclenchement de l'électronique pour éviter d'enregistrer les données de ces interactions parasites. Finalement, les données sont enregistrées uniquement si les compteurs Temps de Vol donnent une réponse positive *et* si les compteurs anti-coïncidence donnent une réponse négative.

Les compteurs anti-coïncidence constituent un veto de niveau 1 permettant le rejet du bruit de fond constitué par les particules secondaires, ces dernières étant le résultat de l'interaction des particules primaires avec la matière du détecteur.

1.3.5 Détecteur à Radiation de Transition (TRD)

Le Détecteur à Radiation de Transition est un détecteur gazeux exploitant la radiation émise par une particule *chargée* de haute énergie, lors de son passage dans la matière. En effet, lors de la traversée de deux interfaces de constantes diélectriques différentes ($\epsilon_1 \neq \epsilon_2$), une radiation dans le domaine des rayons X est émise. L'énergie de cette dernière est proportionnelle au facteur de Lorentz Γ de la particule ultrarelativiste, une détermination de la vitesse est donc permise :

$$W = \frac{1}{3}\alpha\hbar\omega\Gamma \quad (1.8)$$

où :

$$\begin{aligned} \alpha &= \text{constante de structure fine } (\sim 1/137) \\ \hbar &= \text{constante de Planck réduite } (\sim 1.05 \times 10^{-34} \text{ J.s}) \\ \omega &= \text{fréquence de radiation} \end{aligned}$$

Le détecteur à radiation de transition, d'une hauteur de 60 cm, est constitué de 328 modules où chaque module est un ensemble radiateur / détecteur à pailles (**fig. 1.17**). Dans le radiateur de 2 cm de hauteur est contenue une centaine de fibres de polypropylène d'une hauteur de 10 μm et de densité de 0.06 g.cm^{-3} : 200 changements de milieux sont permis. Le radiateur est suivi d'une rangée de détecteurs à paille, c'est à dire 16 tubes d'une hauteur de 0.6 cm et remplis d'un mélange Xe/CO_2 à 80/20% avec un fil sous une tension électrique de 1600 Volts. Les photons X, émis lors de la traversée du radiateur, sont détectés par les tubes proportionnels, l'énergie est alors recueillie sous forme d'impulsion électrique sur le fil.

Si pour un changement de milieu, la probabilité d'émettre un photon X dans le domaine utile d'énergie de 2 à 20 KeV est d'environ 1 % ; alors pour 200 changements de milieu, 2 photons sont émis en moyenne. Ce faible signal de photons dû à la radiation de transition se superpose au signal induit par la perte d'énergie par ionisation de la particule incidente dans le radiateur, ce dernier signal permettant de voir les points sur la trajectoire. Pour disposer d'un plus grand nombre de photons, le détecteur est constitué de 20 ensembles radiateur/détecteur empilés les uns dessus des autres (**fig. 1.21**). Les 4 premiers et 4 derniers ensembles sont parallèles à l'axe x (**fig. 1.19**), et les 12 ensembles restants parallèles à l'axe y (**fig. 1.20**). Chaque bloc de 20 modules est alors répété suivant une structure octogonale de sorte que le détecteur possède 328 modules, où la lecture pour chaque module est assurée par 16 tubes. Ce sont au final 5248 tubes dont dispose ce détecteur.

Le détecteur à radiation de transition permet la séparation entre électrons/positons et protons car le signal est différent suivant la vitesse et donc la nature de la particule incidente, sauf au delà de 300 GeV. En effet, les deux types de particules possèdent, pour une même énergie cinétique, des facteurs de Lorentz différents : les électrons, possédant un grand facteur de Lorentz, donnent un signal par radiation de transition que sont incapables de donner les protons, ces derniers possédant un plus petit facteur de Lorentz (**fig. 1.18**). Au-delà de 300 GeV, les protons disposent d'un facteur de Lorentz suffisant pour donner un signal de radiation, et la distinction entre protons et électrons n'est plus possible.

La figure **1.22** montre le facteur de réjection $1/\epsilon_{ep}$ des protons et l'efficacité ϵ_{ee} aux positons, où :

- ϵ_{ee} est le nombre d'électrons identifiés en tant que tels sur le nombre initial d'électrons, il est souhaité le proche possible de 1 ;
- ϵ_{ep} est le nombre de protons identifiés en tant qu'électrons sur le nombre initial de protons, il est souhaité le plus proche possible de 0.

Pour le détecteur à radiation de transition, le facteur de réjection ϵ_{ep} des protons varie de plus de 10^3 pour 5 GeV à 10^2 pour 300 GeV, tandis que l'efficacité ϵ_{ee} reste à un niveau constant de 90%.

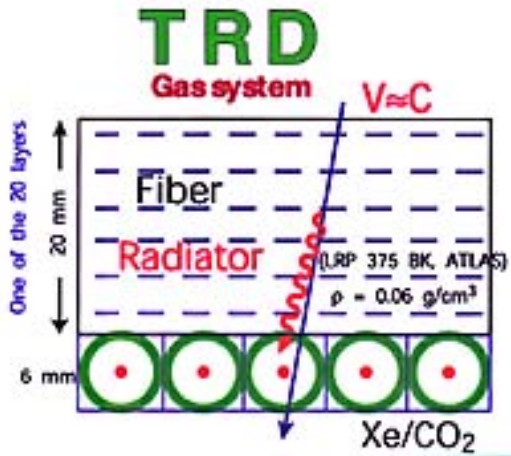


FIG. 1.17: Structure d'un module : ensemble radiateur / détecteur à pailles.

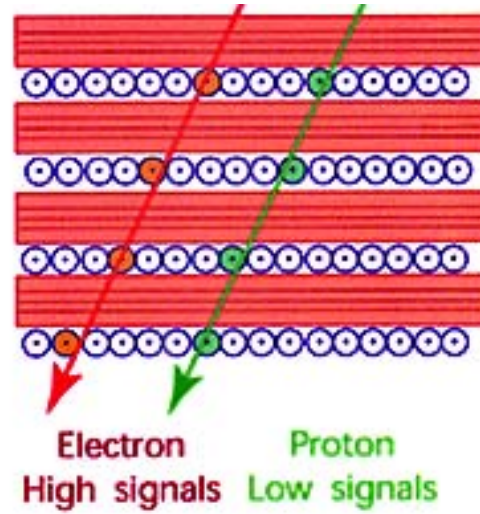


FIG. 1.18: Ensemble de 4 modules empilés.

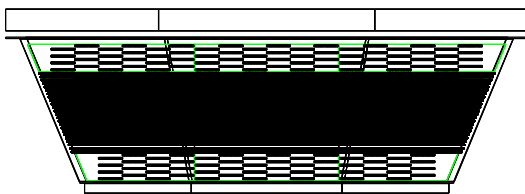


FIG. 1.19: Vue du TRD selon l'axe x : 128 modules sont logés.

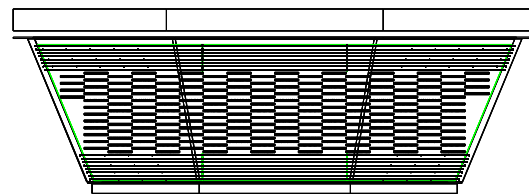


FIG. 1.20: Vue du TRD selon l'axe y : 200 modules sont logés.

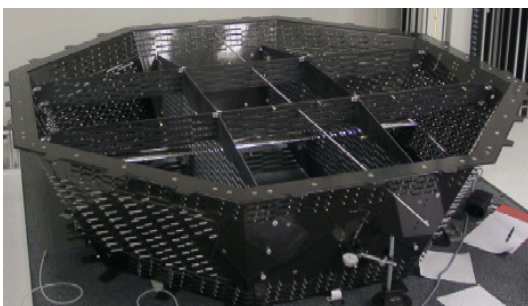


FIG. 1.21: Structure hexagonale du TRD

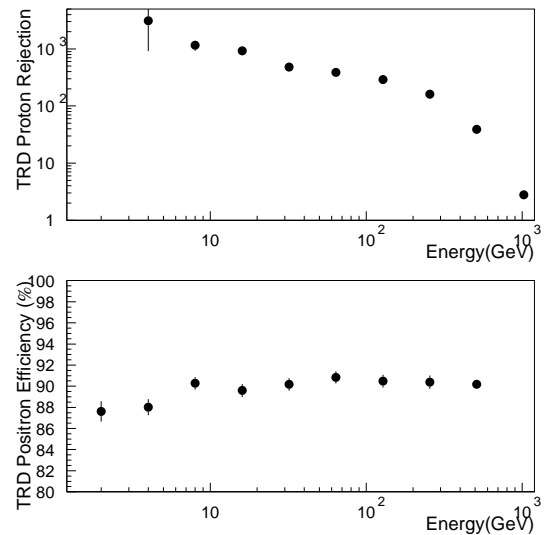


FIG. 1.22: Pouvoir de séparation des protons et efficacité de détection des positons pour le TRD [6].

Le détecteur à radiation de transition permet, à partir de la déduction du facteur de Lorentz, un facteur de séparation e/p de 10^3 - 10^2 avec une efficacité de 90% pour des impulsions de 5 à 300 GeV.

1.3.6 Compteur Cerenkov à Imagerie Annulaire (RICH)

Le compteur Cerenkov à Imagerie Annulaire est un détecteur basé sur l'effet Cerenkov : une particule *chargée* traversant un milieu d'indice optique n avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu émet de la lumière dans un cône de demi-angle θ , d'autant plus grand que la vitesse β de la particule est grande. En mesurant d'une part cet angle, la vitesse est déduite, et en mesurant d'autre part la quantité de lumière émise, la norme Z de la charge est déduite.

$$\begin{cases} \cos(\theta) &= 1/(n\beta) \\ \frac{d^2 N_{ph}}{dx d\lambda} &= \frac{2\pi\alpha Z^2 \sin^2\theta}{\lambda^2}, \end{cases} \quad \lambda = \text{longueur d'onde émise} \quad (1.9)$$

L'instrument est placé en-dessous des plans inférieurs du TOF. Le radiateur (**fig. 1.23**) est constitué d'une plaque de 2 cm d'épaisseur en aérogel de silice ($n=1.03$) avec en son centre une cellule de NaF ($n=1.33$). Le seuil de cette dernière cellule est de 1 GeV/c à comparer à celui de 3 GeV/c pour la plaque d'aérogel de silice : le seuil en vitesse pour l'émission Cerenkov est ainsi abaissé et la gamme en dynamique augmentée. Les particules d'énergie supérieure à celle du seuil Cerenkov émettent des photons dans l'ultra-violet avec un spectre en $1/\lambda^2$, λ étant la longueur d'onde. Ces mêmes photons atteignent - directement ou après avoir été réfléchis par un miroir conique (ce dernier prévient la perte de lumière émise à grand angle) - un plan de pixels, placé environ 46 cm en-dessous du radiateur de diamètre $D \simeq 137$ cm. Sur ce plan tapissé de 680 photomultiplicateurs, constitués chacun de 16 pixels de 8.5×8.5 mm² (**fig. 1.24**), se forme un anneau de lumière Cerenkov, à partir duquel on déduit la vitesse de la particule. Au milieu de ce plan existe un trou carré, juste au-dessus de calorimètre, permettant d'éviter l'interaction éventuelle des particules avec la matière des photomultiplicateurs.

Le compteur Cerenkov à imagerie annulaire permet :

- une séparation e/p jusqu'à 15 GeV (**fig. 1.25**) ;
- à partir de la mesure du rayon de l'anneau de lumière, la vitesse à 0.1% près pour des particules de charge unitaire (**fig. 1.26**), et, avec cette dernière et la mesure de l'impulsion par le trajectomètre, la masse ; les isotopes sont séparés jusqu'à $A \simeq 25$ pour un domaine d'énergie allant jusqu'à une dizaine de GeV par nucléon ;
- à partir du nombre de photons collectés, d'identifier les éléments par la connaissance de la valeur absolue de la charge électrique jusqu'à $Z \simeq 26$ pour un domaine d'énergie allant jusqu'au TeV par nucléon (**fig. 1.27**).

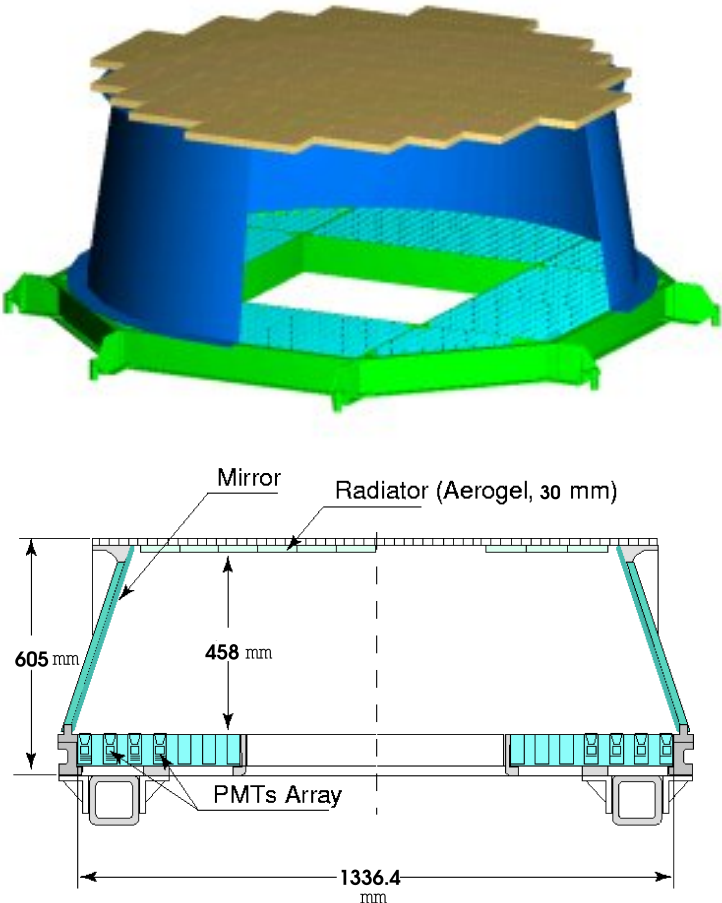


FIG. 1.23: *Vue en perspective et de front du RICH [12].*

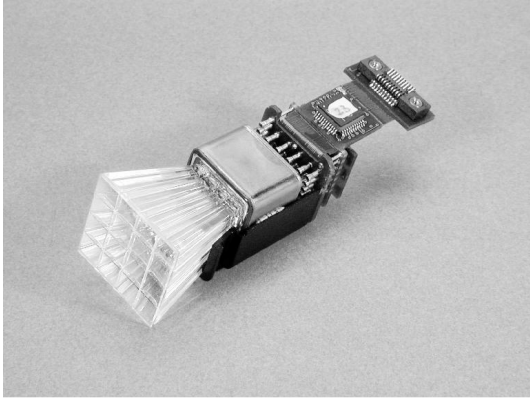
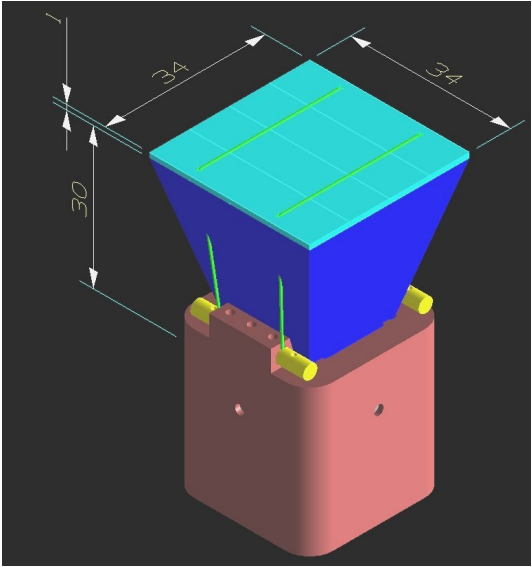


FIG. 1.24: *Vue d'une cellule complète de photodétection [12] et [13].*

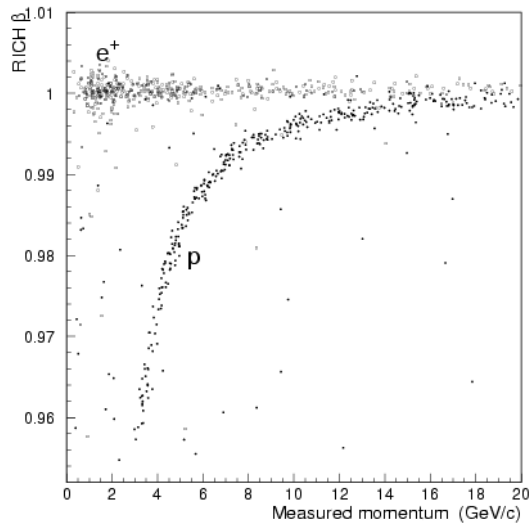


FIG. 1.25: Vitesse mesurée par le RICH en fonction de l'impulsion, pour des positons et des protons. Le RICH permet jusqu'à 15 GeV une discrimination entre positons et protons [14].

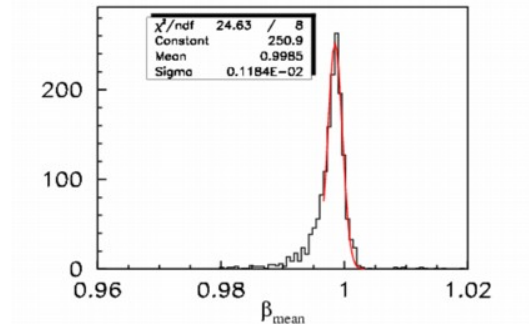


FIG. 1.26: Distribution de la vitesse pour les muons. La résolution est de l'ordre de 0.1% [15].

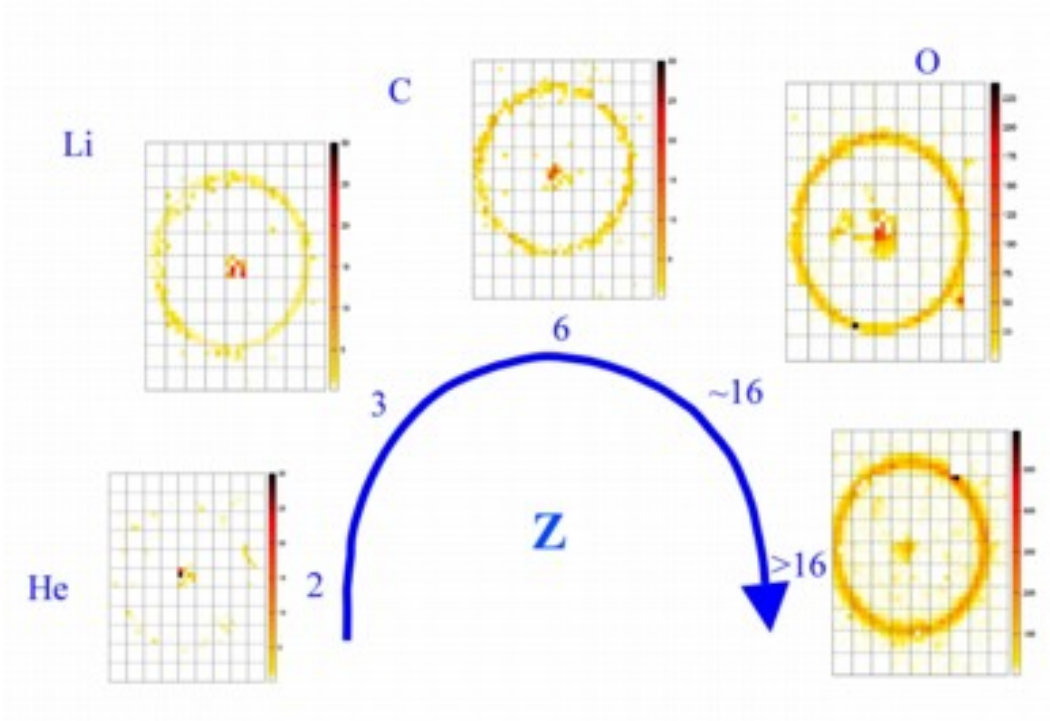


FIG. 1.27: Anneaux mesurés par le RICH en faisceau-test pour différents noyaux : le nombre de photons est proportionnel au carré de la charge électrique du noyau, la taille des anneaux est identique car les aimants de sélection fournissent un faisceau à β fixé [15].

1.3.7 Calorimètre Electromagnétique (ECAL)

Le calorimètre électromagnétique est un sandwich de plomb et de fibres scintillantes, avec une aire active de $648 \times 648 \text{ mm}^2$ et une épaisseur de 166.5 mm. Le calorimètre est divisé en superplans. Chacun, d'une épaisseur de 18.5 mm, est fait de la manière suivante : 11 feuilles de plomb épaisses d'1 mm sont intercalées avec des fibres scintillantes d'1 mm de diamètre. Dans chaque superplan, les fibres sont orientées le long d'une seule direction. Afin de posséder l'image tridimensionnelle d'une gerbe, les superplans sont successivement tournés de 90° avec des fibres parallèles à x (5 superplans) et y (4 superplans), les fibres sont lues à une extrémité par des photomultiplicateurs 4-anodes (**fig. 1.28 et 1.29**). Le poids tout équipé du calorimètre est limité à 638 kg. Le rôle de ce calorimètre, d'une profondeur d'environ 16 longueurs de radiation X_0 ,⁵ est double : d'une part, mesurer l'énergie de particules électromagnétiques (électrons, positons, et photons), et d'autre part, distinguer, grâce à la reconstruction en trois dimensions de la gerbe, les particules dites électromagnétiques des particules hadroniques.

La mesure de l'énergie des particules électromagnétiques se fait en dégradant par interaction dans un milieu dense l'énergie de ces particules qui, par interactions successives, créent d'autres particules électromagnétiques formant ainsi une gerbe. Si des particules chargées issues de cette gerbe traversent des fibres scintillantes, de la lumière est émise, guidée le long de ces fibres, et collectée par les photomultiplicateurs, transformant cette lumière en un courant électrique exploitable. Ce courant est finalement proportionnel à l'énergie de la particule incidente.

Pour une particule d'incidence normale au calorimètre, la gerbe se développe sur une distance de 16 longueurs de radiation ou encore 0.75 longueur d'interaction hadronique. Le profil longitudinal est établi sur 18 points (10 points pour le plan yz , 8 points pour le plan xz) tandis que latéralement la largeur de chaque anode équivaut à environ un demi-rayon de Molière. Le choix de plusieurs variables discriminantes (hauteur du maximum de la gerbe, fraction d'énergie contenue dans 2 cm autour de l'axe de la gerbe,...) permet d'atteindre un facteur de séparation de e/p de 10^3 et en utilisant l'information fournie par le trajectomètre un facteur de séparation e/p de 10^4 .

Quant aux besoins concernant la mesure pour les particules électromagnétiques, ceux-ci sont une très bonne résolution énergétique, typiquement inférieure à 5%, à partir de 10 GeV jusqu'au TeV, et une bonne résolution angulaire, de l'ordre du degré, pour la même gamme d'énergie.

La description du calorimètre et les performances associées sont détaillés dans les chapitres 2 et 3.

Le calorimètre électromagnétique, d'une taille d'environ 16 X_0 , permet :

- la mesure en énergie des particules électromagnétiques du GeV au TeV avec une résolution inférieure à 5% de 10 GeV à 1 TeV,
- une reconstruction de la trajectoire, entachée d'une résolution angulaire de l'ordre du degré pour la gamme d'énergie définie précédemment,
- en commun avec le trajectomètre, un facteur de séparation p/e de 10^4 jusqu'à 500 GeV.

⁵La longueur de radiation X_0 - distance moyenne sur laquelle un électron de haute énergie perd tout sauf 1/e de son énergie initiale par rayonnement de freinage - est l'échelle de longueur appropriée pour la description de cascades électromagnétiques. Un calorimètre, possédant un grand nombre de X_0 , est adaptée à la mesure de particules électromagnétiques de haute énergie.



FIG. 1.28: Photographie du calorimètre électromagnétique (ECAL).



FIG. 1.29: Photographie d'un photomultiplicateur ($2.57 \times 2.57 \text{ cm}^2$) 4-anodes du calorimètre.

1.3.8 Traceur d'étoiles (Star-Tracker) et Mesure du Temps Absolu (GPS)

Les rayons γ n'étant pas défléchis par un champ magnétique, l'angle d'incidence nous renseigne sur leur origine. L'incertitude sur l'incidence dépend d'une part, de la résolution angulaire des détecteurs sensibles aux γ (calorimètre et trajectomètre) et d'autre part de la connaissance de l'orientation du système de référence d'AMS. Pour évaluer cette dernière, on dispose d'une paire de petits télescopes optiques orientés à 90° l'un de l'autre et équipés de caméras CCD, cette paire permet de comparer l'image du ciel avec une carte de référence. Le Star-Tracker d'AMS permet une précision de 3 secondes d'arc.

En outre, certains objets astrophysiques changent ou évoluent rapidement (pulsars, sursauts- γ , et supernovae) : il est nécessaire de savoir, en plus de l'incidence des photons, leur temps d'arrivée. Connaître ce temps et pouvoir le comparer avec d'autres expériences est primordial. AMS dispose pour cela d'un GPS, le Topstar 3000, permettant une mesure précise du temps absolu avec une résolution meilleure que la microseconde.

Pour la physique des γ , AMS dispose d'un Star-Tracker permettant une localisation d'une source à 3 secondes d'arc, et d'un GPS permettant la synchronisation avec d'autres expériences.

1.3.9 Résumé

Une particule est décrite par plusieurs paramètres : la charge et la masse pour l'identification ; la rigidité et l'énergie pour pouvoir établir des spectres. La [table 1.3](#) permet de noter la très grande redondance des mesures afin d'avoir l'information la plus complète possible ([fig. 1.30 et 1.31](#)).

Les différents paramètres sont déterminés de la manière suivante :

- la vitesse est connue à l'aide de la mesure de la taille de l'anneau Cerenkov par le RICH ou de celle du temps de vol par le TOF ;
- la charge est connue à l'aide de la mesure du nombre de photons dans l'anneau Cerenkov, ou de celle de la perte d'énergie par ionisation par les TOF et trajectomètre ;
- la masse est connue à l'aide d'une part, de la mesure du rayon de courbure, donc de la rigidité par le trajectomètre, et d'autre part de la connaissance de la vitesse et de la charge ;
- l'énergie est mesurée par le calorimètre, et par le trajectomètre pour les γ convertis en e^+e^- .

	TRD	TOF	Trajectomètre	RICH	ECAL
déclenchement		chargés			γ, e^\pm
charge		<20 (1 TeV)	<8 + signe (1 TeV)	<26 (<1 TeV)	
rigidité			2% @ 1GV \rightarrow 4% @ 100GV (p)		
vélocité		3.5% ($\beta < 0.95\%$)		0.1% (<20 GeV)	
énergie			<5% ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) (<100 GeV)		<3% (<100 GeV)
résolution angulaire			<0.02° ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) (<100 GeV)		
séparation e/p	10 ³ (<300 GeV)	< 1.5 GeV)		(< 15 GeV)	10 ³ /10 ⁴ (<500 GeV)

TAB. 1.3: Redondance des mesures par les différents sous-détecteurs d'AMS-02.

0.3 TeV	e^-	e^+	P	\bar{He}	γ
TRD					
TOF					
Tracker					
RICH					
Calorimeter					

FIG. 1.30: Réponse des sous-détecteurs d'AMS-02 en fonction de la nature de la particule incidente.

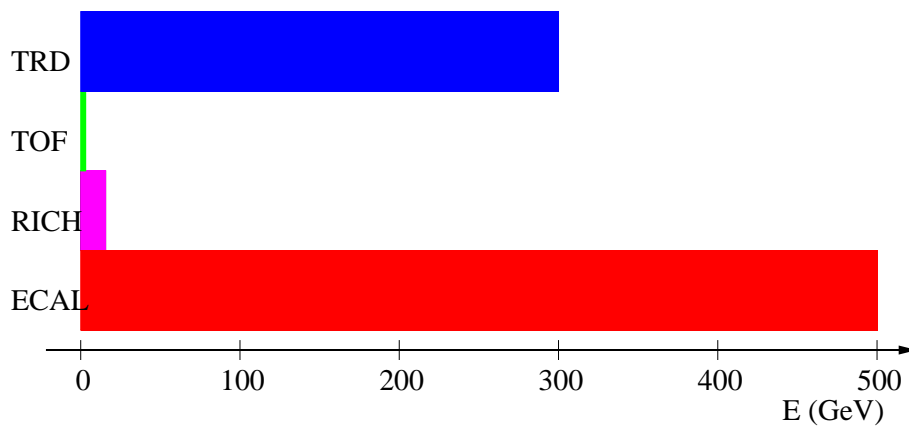


FIG. 1.31: Plage d'énergie de chaque sous-détecteur pour la discrimination hadron/électron.

1.4 Electronique embarquée

1.4.1 Electronique des sous-détecteurs

AMS-02 aura environ 600 processeurs et 532 cartes, avec un haut degré de redondance. Dans la [table 1.4](#) est listé le nombre de canaux en fonction de chaque détecteur. On note la présence de 300000 canaux de données que l'on souhaite échantillonner à une fréquence de 2 KHz, soit un taux de données brutes de 7 Gbits/sec. Or sur la bande passante de la station internationale de 100 Mbits/sec, il est alloué pour le flux d'AMS un taux maximum de 2 Mbit/sec. Une telle contrainte a conduit la collaboration AMS à choisir une réduction du nombre d'informations en ligne.

détecteur	nombre de canaux	taille des données brutes (en Kbits)
TRD	5248	84
ToF+ACC	$48 \times 4 \times 8$	49
Trajectomètre	196608	3146
RICH	$680 \times 16 \times 2$	348
ECAL	$324 \times (4 \times 2+1)$	47
AMS	336868	3674
taux d'événements		$\lesssim 2$ KHz
taux de données brutes		~ 7 Gbits/sec

TAB. 1.4: Pour chaque détecteur, nombre de canaux disponibles et taille des données brutes en Kbits.

Sur la figure [1.32](#), on distingue :

- la chaîne de déclenchement décomposée en trois niveaux avec un déclenchement rapide ou déclenchement de niveau 0 constitué par les compteurs TOF pour les particules chargés, un déclenchement de niveau 1 constitué par l'absence de signal dans les compteurs ACC et un déclenchement de niveau 3 au niveau du système d'acquisition de données (DAQ) ;
- le DAQ effectue une analyse préliminaire des événements, sélectionne les événements (déclenchement de niveau 3) et transmet les données. Sans lui, les données ne sont pas prises et c'est la raison pour laquelle il existe en quatre exemplaires ;
- *ISS avionics* représente l'ensemble de l'électronique de la station spatiale, tandis que *AMS Crew Operation Post* est un système permettant d'enregistrer sur place les données ;
- le *Monitoring & Control Computer* est un ensemble de modules permettant la maintenance de tous les détecteurs : éteindre ou allumer les détecteurs, surveiller les tensions et températures, etc.

1.4.2 Déclenchement et acquisition de données

Le déclenchement pour l'acquisition de données d'AMS se décompose en déclenchements de niveau 0, de niveau 1 et de niveau 3. Dans cette sous-section, seuls les deux premiers niveaux sont discutés. Selon que l'on considère une particule chargée ou γ , les processus mis en jeu ne sont pas les mêmes.

Pour une particule chargée,

- le niveau 0 est constitué par les compteurs TOF : si ceux-ci sont déclenchés, un signal positif est envoyé en 100 ns au système d'acquisition de données, ce signal permet alors de considérer la réponse du niveau suivant ;
- le niveau 1 est constitué par les compteurs TOF et les compteurs anticoincidence : si 3 plans sur 4 du TOF sont touchés et le compteur anticoincidence ne déclenche pas, alors une réponse positive est envoyée en 1 μ s.

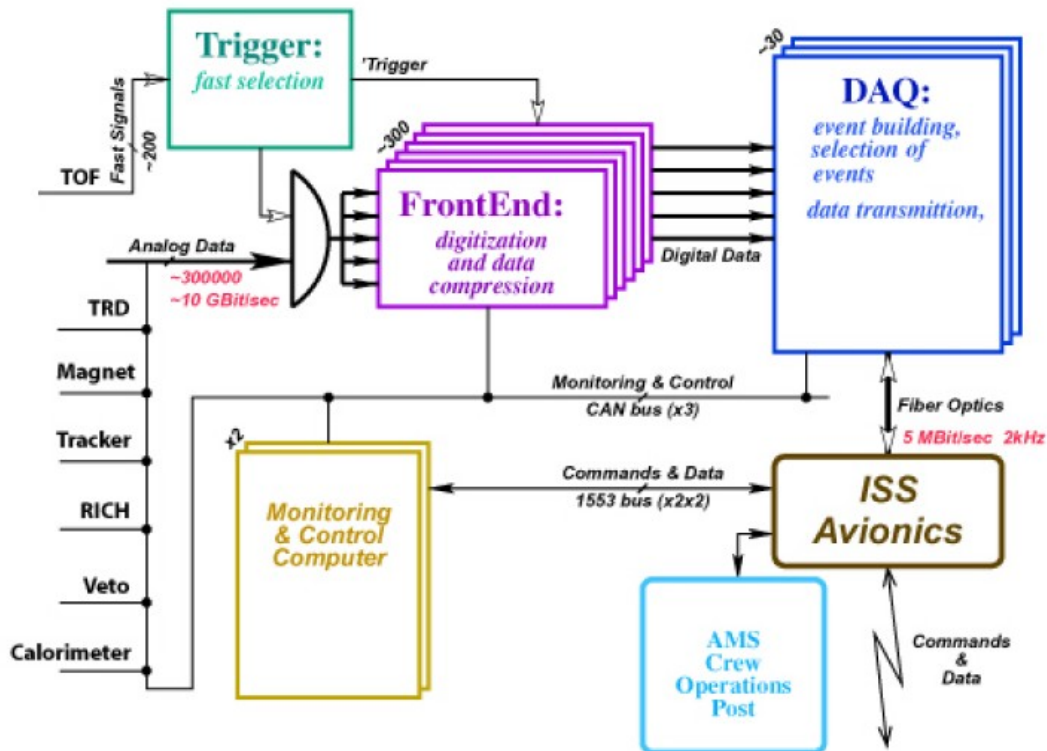


FIG. 1.32: Vue d'ensemble de l'électronique d'AMS-02.

Pour un rayon γ non converti,

- le niveau 0 est constitué par le déclenchement- γ associé au calorimètre : si une énergie minimale a été déposée dans certains superplans du calorimètre, alors un signal positif est envoyé en 200 ns, un tel signal permettant de considérer la réponse du niveau suivant ;
- le niveau 1 est également constitué par le déclenchement- γ associé au calorimètre, la direction de la gerbe est utilisée pour éliminer les particules qui viennent de côté : si celle-ci est satisfaisante, alors une réponse positive est envoyée en $0.9 \mu\text{s}$.

Que la particule soit chargée ou neutre, si celle-ci satisfait aux critères des déclenchements de niveau 0 *et* de niveau 1, une réponse positive est envoyée en $1.1 \mu\text{s}$ à l'électronique d'acquisition qui lit et enregistre l'ensemble des informations données par les détecteurs. Ce temps de déclenchement est largement inférieur au temps moyen entre deux rayons cosmiques successifs ($\sim 1/2 \text{ KHz} = 0.5 \text{ ms}$). AMS a donc un taux d'acquisition très proche du taux de rayons cosmiques le traversant. Enfin, il existe un déclenchement de niveau 3 permettant un filtrage additionnel.

Bibliographie

Introduction et historique de l'expérience

- [1] **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 (2002) 331-405
- [2] **The AMS collaboration, C.H. Chung et al.**, AMS on ISS, Construction of a Particle Physics Detector on the International Space Station, à paraître dans NIM

Buts de physique

Antimatière

- [3] **R. Hagedorn**, Cargese Lectures in Physics, 6 (1973) 643
- [4] **A.D. Sakharov**, Sov. Phys. JETP Lett. 5 (1967) 24
- [5] **J.D. Kurfess, D.L. Patterson, G.J. Fisherman and V. Schöfelder**, Overview of the Compton Observatory Instruments, Proc. AIP Conf. 410 (1997) 509

Matière noire

- [6] **S. Perlmutter et al.**, Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae, ApJ 517 (1999) 565-586
- [7] **K.G. Begema et al.**, Mon. Not. Asr. Soc. 249 (1991) 523
- [8] **The LEP SUSY Working Group**, Combined Lower Bound of the Neutralino Mass in a Constrained MSSM model, http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/lsp_cmssm_summer04/cMSSM_final.html
- [9] **P. Maestro**, A study on background rejection and e^+ and γ detection in AMS-02, AMS Note 2003-01-01

Rayons γ

- [10] **G. Lamanna**, Gamma-Ray Detection with the AMS detector, First International Conference on Particle and Fundamental Physics in Space, La Biodola, Isola d'Elba, Italy, 14-19 Mai 2002, ams.cern.ch/AMS/Analysis/gamma-pos/elba-lamanna.pdf

Description des sous-détecteurs

Détecteur à Radiation de Transition

- [11] **V. Choutko**, AMS 02 e^+ Identification and Background Suppression Capabilities using ECAL, 26 octobre 2001,
http://ams.cern.ch/AMS/Analysis/hpl3itp1/ams02_pos_ecal.ps

Compteur Cerenkov à Imagerie Annulaire

- [12] **J.M.R Borges**, Thèse Velocity Reconstruction with the RICH detector of the AMS experiment, Thèse Universidade Técnica De Lisboa, Janvier 2004,
http://ams.cern.ch/AMS/Thesis/AMSnote-2004_03_06.ps.gz
- [13] **G. Boudoul**, Trous noirs primordiaux, rayonnement cosmique et développements instrumentaux pour l'imageur Tcherenkov de l'expérience spatiale AMS, Thèse de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I,
<http://tel.ccsd.cnrs.fr/documents/archives0/00/00/35/66/>
- [14] **A. Malinin**, positon Identification and Background Suppression at RICH energy range in AMS02, 26 octobre 2001,
<http://ams.cern.ch/AMS/Analysis/gamma-posit/posit.ps>
- [15] **B. Baret**, Le RICH d'AMS et Interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère, Journées Jeunes Chercheurs, 9-13 décembre 2002

Chapitre 2

Description du calorimètre électromagnétique

Résumé du chapitre :

Le calorimètre électromagnétique d'AMS-02 permet la reconstruction en trois dimensions de la gerbe électromagnétique et assure une mesure de l'énergie des particules électromagnétiques jusqu'à quelques TeV. Il participe aussi à la séparation e/p jusqu'à l'ordre du TeV, à hauteur propre de 10^3 (sans correspondance énergie/impulsion avec le trajectomètre). Après avoir rappelé les principes de calorimétrie, nous décrivons le calorimètre et discutons de la chaîne de lecture permettant à partir de la collection de lumière la mesure de l'énergie de la particule incidente. Enfin, le déclenchement- γ est décrit.

2.1 Principes de calorimétrie

Dans cette partie, nous nous intéressons au développement d'une gerbe électromagnétique dans un calorimètre.

2.1.1 Gerbe électromagnétique

Extension longitudinale

Pour une particule électromagnétique d'énergie E_0 , le profil longitudinal, c'est-à-dire la quantité d'énergie de la gerbe déposée par unité de longueur dE/dz , est tracé en fonction de la profondeur z du calorimètre (**figure 2.1**). L'expression théorique d'un tel profil est écrite ci-dessous [5] :

$$\frac{dE}{dz} = E_0 \frac{b}{X_0} \frac{b^z}{X_0^{(a-1)}} e^{-\frac{bz}{X_0}} \Gamma(a) \quad (2.1)$$

Le paramètre b est indépendant de l'énergie de la particule et de la nature du matériau utilisé pour le calorimètre. Une valeur typique de b est 0.5. Le paramètre a dépend de l'énergie E de la particule et est lié à la nature du matériau à travers le terme de l'énergie critique E_c :

$$\frac{a-1}{b} = \ln \frac{E}{E_c} \pm 0.5 \quad [- \text{ pour un } e^\pm \text{ incident, } + \text{ pour un } \gamma \text{ incident}] \quad (2.2)$$

La fonction Γ joue le rôle d'une normalisation.

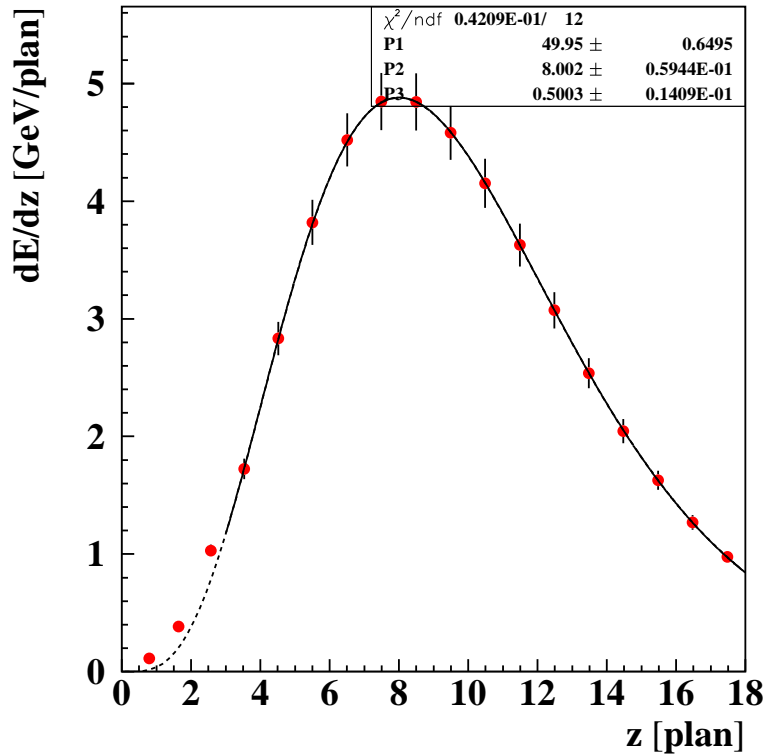


FIG. 2.1: Profil longitudinal moyen pour un faisceau d'électrons à 50 GeV.

Deux régions peuvent être définies, la première correspondant à une montée suivant une loi de puissance et la seconde à une décroissance exponentielle en fonction de z . Pour une région donnée, certains processus physiques sont prépondérants par rapport à d'autres (**fig. 2.2 et 2.3**) :

- la première région, où $z \in [0, z_{max}]$, est celle pour laquelle un électron émet préférentiellement par rayonnement de freinage un photon et où un photon se convertit en une paire e^+/e^- ,
- la seconde région, où $z \in [z_{max}, \infty]$, est celle pour laquelle un électron perd préférentiellement de l'énergie en ionisant le milieu traversé et où un photon en perd par effet photoélectrique.

Dans la première région, un processus en cascade est défini (**fig. 2.4**). Un photon incident se convertit en une paire e^+e^- , ces dernières particules émettent chacune un photon qui se convertit à son tour en une paire e^+e^- , et ainsi de suite. Le processus est arrêté quand pour des électrons d'énergie $E(z_{max})$ issus de la gerbe, la quantité d'énergie par unité de longueur perdue par rayonnement de freinage est égale à celle perdue par ionisation. Cette égalité définit une énergie critique notée E_c , dépendante de la charge Z des noyaux constituant le matériau traversé. L'énergie E_c est égale à 9.6 MeV, si l'on considère des noyaux de plomb.

$$\left. \frac{dE}{dz} \right|_{E=E(z_{max})}^{bremsstrahlung} = \left. \frac{dE}{dz} \right|_{E=E(z_{max})}^{ionisation} \rightarrow E(z_{max}) = E_c = \frac{800 MeV}{Z + 1.24} \quad (2.3)$$

Si l'on considère une traversée dans la matière de longueur z , un électron d'énergie initiale E_0 émet par rayonnement de freinage un photon et ne possède plus qu'une énergie $E(z)$, tandis qu'un photon a une probabilité $P(z)$ de se convertir en une paire e^+e^- :

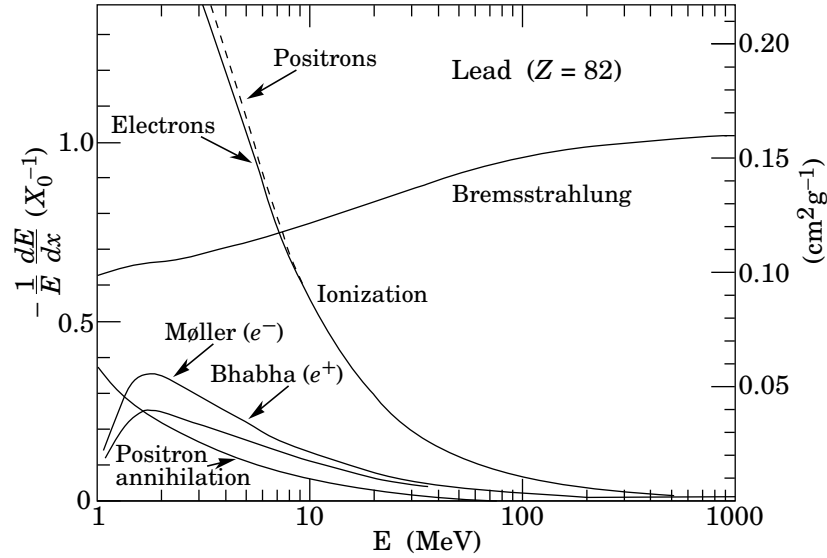


FIG. 2.2: *Energie perdue par unité de longueur pour des électrons d'énergie comprise entre 1 et 1000 MeV. A basse énergie, le processus d'ionisation est dominant, à haute énergie, le processus de rayonnement de freinage l'est [5].*

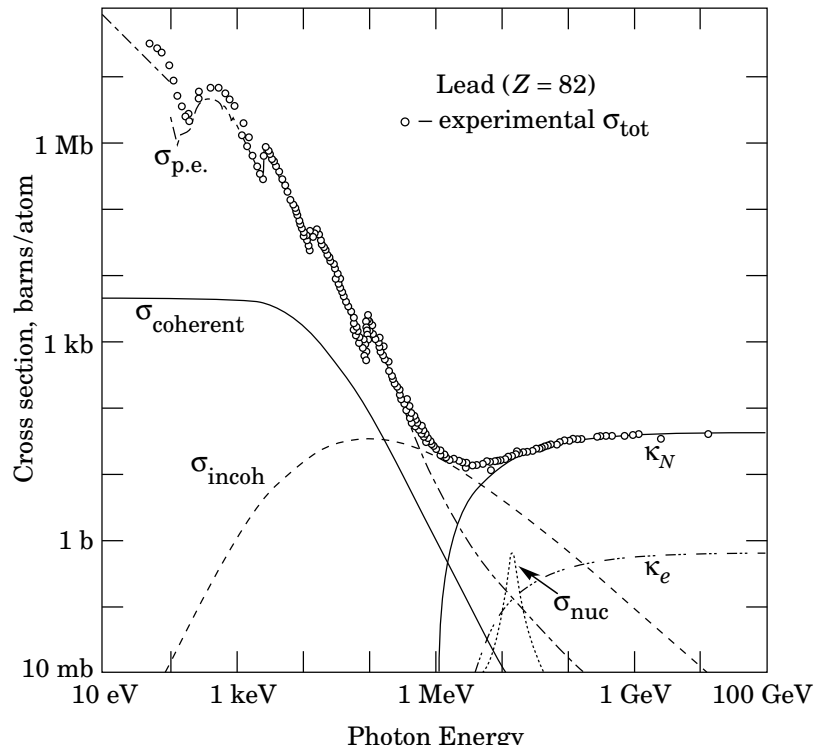


FIG. 2.3: *Section efficace pour les réactions photons-noyaux de plomb en fonction de l'énergie du photon. A basse énergie, l'effet photoélectrique est dominant ($\sigma_{p.e.}$), à haute énergie, la production de paires dans le champ coulombien des noyaux l'est (κ_N) [5].*

$$\begin{cases} E(z) \Big|_{e \rightarrow e + \gamma} & = E_0 e^{-\frac{z}{X_0}} \\ P(z) \Big|_{\gamma \rightarrow e^+ + e^-} & = 1 - e^{-\frac{z}{\lambda_{paire}}} \end{cases} \quad (2.4)$$

La longueur de radiation X_0 est celle pour laquelle un électron conserve 1/e ($\sim 37\%$), de son énergie initiale, tandis que la longueur de création de paires λ_{paire} est celle sur laquelle un photon a une probabilité de conversion de 1-1/e ($\sim 63\%$).

La longueur de radiation dépend de la nature des noyaux du matériel traversé permettant la création d'un champ coulombien auquel réagissent les électrons par l'émission d'un photon ; la longueur de création de paires est proportionnelle à la longueur de radiation. Cette dernière vaut, pour le plomb, 6.3 g.cm^{-2} .

$$\begin{cases} X_0 & = \frac{716.4A}{Z(Z+1) \times \ln \frac{287}{\sqrt{Z}}} \text{ g.cm}^{-2} \\ \lambda_{paire} & = \frac{9}{7} X_0 \end{cases} \quad (2.5)$$

On considère un modèle binaire de Heitler. La première région du profil longitudinal est découpée en pas de longueur $R = X_0 \ln 2$. Sur cette dernière longueur, un électron perd 50% de son énergie en émettant un photon, tandis qu'un photon a une probabilité de 42% de se convertir en une paire e^+e^- . Une gerbe électromagnétique se forme de la manière suivante : sur la première distance, un photon incident d'énergie E_0 se convertit en une paire e^+e^- . Chaque membre de la paire d'énergie $E_0/2$ émet sur la seconde distance un photon, ces photons se convertissant en une paire e^+e^- sur la troisième distance, et ainsi de suite.

Sur une longueur $n_c R$, le nombre de particules croît de 1 à 2^{n_c} et l'énergie de chaque particule décroît de E_0 à $E_0/2^{n_c}$. Lorsque l'énergie $E_0/2^{n_c}$ de chacune des 2^{n_c} particules est égale à E_c , commence la seconde région où le nombre de particules présentes décroît de 2^{n_c} à 0. Les deux régions couvrent typiquement une distance de $2.5n_c R$.

Pour un calorimètre électromagnétique, le nombre de longueurs de radiation permet d'apprécier si une gerbe de grande énergie peut être contenue¹.

Mesure de la longueur de radiation

Le rapport z_{max}/X_0 est fonction du rapport E_0/E_c :

$$E_c = \frac{E_0}{2^{n_c}} \oplus n_c = \frac{z_{max}}{\{R = X_0 \ln 2\}} \rightarrow \frac{z_{max}}{X_0} = \ln \frac{E_0}{E_c} \quad (2.6)$$

En considérant des profils longitudinaux créés par des particules de divers énergies E_0 , z_{max} peut être tracé en fonction de $\ln(E_0)$. Une droite est alors ajustée, la pente de cette dernière étant égale à X_0 .

Extension latérale

Alors que la longueur de radiation X_0 joue le rôle d'une longueur caractéristique pour l'extension longitudinale, ce rôle est joué par le rayon de Molière R_M pour l'extension latérale. En effet, si on considère

¹A titre d'exemple, le maximum de la gerbe à 1 TeV correspond à 13 X_0 .

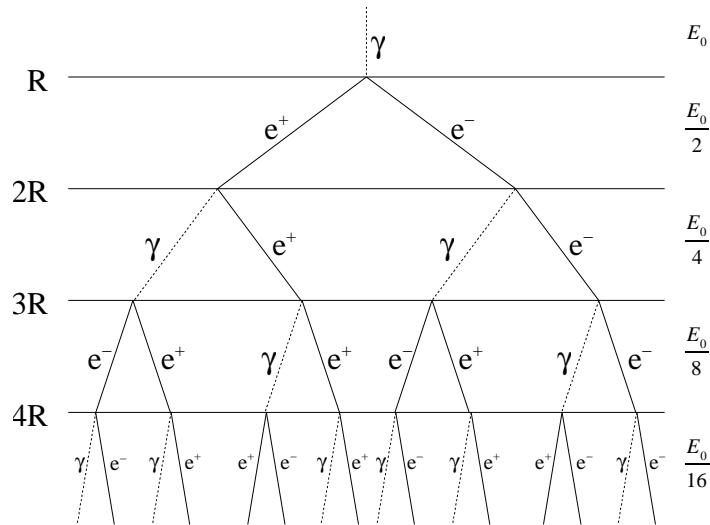


FIG. 2.4: Gerbe électromagnétique d'un photon : modèle binaire de Heitler. La profondeur et les énergies des particules sont indiquées.

une gerbe électromagnétique et un cylindre centré sur l'axe de cette dernière, l'énergie contenue dans ce cylindre de rayon égal à 1, 2, ou 3 R_M représente respectivement 90, 95, ou 99 % de celle de la gerbe. Le rayon de Molière est proportionnel à la longueur de radiation et vaut 2.2 fois cette dernière, si le milieu considéré est le plomb.

$$R_M = \frac{E_s \equiv \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2}{E_c} X_0 \rightarrow R_M = \frac{21.2 \text{ MeV}}{9.6 \text{ MeV}} X_0 = 2.2 X_0 \quad (2.7)$$

Résolution en énergie

La résolution en énergie d'un calorimètre, où A est appelé le terme stochastique et B le terme constant, est typiquement de la forme :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{A}{\sqrt{E}} \oplus B \quad (2.8)$$

Le calorimètre est un matériel *linéaire*, puisque le nombre de particules au maximum de la gerbe est égal au rapport de l'énergie de la particule incidente et de l'énergie critique. Des fluctuations statistiques sur le nombre de particules de la gerbe impliquent un terme stochastique. Quant au terme constant, il traduit les inhomogénéités du calorimètre, les cellules mal calibrées : c'est un facteur de qualité.

2.1.2 Séparation électrons/protons

Pour le calorimètre électromagnétique d'AMS, une énergie de 50 GeV peut être déposée par exemple par un électron de 50 GeV ou encore par un proton d'une centaine de 100 GeV. Les deux particules sont distinguables grâce aux géométries des gerbes électromagnétiques et hadroniques. Les premières sont définies par les longueurs de radiation et le rayon de Molière, les secondes par la longueur d'interaction λ_i . Un calorimètre sépare d'autant mieux les particules électromagnétiques des protons qu'il possède un grand nombre de longueurs de radiation, de rayons de Molière et un petit nombre de longueurs d'interaction hadronique.

Les variables utilisées pour la séparation e/p sont, par exemple, :

- le χ^2 de l'ajustement sur le profil longitudinal de celui théorique d'une gerbe électromagnétique,
- le rapport entre l'énergie contenue dans 2 cm autour de l'axe de la gerbe et l'énergie déposée dans le calorimètre, les gerbes électromagnétiques étant contenues latéralement à 95% dans 2 rayons de Molière, et celles hadroniques dans une longueur d'interaction hadronique.

Dans la pratique, plusieurs coupures basées sur des variables liées à la géométrie des gerbes permettent la discrimination entre particules électromagnétiques et hadroniques.

2.2 Description du calorimètre

Le calorimètre électromagnétique d'AMS-02 doit répondre à deux buts qui sont : une bonne séparation e/p, les protons constituant 90% des rayons cosmiques et une mesure précise de l'énergie déposée par les particules électromagnétiques. On souhaite disposer d'un calorimètre, avec d'une part, un grand nombre de longueurs de radiation et un nombre aussi faible que possible de longueur d'interaction hadronique, et avec d'autre part, des segmentations latérale et longitudinale aussi fines que possible. Une segmentation latérale fine permet une séparation e/p appréciable et une bonne segmentation longitudinale une mesure précise de l'énergie, en complétant le profil longitudinal de la gerbe.

En outre, le calorimètre doit se conformer aux contraintes spatiales pour

- l'électronique : insensibilité aux radiations, puissance électrique limitée à 100 Watts,
- la mécanique : premier mode de résonance au-dessus de 50 Hz, capacité à supporter des accélérations jusqu'à 27 g (charge de sécurité), poids limité à moins de 638 kg²,
- la thermique : bonne isolation thermique nécessaire pour les fibres et les photomultiplicateurs (PMs) dont les gains varient avec la température, le gradient de température doit être contenu dans un intervalle de ± 5 °C (la température externe s'étend de -40 à +50 °C).

2.2.1 Le matériau scintillateur (Pancake)

La collaboration AMS a fait le choix d'un calorimètre similaire à celui de l'expérience KLOE [2], où la structure interne du calorimètre, appelé *pancake*, est un sandwich de fibres scintillantes et de feuilles de plomb (**fig. 2.5**). Le volume et la densité sont respectivement égaux à $64.8 \times 64.8 \times 16.65$ cm³ et 6.9 ± 0.2 g/cm³.

Les longueurs de radiation X_0 et le rayon de Molière R_M étant égaux à respectivement ~ 1 et ~ 2 cm, on déduit une profondeur de plus de $16 X_0$ et une surface de plus de $30 \times 30 R_M$. La profondeur en longueur d'interaction hadronique est ~ 0.75 . Avec des profils latéraux et longitudinaux échantillonnés sur 72 et 18 points, ce calorimètre permet de répondre aux objectifs de physique énoncés précédemment.

Le *pancake* est subdivisé en 9 superplans, d'une épaisseur de 1.85 cm chacun. Pour un superplan donné, les fibres sont alignées suivant un axe. La structure résultante est obtenue en alternant les superplans contenant des fibres alignées le long de l'axe y avec celles contenant des fibres alignées le long de l'axe x (**fig. 2.6**). Le nombre de superplans est de 9 : 5 dans le plan xz et 4 dans le plan yz . La quantité de lumière transportée dans une fibre est lue à une seule extrémité par un des 4 pixels d'un photomultiplicateur Hamamatsu R7600 00-M4. La région délimitée par une des 4 anodes est appelée cellule ou pixel (0.9×0.9 cm²) et correspond à environ 35 fibres. Le calorimètre est doté d'un total de 324 photomultiplicateurs, soit 1296 anodes.

²On rappelle qu'une feuille de plomb de $64.8 \times 64.8 \times 0.168$ cm³ prise entre deux rangées de fibres pèse ~ 5 kg.

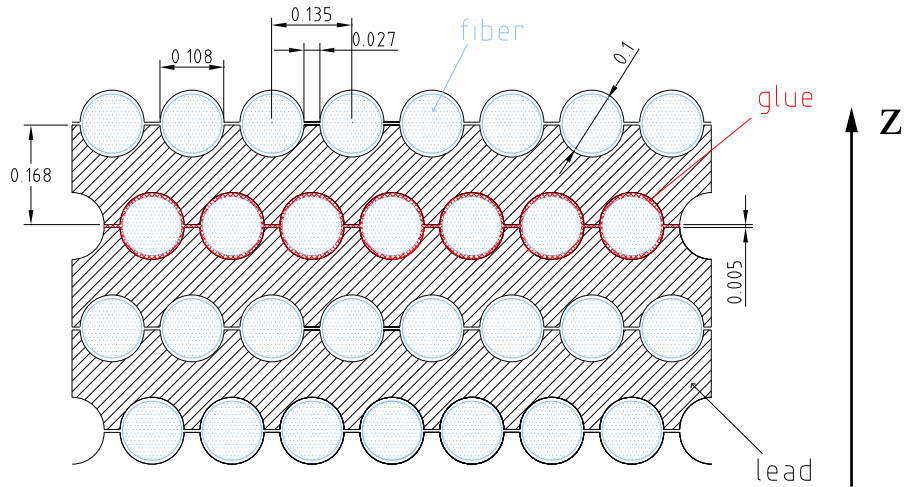


FIG. 2.5: Image de la structure d'un superplan, les dimensions sont en cm. Le rapport des volumes du plomb, des fibres, et de la colle est $1/0.58/0.15$. La densité moyenne résultant est de $6.9 \pm 0.2 \text{ g/cm}^3$, à comparer à la densité moyenne du plomb, 11.35 g/cm^3 .

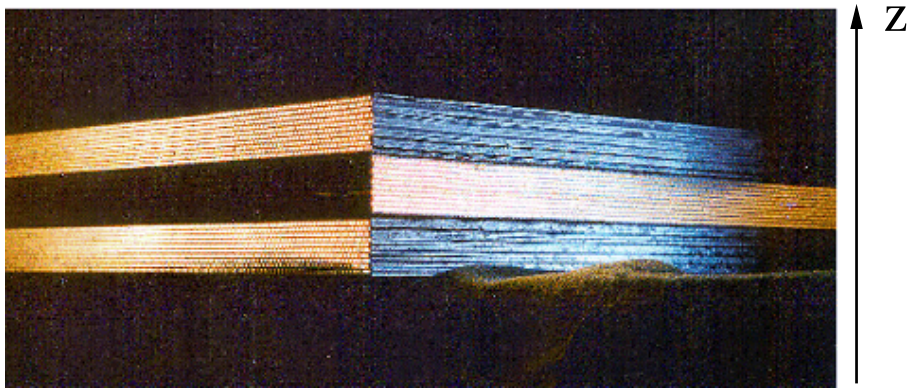


FIG. 2.6: Image de trois superplans. Un superplan est un empilement de fibres scintillantes de feuilles de plomb. Ses dimensions sont de $648 \times 648 \times 18.5 \text{ mm}^3$. Les superplans sont successivement tournés de 90° , afin d'avoir une lecture selon x et y .

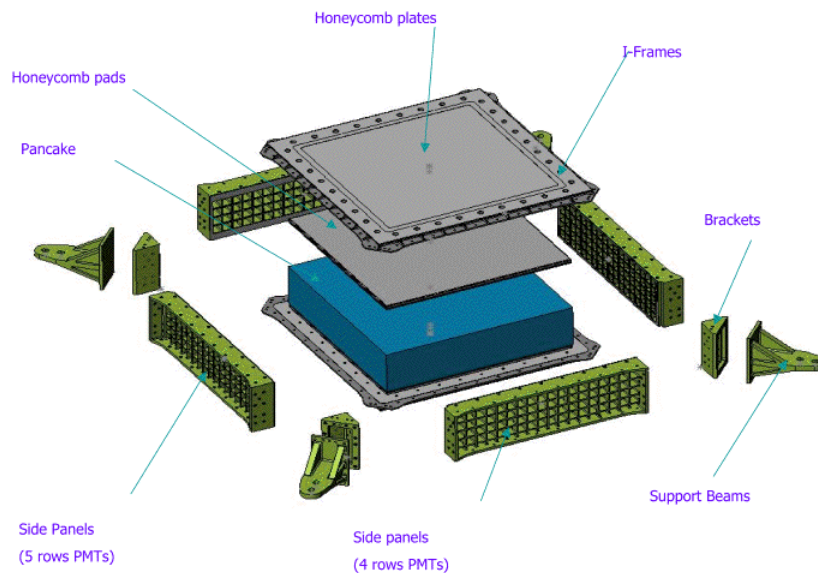


FIG. 2.7: Vue éclatée du calorimètre.

2.2.2 Structure mécanique

La structure mécanique soutient le pancake, les blocs PM (sous-section 2.2.3) et les cartes EIB (sous-section 2.3.1). L'optimisation de la structure mécanique par la méthode des éléments finis a conduit à un support en aluminium, composé de 4 faces latérales (*sidepanels*) usinées pour insérer les blocs PMs et de 2 couvercles supérieurs et inférieurs en structure "nid d'abeille". Les blocs PMs et les cartes EIB sont fixés sur une structure additionnelle (*backpanel*). Les **figures 2.7 et 2.8** montrent une vue éclatée de la structure mécanique du calorimètre. Les calculs par éléments finis ont été validés au Beijing Institute of Satellite Environment Engineering (BISEE, Beijing) avec le calorimètre d'ingénierie en soumettant ce dernier à des tests de *sine – sweep* (balayage en fréquence), de *sine – burst* (vibration sinusoïdale à une fréquence donnée) et de vibrations aléatoires. En particulier, la fréquence de première résonance a été mesurée au-delà de 60 Hz [3].

2.2.3 Collection de lumière

En premier lieu, la taille du photomultiplicateur 4-anodes ($2.4 \times 2.4 \text{ cm}^2$) est compatible avec le rayon de Molière ($\sim 2 \text{ cm}$) et la longueur de radiation ($\sim 1 \text{ cm}$).

Ensuite, le champ magnétique de l'aimant est de l'ordre de 100-200 Gauss au niveau du calorimètre [4], or la réponse du photomultiplicateur doit être la moins influencée possible par le champ magnétique. On protège donc les photomultiplicateurs en les plongeant dans des tubes en fer doux de dimension $3.05 \times 3.05 \times 7.4 \text{ cm}^3$ et d'épaisseur de 1 mm (**fig. 2.9 et 2.10**). Le champ magnétique vu par le photomultiplicateur est ainsi abaissé à 10 Gauss [5], et dans un tel champ, la réponse du photomultiplicateur diffère de moins de 10% de celle obtenue sans champ [6].

Enfin, la collection de lumière entre les fibres du calorimètre et le photomultiplicateur est optimisée : quittant la fibre du calorimètre, la lumière traverse successivement un joint en silicone transparent, un guide de lumière en plexiglass de 3 cm, un second joint et atteint le photomultiplicateur. Le rendement de collection de lumière a été mesuré à une valeur de $\sim 70\%$.

Quelques chiffres permettent de décrire la perte de lumière. Seuls 2 % des photons dans les fibres sont dirigés dans la bonne direction. Ensuite, 70 % de ces photons atteignent le photomultiplicateur dont l'efficacité quantique est égale à 25%. Ainsi, à un nombre de 2000 photons dans les fibres correspond 8 photoélectrons, soit un Minimum Ionisant (Minimum Ionizing Particle - MIP).

2.3 Chaîne électronique de lecture

La **figure 2.11** schématise l'électronique associée au calorimètre. La consommation électrique de cette dernière est de 100 W. Les rôles de la partie analogique (EFE et EIB), des châssis (Ecrate) et des générateurs de tension (Power Supply) sont successivement discutés.

2.3.1 Partie analogique

Electronique Front-End (EFE)

Pour l'intercalibration des anodes, on souhaite utiliser les protons, ceux-ci constituant la majorité des rayons cosmiques. L'électronique du calorimètre devant être sensible aux Particules au Minimum Ionisant (Minimum Ionizing Particle - MIP) d'une dizaine de MeV, le bruit associé à celle-ci doit donc être inférieure à une telle énergie. En outre, on souhaite mesurer une gerbe électromagnétique jusqu'à

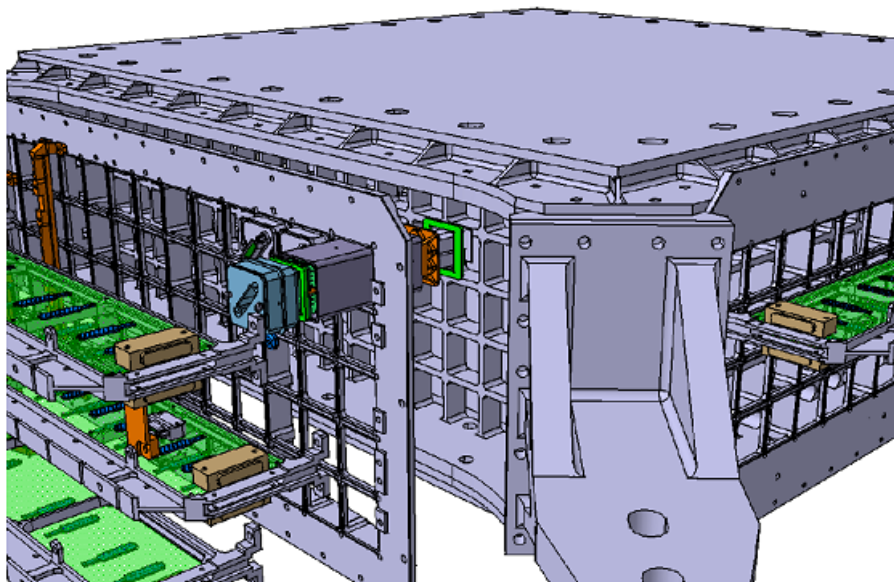


FIG. 2.8: *Vue éclatée de la structure mécanique du calorimètre : sidepanel, backpanel, bloc PM et carte EIB.*

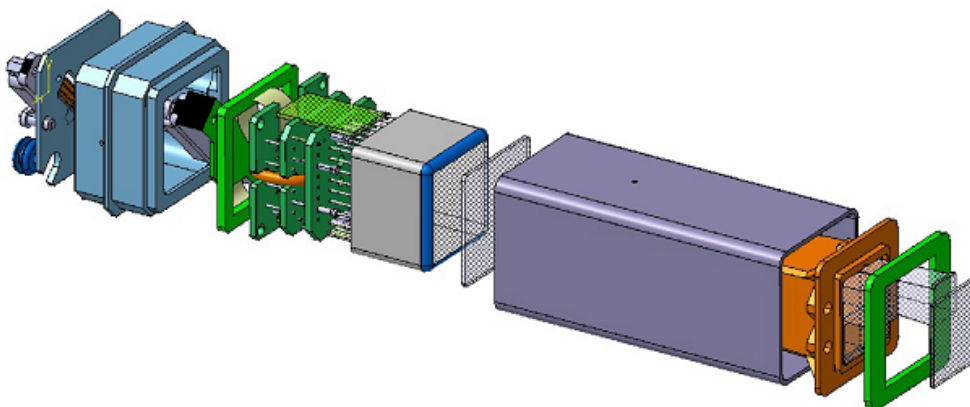


FIG. 2.9: *Système de collection de lumière. La lumière traverse successivement un joint en silicone transparent, un guide de lumière en plexiglass de 3 cm, un second joint et atteint le photomultiplicateur. Ce dernier est alimenté par deux bases et le signal est lu par une carte EFE.*

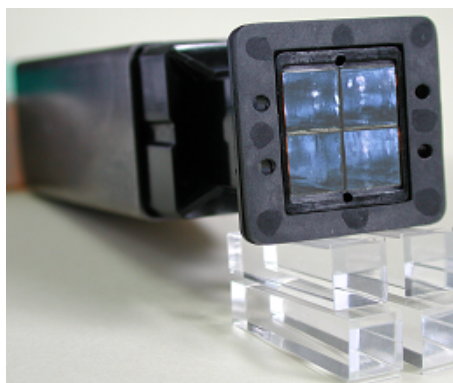


FIG. 2.10: *Boîtier en polycarbonate du photomultiplicateur inséré dans un blindage magnétique. Les quatre guides de lumière en plexiglass ont une longueur de 3 cm.*

un TeV. Les simulations Monte-Carlo indiquent que pour la cellule où l'énergie déposée est la plus grande, cette dernière est égale à 80 GeV. Le rapport entre les 2 échelles d'énergies est de l'ordre de 8000. Souhaitant un MIP situé à au moins 7 canaux d'ADC du bruit, une gamme dynamique d'environ 60000 est requise pour l'électronique.

Chacun des 324 photomultiplicateurs dispose de 4 anodes et le signal de la dernière dynode est utilisé pour le déclenchement- γ . Deux bases permettent d'alimenter en tension un photomultiplicateur. A ces deux bases fait suite l'Electronique Front-End (EFE) [7, 8] (**fig. 2.12**). Sur la carte EFE, le signal de chaque anode est lu avec deux chaînes électroniques de gains différents, et le signal de la dynode avec une seule chaîne. Une étude a permis de choisir l'électronique de la carte EFE (rapport des gains d'environ 30) et les bases afin d'obtenir une gamme dynamique allant du MIP au TeV. Les signaux, numérisés à l'aide d'un ADC 12 bits, sont ensuite transmis à l'EIB (**fig. 2.13**).

Le signal de sortie du photomultiplicateur est un courant électrique variable dans le temps, dont la forme correspond à celle d'une impulsion de quelques nanosecondes. Ce dernier est intégré et le pic de la tension d'anode indique, à une valeur de capacité près, la valeur du courant intégré, c'est-à-dire une charge proportionnelle à l'énergie déposée. Le signal intégré est mis en forme à l'aide d'un shaper : le maximum est donné en un temps appelé *peaking time*. Le Track et Hold permet de suivre le signal jusqu'au *peaking time* où après ce temps, le signal est maintenu à sa valeur maximale. Le multiplexeur permet ensuite l'envoi du signal de chaque voie sur le convertisseur ADC et une remise à zéro est effectuée. Cette chaîne d'opérations, décrite sur la **figure 2.14**, dure 70 à 80 μ s pour l'ensemble des 9 voies.

Les 324 cartes EFE, qui ont été conçues pour s'intégrer le plus harmonieusement possible dans la structure mécanique du calorimètre, disposent de caractéristiques communes que sont :

- une dynamique élevée de 60000 où deux gammes de 12 bits sont utilisées pour le signal associé à un pixel,
- un bruit équivalent à un demi-canal d'ADC,
- un *peaking time* de 2.3 μ s,
- une consommation très faible de 22 mW, soit une consommation de 7.2 W pour le calorimètre.

Carte Electronique Intermédiaire (Electronic Intermediate Board - EIB)

La carte Electronique Intermédiaire (EIB) est une carte de liaison entre l'EFE et l'EDR (Electronic Data Reduction). Il existe 36 cartes EIB disposées autour du calorimètre : parmi celles-ci, 24 disposent de la partie analogique du déclenchement- γ (**fig. 2.15 et 2.16**). La carte EIB fournit, d'une part, les basses tensions à l'EFE, et reçoit, d'autre part, les signaux de 9 PMs, qui sont envoyés à l'EDR à l'aide de lignes LVDS (Low Voltage Differential Signaling). En outre, pour une carte EIB disposant de la partie analogique du déclenchement- γ , le signal de dynode est comparé à un seuil, et le résultat de cette comparaison est transmis à la partie numérique du déclenchement- γ (carte ETRG). Enfin, des signaux de contrôle transitent entre l'EFE et l'EIB, et entre l'EIB et l'EDR.

Le groupe AMS-LAPP est maître-d'œuvre de l'électronique front-end du calorimètre : cartes EFE et EIB. Cet ensemble a fait l'objet d'un développement poussé, de réalisations de prototypes (le circuit intégré des cartes EFE a nécessité 3 prototypes au cours des années 2000 et 2001). Les cartes EFE ont été testées et validées en faisceau en juillet 2002 (voir chapitre 3), les cartes EIB seront testées en faisceau à l'automne 2004.

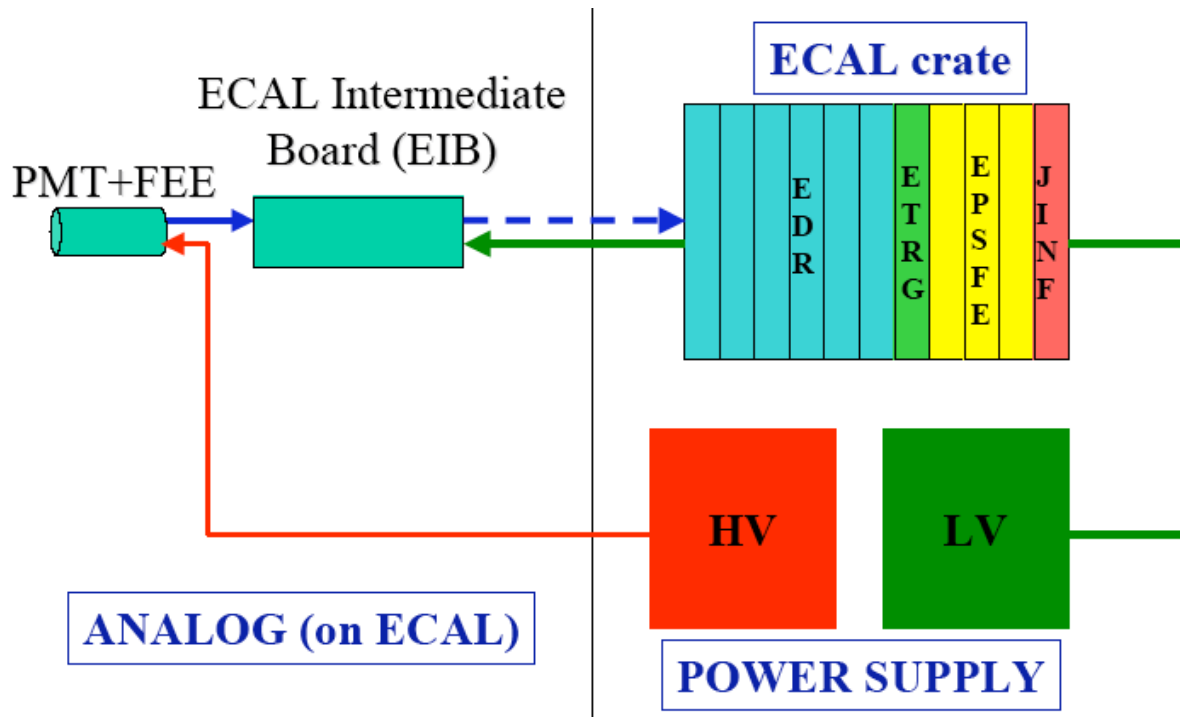


FIG. 2.11: Chaîne électronique de lecture pour le calorimètre d'AMS-02. La consommation électrique pour l'ensemble du calorimètre est de 100 Watts, à comparer aux 2 KWatts pour l'ensemble de l'expérience.

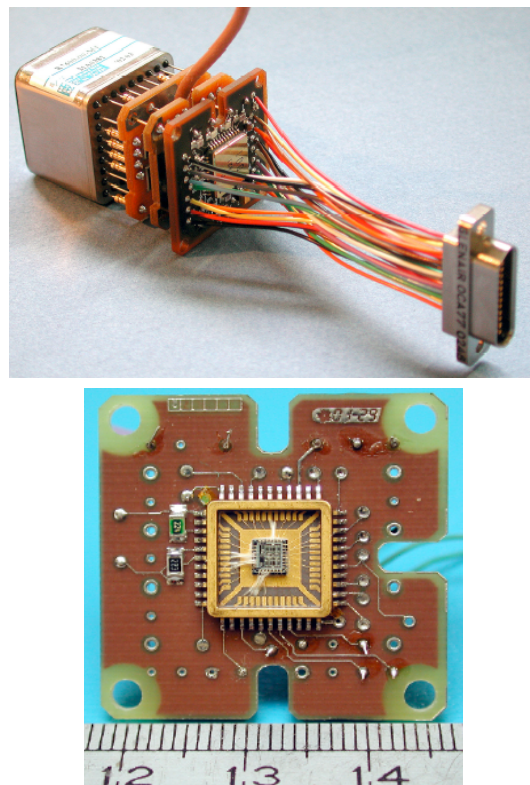


FIG. 2.12: Photographie de l'Electronique Front-End. En haut est montré un photomultiplicateur avec deux bases, 1 carte EFE et un connecteur filaire. En bas est présentée la carte EFE avec au centre le circuit spécifique développé (l'unité de la règle est le cm).

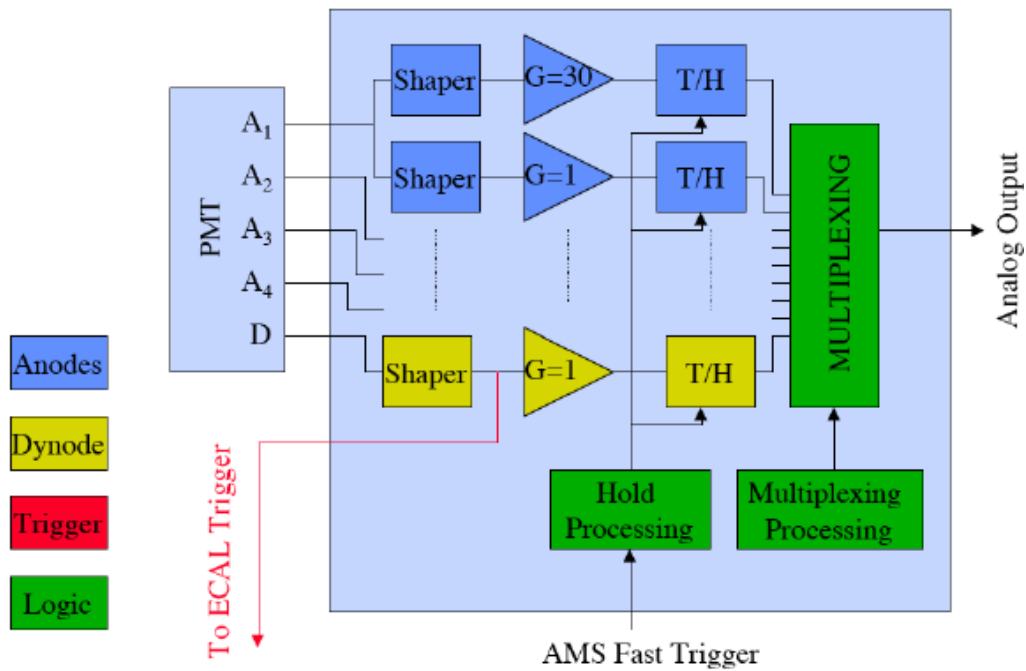


FIG. 2.13: Schéma électronique de l'EFE utilisée pour le traitement des signaux des 4 anodes et de la dynode d'un photomultiplicateur.

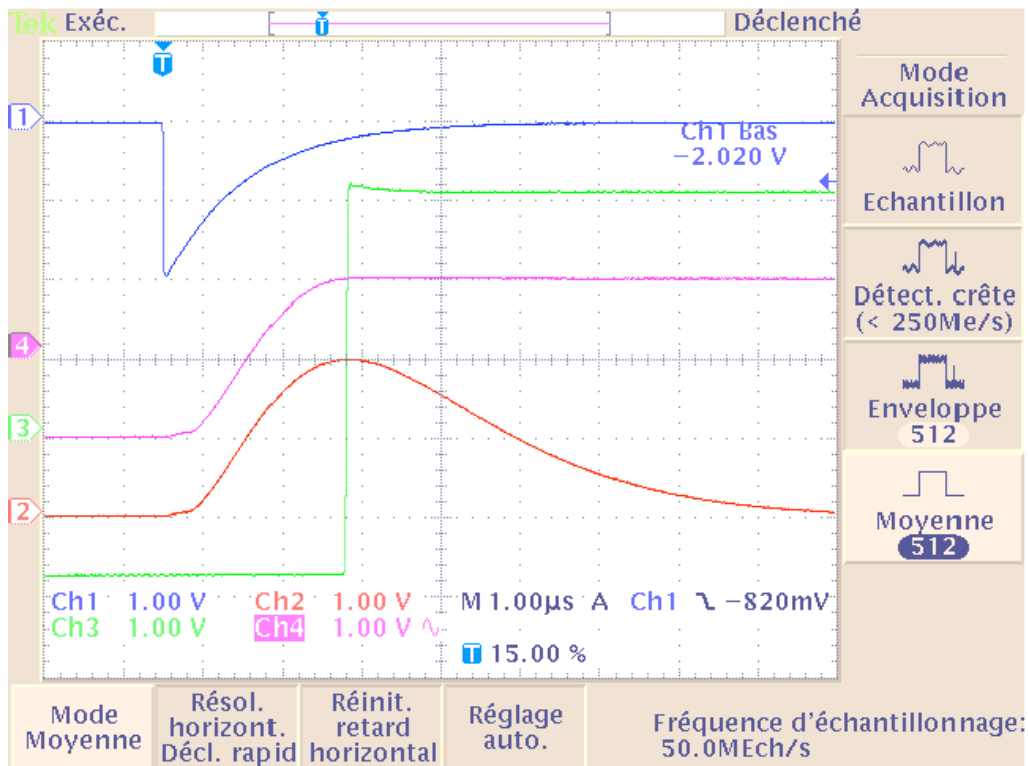


FIG. 2.14: Sorties d'oscilloscope : 1-signal d'anode, 2-sortie mise en forme, 3-après échantillonnage, 4-commande hold. On note la durée du peaking time : 2.3 μ s.



FIG. 2.15: Photographie de la carte EIB. Une carte EIB est liée à un ensemble de 9 photomultiplicateurs.

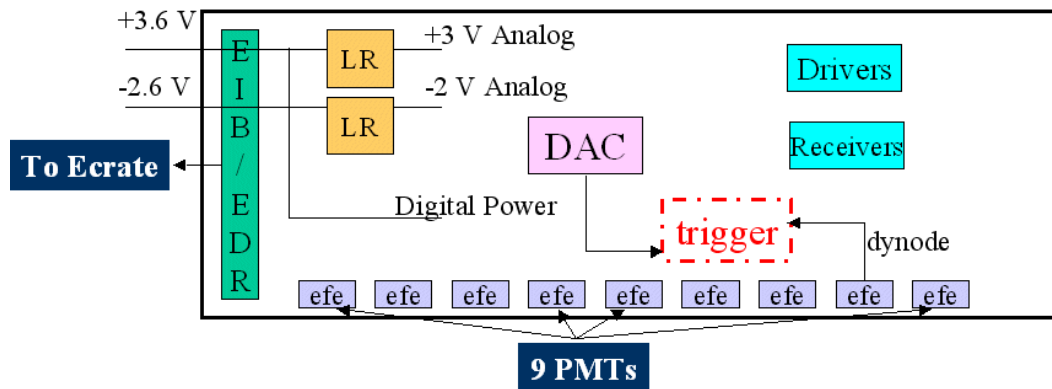


FIG. 2.16: Schéma de la carte EIB. 24 cartes EIB sur 36 sont équipés de la partie analogique du déclenchement- γ .

2.3.2 Châssis (Ecal Crate - Ecrate)

Le calorimètre dispose de 2 châssis appelés Ecal Crate (Ecrate), où chacun d'eux contient les cartes suivantes : 6 EDR, 2 ETRG, 3 EPSFE, et 1 JINF [9] (fig. 2.17 et 2.18).

Les 12 cartes EDR permettent la réduction des données. Une carte EDR communique avec 3 cartes EIB en leur envoyant, d'une part, les signaux de contrôle et basses tensions, et en recevant, d'autre part, leurs données. Une fois la réduction des données réalisée avec la soustraction de piédestal et la suppression de 0, celles-ci sont envoyées à la carte JINF. Cette dernière est une simple carte tampon entre les signaux du calorimètre et l'acquisition générale d'AMS.

Les 2 cartes ETRG (Ecal standalone TRiGger) constituent la partie numérique du déclenchement- γ , la partie analogique étant réalisée par les cartes EIBs. Une carte ETRG, après avoir reçu les données de 12 cartes EIB, applique l'algorithme du déclenchement- γ (décrit dans la section suivante), et envoie les signaux résultants aux cartes JINF et JLV1.

Quant aux 6 cartes EPSFE (Power Supply for Front End), elles envoient la basse tension aux cartes EIBs agissant comme des fusibles contrôlés et constituent un *slow control* pour les cartes EDR et ETRG.

Le backplane, qui est l'ensemble des connecteurs pour les cartes EDR, ETRG, EPSFE, JINF, assure leur inter-communication.

2.3.3 Générateurs de tension (Power supply)

Pour la basse tension, deux convertisseurs DC/DC disposent pour chacun d'une carte pour l'Ecrate, et de trois autres pour les EIB et EFE. Pour la haute tension, six briques constituées chacune de 5 modules de 11 hautes tensions permettent la mise à disposition de 330 hautes tensions. Cependant, seules 246 hautes tensions permettent l'alimentation de 324 PMs, 156 de ces hautes tensions sont associées à 156 PMs et 84 hautes tensions à 168 PMs.

2.4 Déclenchement autonome sur les photons (Trigger- γ)

2.4.1 Motivation

Les γ non convertis en paires e^+e^- échappent au déclenchement par le système de Temps de Vol utilisé pour les particules chargées. Or les γ non-convertis représentent une statistique équivalente à celle des γ convertis. Une étude a donc été engagée au printemps 2001 dans le groupe AMS-LAPP afin de définir les caractéristiques possibles d'un déclenchement- γ autonome [10]. D'une part, le premier rôle de celui-ci est de déclencher efficacement sur les photons venant de haut en bas, et compris dans l'acceptance d'AMS. D'autre part, au cours du développement dans le calorimètre de la gerbe d'un électron/positron, des particules secondaires peuvent être rétrodiffusées et déclencher les compteurs anticoincidence ; le veto de ces derniers ne permet pas l'enregistrement de l'événement. Le second rôle du déclenchement- γ consiste à annuler, pour ce type d'événement (*backsplash*), ce veto.

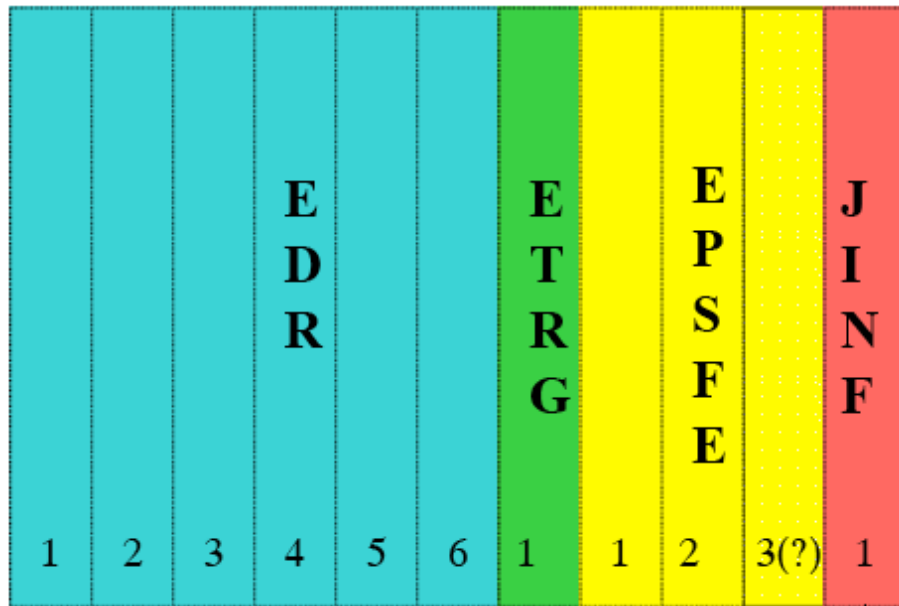


FIG. 2.17: Description de l'Ecal Crate.

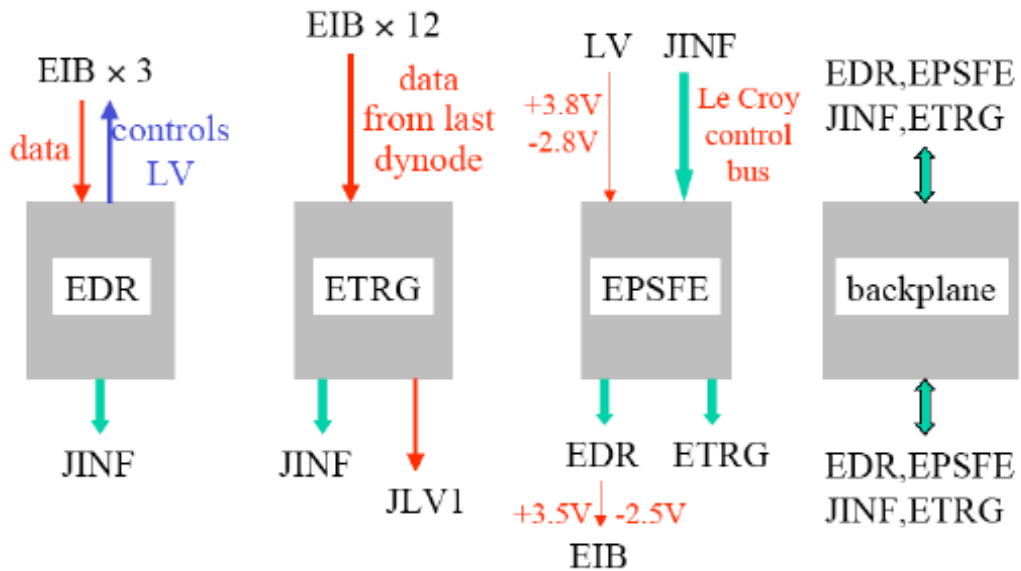


FIG. 2.18: Communication des différents modules de l'Ecal Crate.

Les caractéristiques du déclenchement- γ sont :

- l'efficacité : pratiquement 100% à haute énergie (au-delà de 2 GeV) et aussi haute que possible pour les petites énergies ;
- le temps : 200 ns pour le déclenchement rapide, moins d'1 μ s pour le déclenchement de niveau 1,
- la fréquence de déclenchement : pour ne pas pénaliser la physique des particules chargées dont le taux attendu est de 2 kHz au niveau 1, il est demandé de déclencher avec un taux inférieur à 10 kHz pour le déclenchement rapide, inférieur à 100 Hz pour le déclenchement de niveau 1,
- la stabilité : sensibilité basse aux conditions externes (température, activité solaire...),
- la robustesse : existence de PMs bruyants ou morts, ou de fluctuations sur le gain global,
- la consommation électrique : inférieure à 15 W, sur les 100 W alloués par la collaboration AMS pour le calorimètre,
- le poids : inférieur à 2 Kg pour les câbles et cartes.

La granularité proposée pour le déclenchement- γ correspond à un PM. Ce choix est un compromis entre la nécessité d'un faible nombre de canaux de lecture avec une grande énergie déposée sur un simple canal (meilleur rapport signal sur bruit) et celle d'une bonne capacité pour la reconstruction de la direction. Le choix d'un PM a aussi le grand avantage de permettre l'utilisation du signal de la dernière dynode. Les études Monte-Carlo indiquent que le taux de particules déclenchées est acceptable, si l'on dispose de seuils de dynode à environ 100 MeV. Les résultats en faisceau-test de juillet 2002 indiquent qu'un tel seuil est possible, à condition de prévoir une amplification d'un facteur 10 (voir chapitre 3) : le signal de dynode est donc utilisable pour le déclenchement- γ .

Une première version du déclenchement- γ était basée sur l'énergie totale déposée dans le calorimètre et l'extension latérale de la gerbe projetée dans le plan xy , cette dernière étant mesurée en nombre de PMs touchés, au-delà d'un certain seuil (typiquement de l'ordre de la centaine de MeV) selon les axes x et y . La **figure 2.19** visualise les largeurs en x et y pour une gerbe électromagnétique associée à un γ venant de haut en bas et celle hadronique associée à un proton d'incidence oblique.

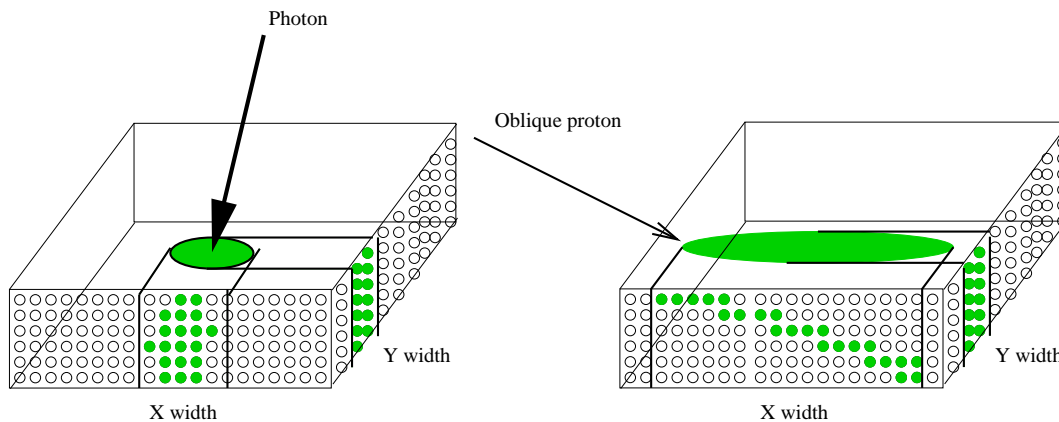


FIG. 2.19: *Illustration des largeurs suivant x et y pour une gerbe électromagnétique issue d'un photon venant du zénith (gauche) et une gerbe hadronique issue d'un proton venant de côté (droite). Pour cette dernière, la largeur selon x est plus grande que celle associée au photon venant du zénith [10].*

Cette version, basée sur l'énergie et l'extension latérale de la gerbe, a permis la validation d'un programme de physique sur les particules γ pour AMS. Une seconde version, plus basée sur la direction de la gerbe, a été ensuite retenue pour l'implémentation finale du déclenchement- γ [11]. Elle est présentée ci-après.

2.4.2 Algorithme

Une simulation détaillée de la version actuelle du déclenchement- γ est présentée et deux algorithmes discutés (TIGHT et LOOSE). Le déclenchement- γ se décompose en deux temps :

- l'un rapide (200 ns), permettant de connaître les PMs touchés dans les superplans 2 à 7 et de valider une condition logique sur les superplans touchés,
- l'autre plus lent (900 ns), où on reconstruit la direction de la particule, ce qui permet de sélectionner les particules venant d'en haut et comprises dans l'acceptance d'AMS-02.

L'électronique associée est séparée en deux parties : l'une analogique est traitée par les cartes EIB, l'autre numérique traitée par les cartes ETRG.

Déclenchement rapide

Le déclenchement rapide est réalisé en comparant le signal analogique de la dernière dynode de chaque PM à un seuil. Celui-ci dépend du superplan en vue d'exploiter le profil longitudinal de la gerbe électromagnétique. Seuls les superplans 2 à 7 sont considérés.

superplan	2	3	4	5	6	7
seuil en MeV (TIGHT)	100	100	120	100	100	100
seuil en MeV (LOOSE)	80	110	140	70	60	200

Si pour un superplan donné, l'énergie d'un PM est au-delà d'un seuil fixé, alors le superplan est considéré comme touché. Pour valider le déclenchement rapide, on regarde si la condition logique suivante sur les superplans touchés est réalisée ou non :

taux de déclenchement	condition logique pour valider le déclenchement rapide
170 Hz (TIGHT)	3 ET 4 ET (2 OU 6) ET (5 OU 7)
250 Hz (LOOSE)	2 sur 3 superplans selon x ET 2 sur 3 superplans selon y

Le temps d'opération du déclenchement rapide est estimé à environ 180 ns. Ce temps inclut : les temps de transit dans les câbles d'environ 40 ns, un temps de 50 ns pour la comparaison des dynodes avec les seuils, un temps de 70 ns pour vérifier la condition logique pour les superplans selon les vues xz/yz et finalement un temps de 20 ns pour la carte JLV1 où les informations venant des deux vues sont combinées (**fig. 2.20**).

Déclenchement de niveau-1

Pour le déclenchement de niveau-1, les centres de gravité des superplans 2 à 7 sont calculés :

$$b_i = \frac{\sum c_i \times i}{\sum c_i}, i = 2..7 \quad (2.9)$$

avec c_i égal à 1 si l'énergie du PM considéré est au dessus du seuil, nul sinon.

On définit les quantités :

$$\begin{cases} \Delta b_{26} = 0.5 \times |b_2 - b_6| ; \Delta b_{24} = |b_2 - b_4| ; \Delta b_{46} = |b_4 - b_6| \\ \Delta b_{37} = 0.5 \times |b_3 - b_7| ; \Delta b_{35} = |b_3 - b_5| ; \Delta b_{57} = |b_5 - b_7| \end{cases} \quad (2.10)$$

La direction est reconstruite en utilisant les distances entre les centres de gravité appartenant à une même face (xz ou yz) :

$$\begin{cases} \Delta b_x = \Delta b_{26} \text{ si défini ; } \Delta b_x = \max(\Delta b_{24}, \Delta b_{46}) \text{ sinon} \\ \Delta b_y = \Delta b_{37} \text{ si défini ; } \Delta b_y = \max(\Delta b_{35}, \Delta b_{57}) \text{ sinon} \end{cases} \quad (2.11)$$

Une coupure est appliquée sur les deux variables Δb_x et Δb_y afin de rejeter les particules venant de côté :

$$\begin{cases} \Delta b_x < 1.15 \text{ si } N_{hit4} + N_{hit6} < 5; \Delta b_x < 2.15 \text{ sinon} \\ \Delta b_y < 1.15 \text{ si } N_{hit5} + N_{hit7} < 6; \Delta b_y < 2.15 \text{ sinon} \end{cases} \quad (2.12)$$

Résultats des estimations Monte-Carlo

Pour l'algorithme TIGHT, le taux de déclenchement du niveau 1 est 50 Hz, pour l'algorithme LOOSE, 70 Hz ; dans les deux cas, en-dessous de 100 Hz. La **figure 2.21** indique, pour l'algorithme LOOSE, l'efficacité du déclenchement- γ en fonction de l'énergie du photon. L'efficacité est de 90% à 2 GeV et supérieure à 99% pour des énergies plus grandes que 10 GeV.

En exigeant un seuil commun aux dynodes et une condition logique entres superplans touchés qui soit celle de l'algorithme LOOSE, la **figure 2.22** montre les efficacités aux protons et aux photons en fonction de l'énergie déposée dans le calorimètre. Pour des énergies communes de seuil de dynode, de 100 à 200 MeV, l'énergie minimale déposée par les protons augmente de 0.6 à 1.5 GeV, tandis que le taux de protons est réduit de ~ 70 à ~ 20 Hz. Quelque soit l'énergie commune de seuil de dynode, l'efficacité reste au-dessus de 90% pour des photons d'énergie supérieure à 4 GeV.

La partie analogique du déclenchement- γ traitée par les cartes EIB sera testée en faisceau à l'automne 2004. A l'aide de ce test, les seuils des dynodes pourront être validés.

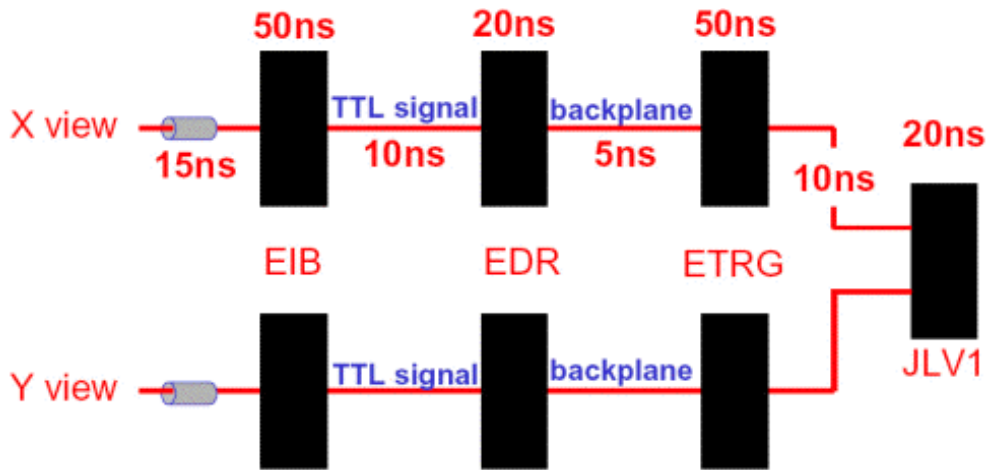


FIG. 2.20: Temps d'opération pour le déclenchement rapide γ .

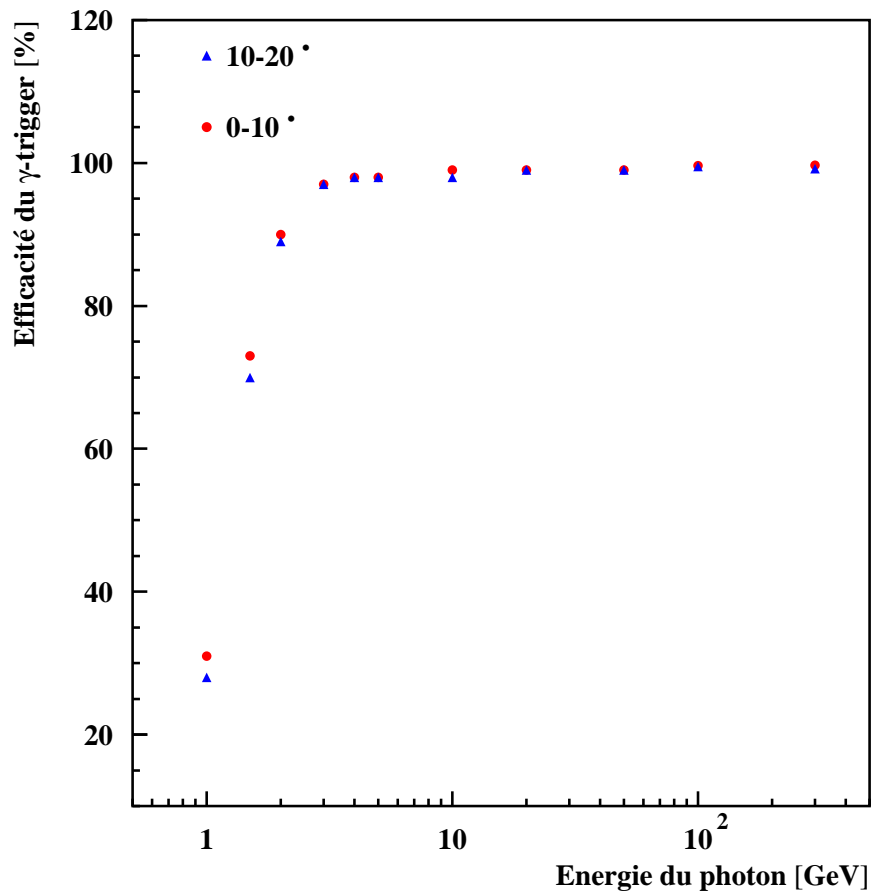


FIG. 2.21: Efficacité du déclenchement- γ en fonction de l'énergie du photon et de l'angle d'incidence. L'algorithme LOOSE a été appliqué.

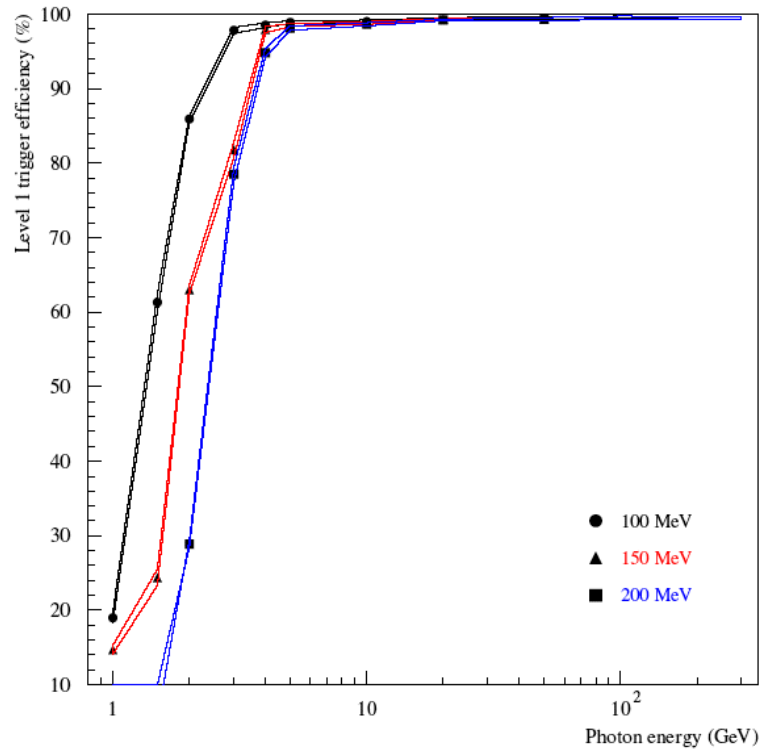
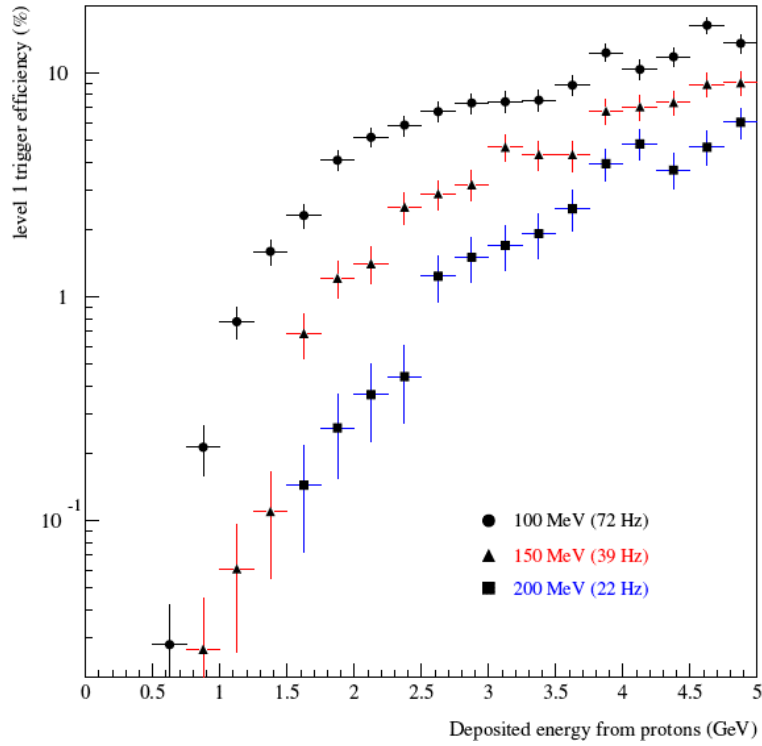


FIG. 2.22: Efficacité aux protons (en haut) et aux photons (en bas) en fonction de l'énergie déposée, avec des seuils communs de dynode de 100, 150, et 200 MeV.

Bibliographie

Principes de calorimétrie

- [1] **Particle Data Group**, Particle Physics Booklet 2002,
<http://pdg.lbl.gov/2002/passagerpp.pdf>

Description du calorimètre

- [2] **M. Adinolfi et al.**, The KLOE electromagnetic calorimeter,
Nucl. Inst. Meth. A 482 (2002) 263-385
- [3] **Wang Yi (MIT)**, ECAL FEM Correlation and Further Weight Optimization Analysis,
http://ams.cern.ch/AMS/Reports/TIMOct03/Wangyi_TIM_Oct03.ppt
- [4] **R. Kossakowski et al. (LAPP)**, Study of the photomultiplier R7600-00-M4 for the purpose of the electromagnetic calorimeter in the AMS-02 experiment,
AMS note 2002-01-03,
http://ams.cern.ch/AMS/Reports/AMSnote-2002_01_03.pdf
- [5] **Frank Cadoux, J.P. Vialle, R. Kossakowski (LAPP)**, Study of Magnetic Behaviour for a Matrix of Shielding,
AMS note 2001-05-01,
http://ams.cern.ch/AMS/Reports/AMSnote-2001_05_01.ps.gz
- [6] **R. Kossakowski (LAPP)**, Electromagnetic Calorimeter for the AMS Experiment,
CALOR 2002 - Pasadena, CA, USA - March 25-29, 2002,
http://ams.cern.ch/AMS/Talks/Calor_2002Kossakowski.pdf

Chaîne électronique de lecture

- [7] **R. Hermel (LAPP)**, A front-end chip for the AMS 02 electromagnetic calorimeter readout,
5th International Meeting on Front-End Electronics, Snowmass Village, Colorado, 2003,
http://www-ppd.fnal.gov/EEDOffice-w/conferences/FEE_2003/FEE2003talks/G4_Hermel.pdf
- [8] **V. Chambert (LAPP)**, Electronique pour le calorimètre d'AMS02,
EDMS Id I-002670,
https://edms.in2p3.fr/file/I-002670/1/Presentation_seminaire_technique_02.12.03.pdf
- [9] **M. Incagli (INFN Pisa)**, ECAL Electronics,
http://ams.cern.ch/AMS/Reports/TIMJan04/Incagli_ECAL.ppt

Déclenchement autonome sur les photons (Trigger- γ)

- [10] **C. Goy et S. Rosier-Lees (LAPP)**, Studies for a stand-alone photon trigger using the Electromagnetic Calorimeter,
AMS Note 2001-06-04,
http://ams.cern.ch/AMS/Reports/AMSnote-2001_06_04.ps.gz

- [11] **Stefano Di Falco, Marco Incagli, Federico Pilo, Franco Spinella, Graziano Venanzoni (INFN Pisa)**, Studies on a stand-alone ECAL trigger,
AMS note 2003-08-01,
http://ams.cern.ch/AMS/Reports/AMSnote-2003_08_01.pdf

Chapitre 3

Analyse des données d'un faisceau-test pour le calorimètre

Résumé du chapitre :

Un prototype du calorimètre électromagnétique, équipé de l'électronique de lecture utilisée sur le modèle de vol, a été soumis en juillet 2002 à un faisceau-test au CERN. La préparation et l'analyse du faisceau-test sont décrits dans ce chapitre : le travail présenté s'inscrit donc dans le cadre de la calibration au sol. En premier lieu, nous nous sommes assurés, à l'aide de faisceaux de protons et muons, de la détection des Particules au Minimum d'Ionisation (MIP) avec les anodes des photomultiplicateurs, cette dernière permettant la validation de l'électronique et de la collection de lumière. Les réponses des dynodes ont aussi été étudiées, en vue de leur utilisation pour le déclenchement- γ . Puis, nous nous sommes intéressés à la calibration et aux mesures des performances du calorimètre. Par deux méthodes, nous avons égalisé les réponses des anodes : d'une part, à l'aide des MIPs, et d'autre part, à l'aide de faisceau d'électrons à 50 GeV. Avec des faisceaux d'électrons de 3 à 180 GeV, nous avons ensuite vérifié la linéarité et mesuré les résolutions en énergie et angulaire ainsi que la longueur de radiation du calorimètre. L'acceptance du calorimètre, c'est-à-dire la perte d'énergie en fonction de la distance à un bord, a aussi été évaluée. Nous avons finalement comparé les performances mesurées du calorimètre à celle données par une simulation Monte-Carlo.

3.1 Objectifs

Un prototype du calorimètre électromagnétique d'AMS-02 a été testé en juillet 2002 au CERN (**fig. 3.1**). La collaboration AMS-ECAL souhaitait, à l'aide d'un faisceau-test, atteindre trois objectifs. Les deux premiers objectifs concernaient la validation de l'électronique de lecture et le troisième la mesure des performances du calorimètre. Le premier objectif était de connaître la capacité de l'électronique associée au photomultiplicateur à voir le MIP. Sachant que 90% du rayonnement cosmique est fait de protons et que 50% de ces protons interagissent dans le calorimètre électromagnétique en tant que MIPs¹, détecter ces derniers permet une intercalibration de ce détecteur dans l'espace. Le second objectif était de mesurer les performances du calorimètre : résolutions en énergie et angulaire, pouvoir de réjection des protons par rapport aux électrons. Quant au troisième objectif, il était de savoir si les signaux de dynode étaient exploitables pour le déclenchement- γ .

¹Avec une longueur correspondant à $0.75 \lambda_i$ pour le calorimètre, la probabilité pour un proton de développer une gerbe hadronique est $P = 1 - e^{-\frac{0.75 \lambda_i}{\lambda_i}} \simeq 0.5$.

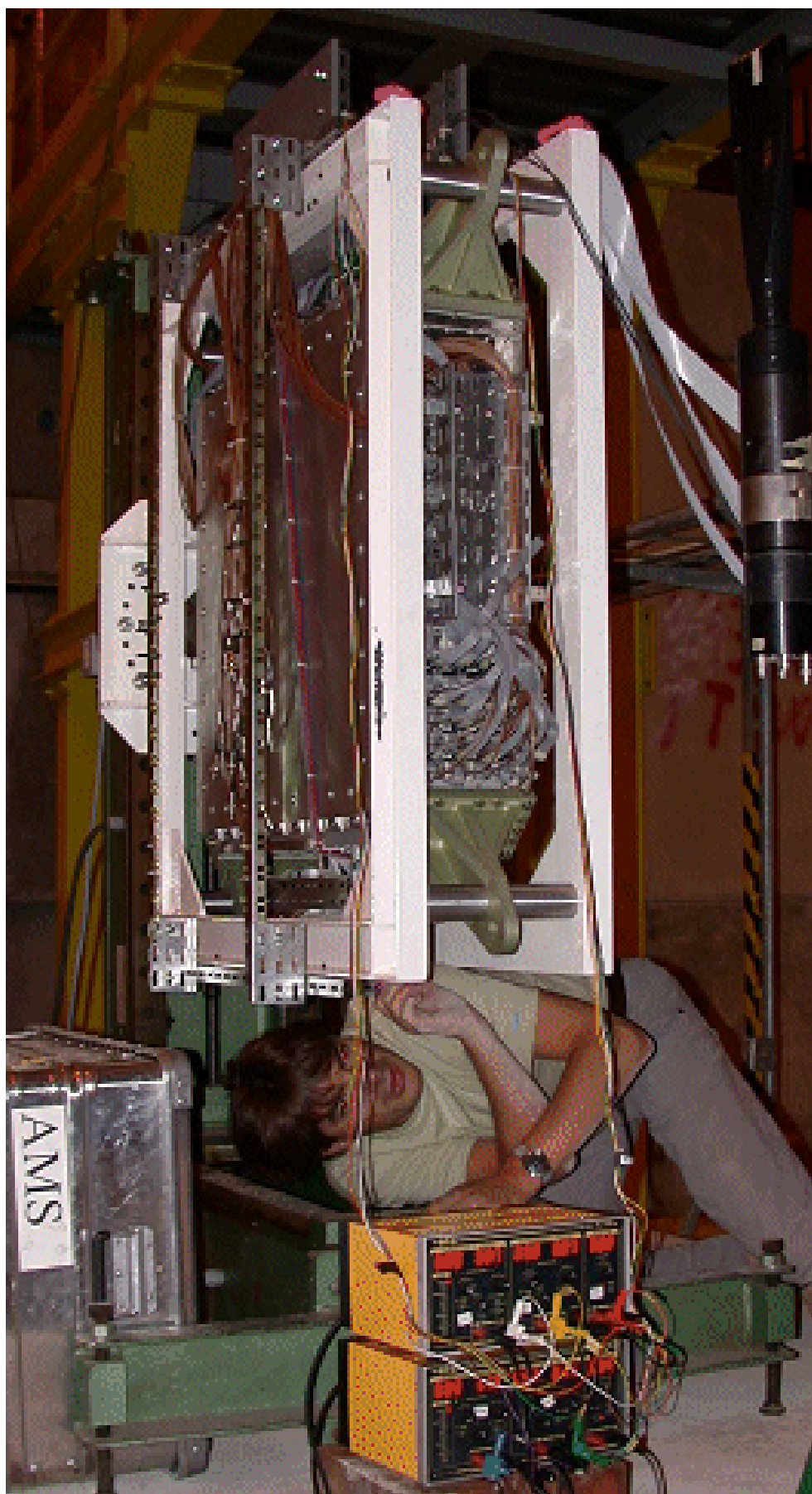


FIG. 3.1: Calorimètre électromagnétique soumis en faisceau-test.

3.2 Préparation

3.2.1 Installation

Pour le faisceau-test de juillet 2002, un prototype à l'échelle réelle du calorimètre a été partiellement équipé avec 63 photomultiplicateurs, au lieu de 324 dans la configuration complète. Ceci correspond à 7 photomultiplicateurs par superplan, c'est-à-dire une partie active effective limitée à $126 \times 126 \text{ mm}^2$ (fig. 3.2). Sachant que, pour le calorimètre d'AMS, la largeur d'un photomultiplicateur équivaut à un rayon de Molière R_M , et que l'énergie d'une gerbe est contenue latéralement à 99% dans un cylindre de diamètre $2 \times 3 R_M$, 7 photomultiplicateurs assurent donc une gerbe contenue latéralement à plus de 99%.

Le calorimètre a été testé au CERN avec la ligne H6A du SPS (Hall Nord). Le faisceau est un faisceau secondaire ou tertiaire et la plage en énergie est comprise typiquement entre 5 et 205 GeV. Les faisceaux utilisés sont :

- d'une part, des faisceaux de protons ou antiprotons d'une énergie de 120 GeV et de muons, nécessaires à l'intercalibration du MIP et à la séparation e/p pour les deux premiers faisceaux, et
- d'autre part, des faisceaux d'électrons avec une gamme d'énergie s'étendant de 3 à 180 GeV, afin de mesurer les performances du calorimètre.

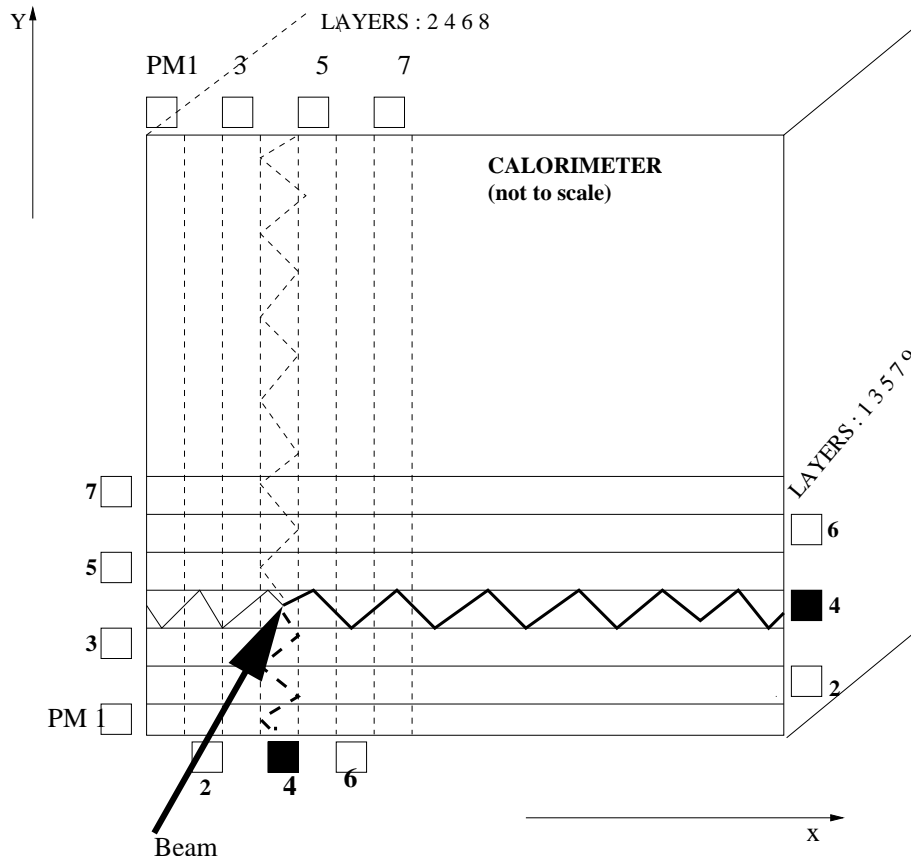


FIG. 3.2: Implémentation des 63 PMs pour le test-faisceau. Les 5 superplans dont la lecture est effectuée le long de l'axe y sont équipés de 7×5 PMs, et les 4 superplans dont la lecture est effectuée le long de l'axe x sont équipés de 7×4 PMs.

3.2.2 Détermination de la haute tension des PMs

Avant l'installation en faisceau-test, les PMs ont été calibrés au laboratoire. La calibration consiste pour un pixel donné en la détermination du gain en fonction de la haute tension appliquée. Pour une intensité lumineuse donnée par une diode électroluminescente, on considère la valeur moyenne S du signal en sortie du pixel, le piédestal P et l'écart-type σ pour la distribution représentant le signal. Le rapport entre σ^2 et $S-P$ est tel que :

$$\frac{\sigma^2}{S-P} = \frac{(G\sqrt{N}e/\alpha)^2}{GNe/\alpha} = \frac{Ge}{\alpha} \quad (3.1)$$

où G est le gain en sortie, N le nombre de photoélectrons arrachés à la photocathode, e la charge électrique élémentaire, et α une constante de calibration égale à 0.25×10^{-12} C/canal.

En considérant plusieurs intensités lumineuses, on trace σ^2 en fonction de $S-P$ et on peut ajuster une droite sur les points expérimentaux (**fig. 3.3a**). La pente de cette droite permet la connaissance du gain, valable pour un pixel et une haute tension donnés. Cette opération est itérée pour différentes hautes tensions et les 4 pixels du photomultiplicateur : le gain est tracé en fonction de la haute tension, et ce pour un photomultiplicateur donné. On peut alors ajuster une courbe (**fig. 3.3b**) telle que :

$$G = A \left(\frac{V}{n+1} \right)^\beta \quad (3.2)$$

où A est une constante, n le nombre de dynodes, β un coefficient fonction du matériau et de la structure géométrique de la dynode, de l'ordre de 6-10 [1].

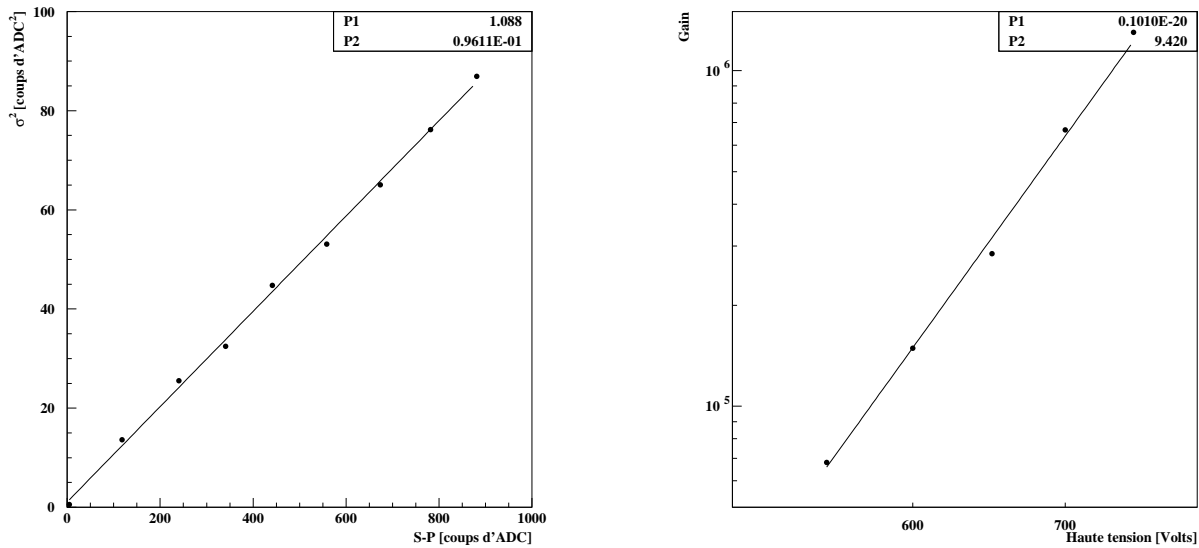


FIG. 3.3: A gauche, σ^2 en fonction de $S-P$ avec ajustement d'une fonction $y = P2 \times x + P1$, pour le pixel 1 du PM MA0064 et pour une tension de 600 V : la pente est proportionnelle au gain, ce dernier étant ici de $1,5 \cdot 10^5$. A droite, gain en fonction de la haute tension avec ajustement d'une fonction $y = P1 \times x^{P2}$ pour uniquement le pixel 1 du PM MA0064 : l'ajustement permet de connaître par exemple la haute tension associée à un gain de $2 \cdot 10^5$ choisi pour le faisceau-test.

Opérant lors du faisceau-test à un gain de $2 \cdot 10^5$, on déduit la haute tension à appliquer au PM.

15 minutes suffisent pour calibrer un PM. J'ai ainsi calibré une cinquantaine de PMs, et sélectionné les meilleurs PMs pour le faisceau-test. La **figure 3.4** montre la distribution du gain pour les pixels des PMs sélectionnés. La moyenne est de $2 \cdot 10^5$ et l'écart-type relatif de l'ordre de 10%.

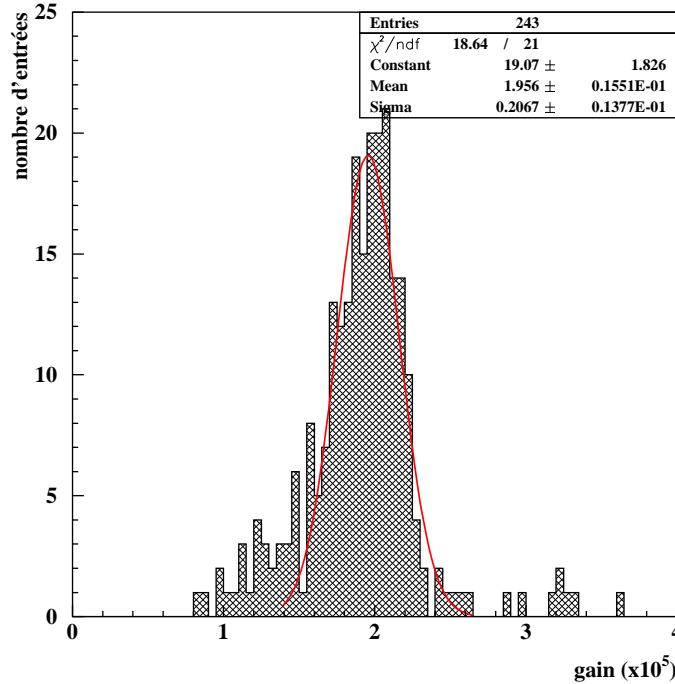


FIG. 3.4: *Distribution des gains des pixels en faisceau-test : la valeur moyenne des gains se distribue autour de $2 \cdot 10^5$, l'écart-type relatif est de 10%.*

3.2.3 Chaîne d'électronique

Le déclenchement des événements s'effectue au moyen d'une coïncidence temporelle de scintillateurs installés le long de la ligne du faisceau. En outre, deux détecteurs Cerenkov étaient en fonctionnement : d'une part, un CEDAR (Cerenkov Differential counter with Achromatic Ring focus) utilisé avec les faisceaux de protons pour rejeter la contamination en pions, kaons et positrons, et d'autre part, un compteur Cerenkov à seuil utilisé pour identifier les électrons d'énergie typiquement inférieure à 15 GeV.

L'électronique de lecture est la suivante (**fig. 3.5**) :

- 63 cartes EFE sont associées aux 63 PMs,
- les cartes pseudo-bus assurent la communication des données entre cartes EFE et BDR (Board Data Reduction), et alimentent en basse tension les EFE ; une carte pseudo-bus est associée à une colonne de 4 ou 5 PMs,
- 2 cartes BDR, utilisées pour la réduction des données, génèrent les signaux de contrôle et fournissent les signaux basse tension ; elles permettent aussi la communication avec les cartes VME (Versa Module Eurocard),
- 2 cartes mémoires VME.

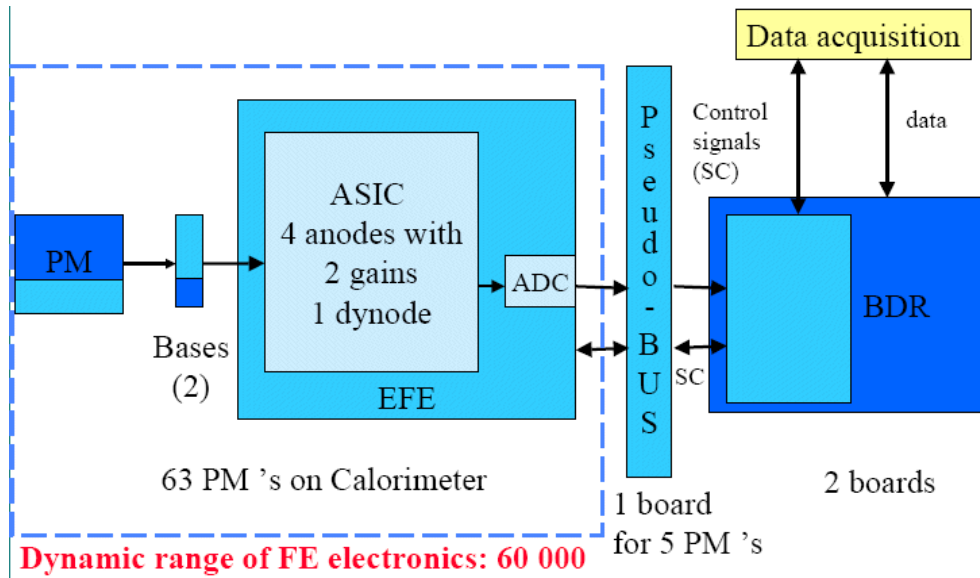


FIG. 3.5: *Electronique de lecture utilisée pour le faisceau-test 2002. Dans la version finale de l'électronique, les pseudo-bus sont remplacés par les cartes EIBs et les cartes BDRs sont appelées cartes EDRs. La grande force de l'électronique est de travailler sur une large gamme dynamique, du MIP à 80 GeV par pixel.*

3.3 Observation des Particules au Minimum d'Ionisation

3.3.1 Piédestaux

Les mesures de piédestaux ont été faites au préalable en laboratoire pour vérifier que l'électronique fonctionnait. La [table 3.1](#) indique, pour un run piédestal pris en faisceau-test, la liste des PMs dont les piédestaux sont nuls ou trop hauts. Sur cette table sont indiqués les pixels dont les piédestaux avaient déjà été mesurés à une valeur nulle en laboratoire. Avec les runs piédestaux, certains pixels morts sont repérables et les bruits associés aux piédestaux vérifiés. Ceux-ci doivent être faibles (environ 1 demi-canal d'ADC) pour observer le MIP compris entre 6 et 10 canaux d'ADC.

PM	1 LG	1 HG	2 LG	2 HG	3 LG	3 HG	4 LG	4 HG	Dynode
<i>1070</i>					0±0				
3070									2415.0±0.9
6020									0±0
<i>8040</i>							0±0	176.1±6.1	
9030	4050 ±0	4050 ±0	4050 ±0	4050 ±0	4050 ±0	4050 ±0	4050 ±0	4050 ±0	4050 ±0
9060			0±0						
9070		0±0							

TAB. 3.1: *List of PMT's with pedestal values Liste des PMs avec les valeurs des piédestaux, nuls ou très hauts. Les numéros des PMs en italique désignent ceux pour lesquels les piédestaux avaient été mesurés en laboratoire à une valeur nulle.*

Les **figures 3.6** représentent les valeurs moyennes et bruits des piédestaux pour respectivement les signaux d'anodes bas gain, anodes haut gain et dynodes.

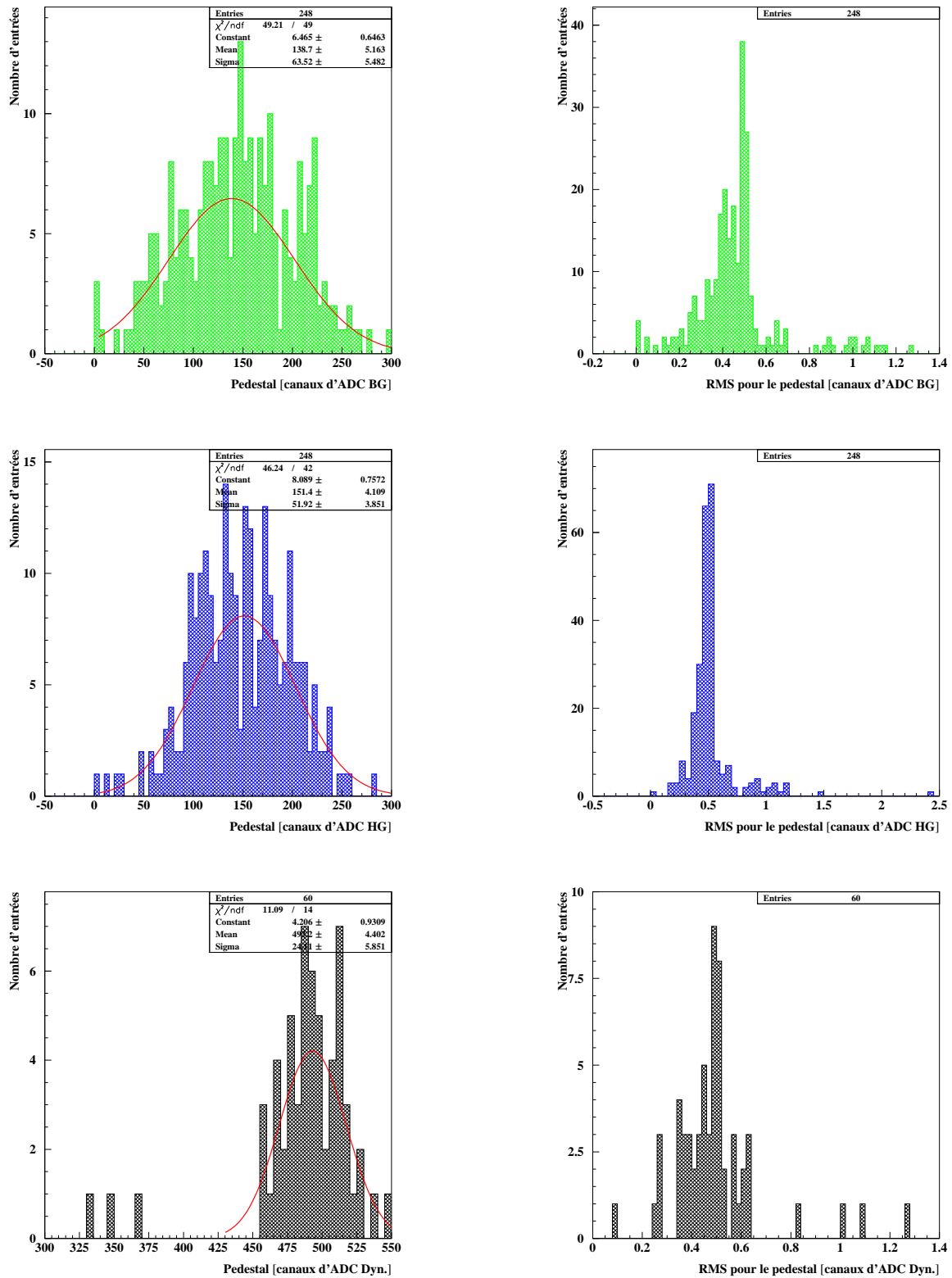


FIG. 3.6: Distributions des valeurs moyennes des piédestaux (à gauche) et des bruits associés (à droite) pour les voies bas gain/haut gain/dynodes (de haut en bas), pendant le run piédestal 552.

3.3.2 Canaux morts

La [table 3.2](#) dresse une liste des canaux morts où d signifie un canal mort et n un canal bruyant. La voie haut gain du pixel 3 du PM 2010 est signalée par g pour problème de gain : le rapport entre les voies haut gain et bas gain est égal à 1, alors que l'on s'attend à un rapport de plus de 30.

PM	1 LG	1 HG	2 LG	2 HG	3 LG	3 HG	4 LG	4 HG	Dynode
1070					d				
2010						g			
3010									d
3070									n
5030	d								
6020	d	d	d	d	d	d	d	d	d
8040							d	n	
9030	d	d	d	d	d	d	d	d	d
9060			d						
9070		d							
5010	d	d	d	d	d	d	d	d	d

TAB. 3.2: Liste des PMs défectueux. Les PMs indiqués en gras sont ceux dont les valeurs moyennes de piédestaux étaient nulles, trop hauts, ou encore dont les écarts-type associés étaient trop importants.

Au total, 4% des canaux sont indisponibles. Le PM 5010 est à part, puisque bien que non mort, nous ne disposons pas d'un run de MIPs permettant d'estimer les constantes de calibration associées aux pixels de ce PM : il n'a donc pas été calibré. En outre, si un pixel d'un PM est mort, l'énergie déposée dans ce dernier peut être estimée en soustrayant l'énergie déposée dans la dynode à la somme des énergies associées aux trois pixels en état de marche. Cette démarche a été effectuée sur les pixels des PMs 5030 et 8040, car si le point d'impact du faisceau est situé au milieu de la partie active du calorimètre, les énergies dans ces pixels ne sont pas négligeables par rapport à l'énergie de la gerbe.

3.3.3 Egalisation des photomultiplicateurs avec les MIPs

Les pixels du calorimètre sont égalisés afin de rendre la réponse du calorimètre homogène. En supposant le *pancake* homogène, les MIPs déposent la même quantité d'énergie dans chaque pixel. Comme leur signal est situé au-delà du piédestal, ils peuvent être utilisés pour l'égalisation. Les runs disponibles sont :

- des runs de protons² localisés à $0 < x < 126$ mm, $y = 324$ mm (milieu du calorimètre), et
- des runs d'antiprotons localisés à $x = 324$ mm, $0 < y < 126$ mm (**fig. 3.7**).

Si l'on considère les pixels situés le long de l'axe x (y), l'utilisation de runs situés à $y = 324$ mm ($x = 324$ mm) permet l'égalisation de tous ces pixels. Aucune information sur les paramètres d'atténuation n'est nécessaire : que le pixel soit situé sur une face ou celle opposée, la lumière parcourt le long de l'axe y (x) une même distance de 324 mm et subit une même atténuation.

On considère, pour chaque pixel, la distribution d'énergie mesurée sur la voie haut gain. Pour une colonne donnée, on requière que le signal du pixel d'entrée soit supérieur à la somme du piédestal et du bruit de ce premier ; la même requête est aussi demandée pour le pixel de sortie. Après cette sélection

²Des runs de muons sont utilisés au bord du calorimètre.

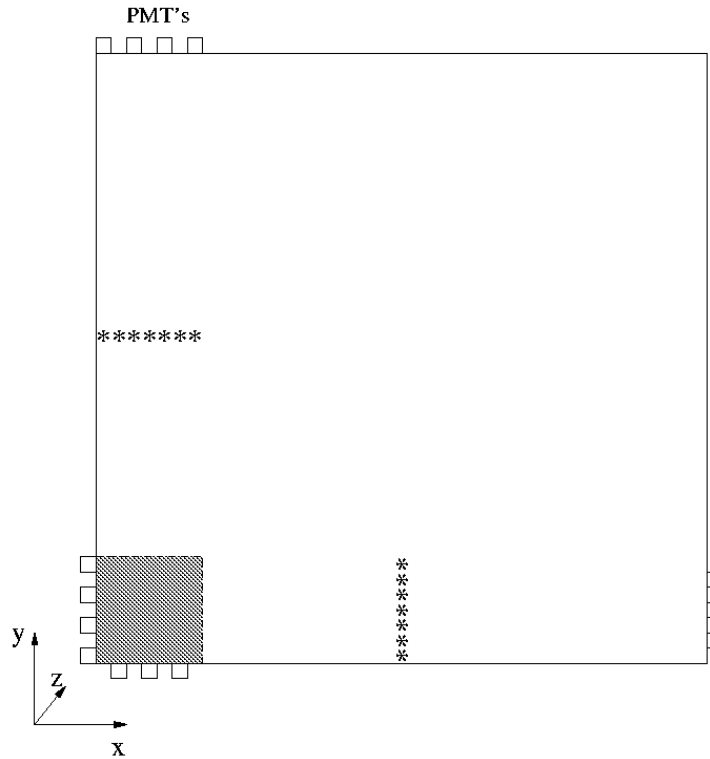


FIG. 3.7: Carte des runs utilisés pour l'égalisation des pixels. Les pixels situés le long de l'axe x (y) sont égalisés à l'aide des runs situés à $y=324$ mm ($x=324$ mm).

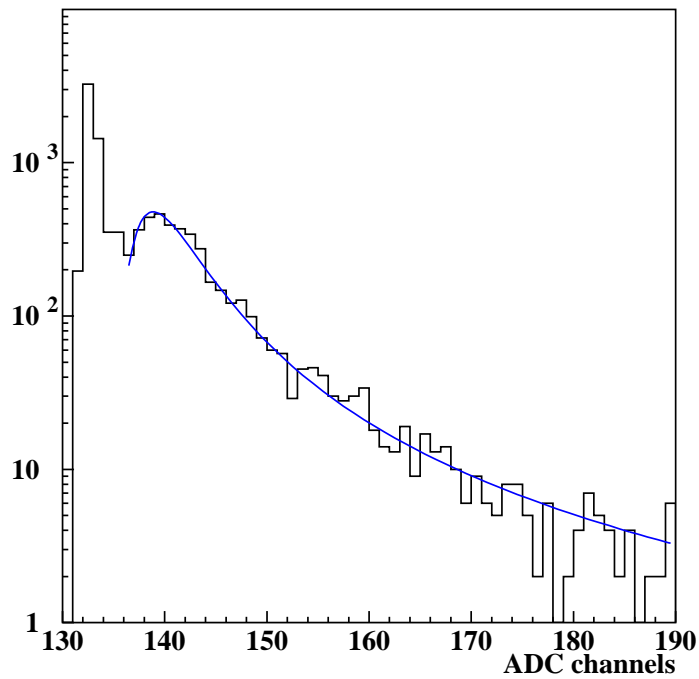


FIG. 3.8: Pour un pixel, distribution des MIPs. Cette dernière est ajustée selon une courbe de Landau. Le piédestal n'a pas été enlevé.

des événements, la distribution en énergie de chaque pixel de la colonne est ajustée avec une courbe de Landau (**fig. 3.8 et 3.9**). La valeur Mip_peak correspond au maximum de cette dernière courbe moins le piédestal³. En itérant cette opération sur chaque colonne, les constantes d'intercalibration des pixels sont calculées. Pour un pixel, cette constante est égale à :

$$C = \frac{Mip_peak}{Mip_peak_0} \quad (3.3)$$

où Mip_peak_0 est la valeur centrale de l'ajustement gaussien sur la distribution des Mip_peak (**fig. 3.10**).

Le MIP moyen, que l'on sait être à environ 8 photoélectrons [2], se trouve à 6.35 canaux d'ADC au-dessus du piédestal.

La détection des MIPs en faisceau-test valide l'électronique et le système de collection de lumière.

3.4 Observation des signaux de dynodes

Un des buts du faisceau-test était de tester, en vue de leur utilisation dans le déclenchement- γ , les dynodes. L'objectif était de connaître la correspondance entre le signal de dynode et l'énergie déposée, c'est-à-dire effectuer une calibration du signal de dynode.

On mesure qu'une énergie d'1 GeV correspond à un signal d'environ 25 mV (**figure 3.11**). Or l'on souhaite que ce dernier signal corresponde à 100 MeV, cette dernière valeur étant le seuil des dynodes. Cela est possible avec une amplification d'un facteur 10. En outre, la dispersion des réponses de dynodes est correcte ($\sim 20\%$) en vue d'utiliser un seuil commun (**fig. 3.12**). La **figure 3.13** présente une distribution du signal à 10 GeV en sortie des dynodes, pour lequel celles-ci ont été égalisées et l'atténuation de la lumière dans les fibres corrigée.

3.5 Calibration avec les électrons

3.5.1 Des données brutes à une reconstruction complète

L'algorithme utilisé pour aboutir à une reconstruction complète à partir de données brutes des signaux d'anodes est le suivant :

- soustraire les piédestaux,
- appliquer les coefficients d'intercalibration et les corrections de longueur d'atténuation,
- sélectionner les pixels actifs, celles où l'énergie déposée est supérieure à 5 MeV,
- sommer les signaux pour ces derniers pixels.

Deux corrections sont d'abord nécessaires sur le signal d'anode : égalisation des pixels avec les MIPs et paramètres de longueurs d'atténuation. Ensuite dans le but d'étudier les résolutions énergétiques et angulaires, les électrons sont les seuls événements sélectionnés. Pour reconstruire l'énergie totale déposée par ces derniers, une correction de fuite longitudinale est finalement appliquée.

³Un paramètre non considéré dans cette étude est la largeur de la courbe de Landau. Cette dernière est intéressante car elle permet alors pour chaque anode d'indiquer la présence d'un bruit électronique ou encore un élargissement de la collection de lumière.

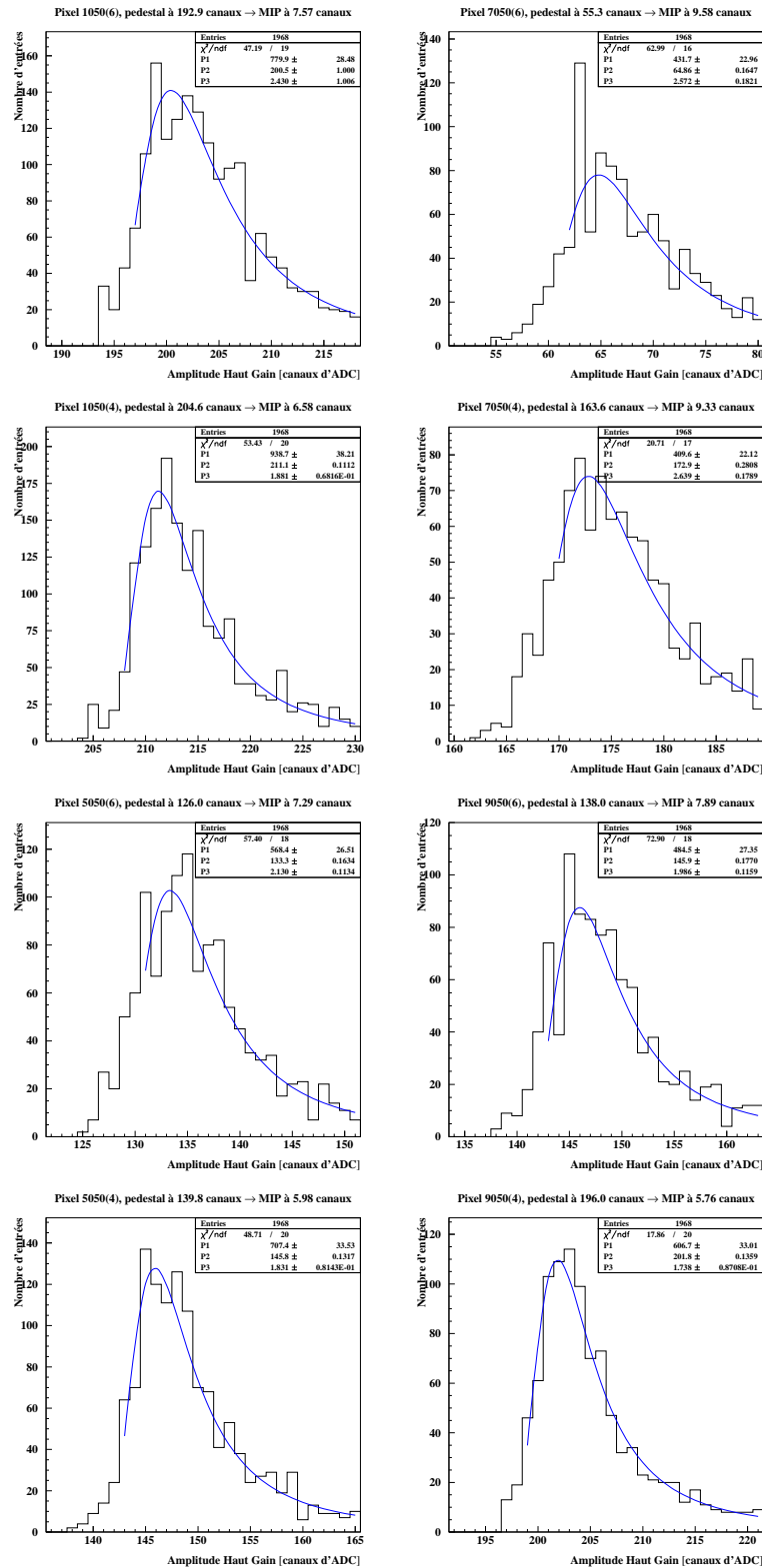


FIG. 3.9: Distribution des signaux de MIPs pour une colonne de pixels - 1050(6) à 9050(2) - (lecture de haut en bas et de gauche à droite), les piédestaux sont enlevés. Pour chaque distribution, la valeur du piédestal est indiqué et la valeur du MIP calculé.

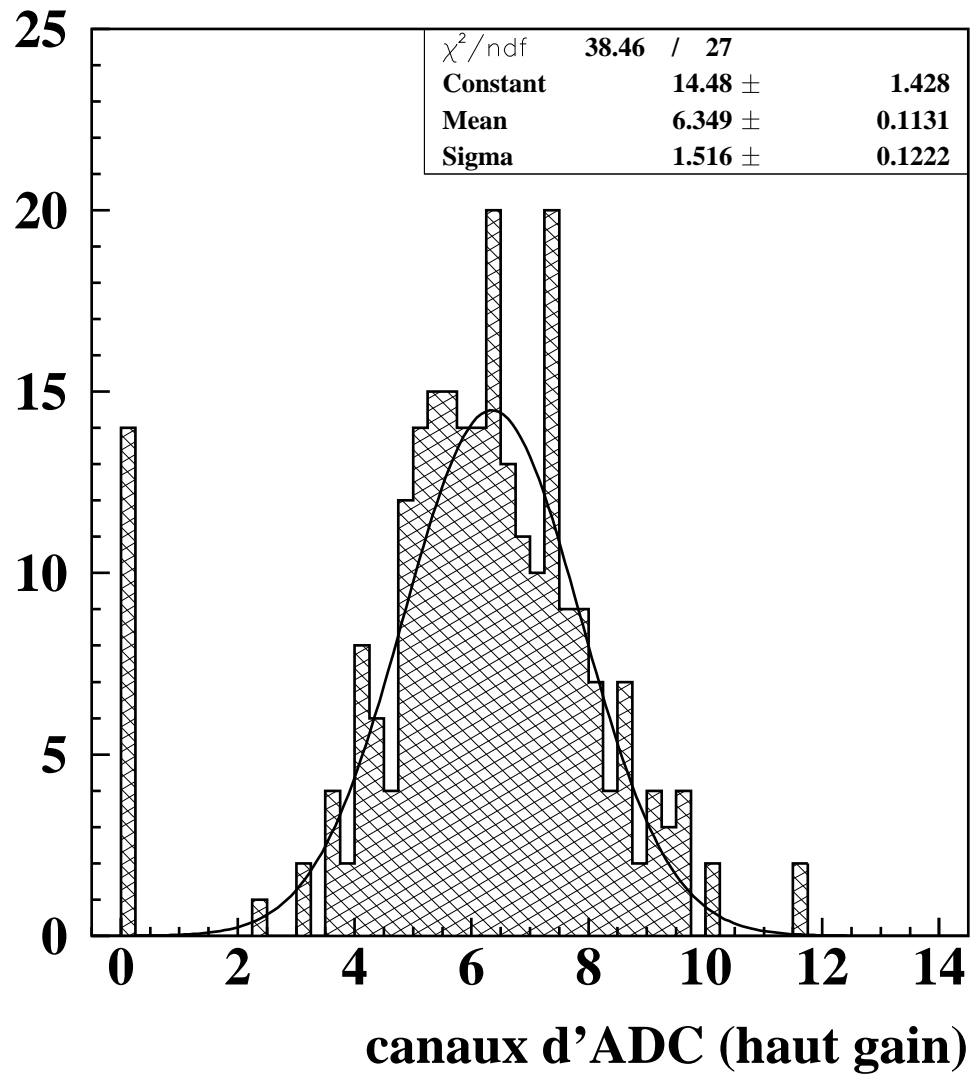


FIG. 3.10: *Distribution des pics de Mips : ceux mis à 0 sont associés avec des pixels morts.*

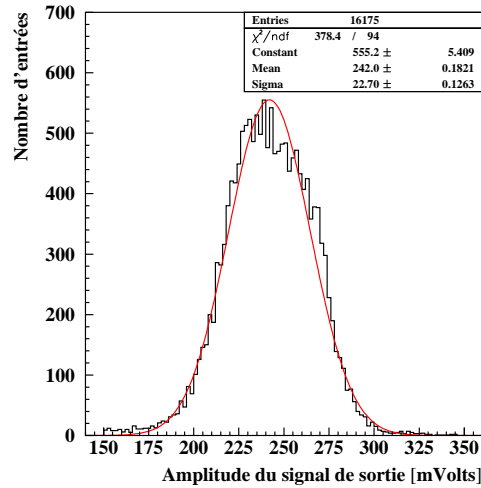


FIG. 3.11: *Distribution du signal de sortie de la dynode (sans aucune correction) à 10 GeV. Cette énergie correspond à environ 250 mV.*

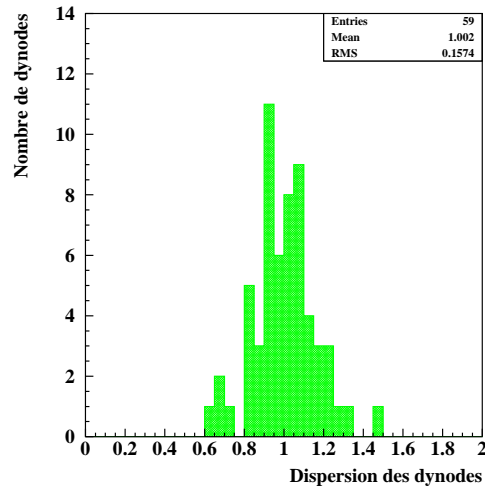


FIG. 3.12: *Dispersion des réponses de dynodes. Elle est de l'ordre de 15%.*

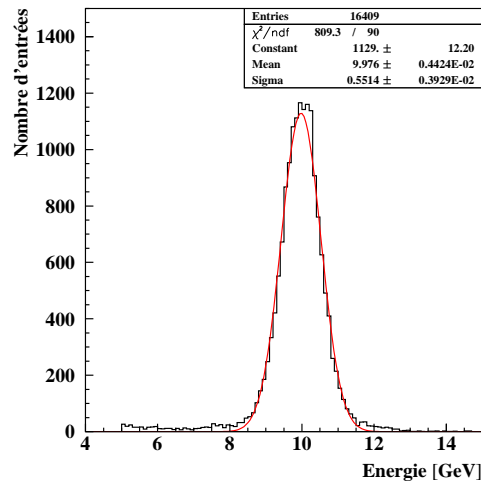


FIG. 3.13: *Distribution du signal de sortie de la dynode (avec corrections) à 10 GeV. La résolution est de l'ordre de 5.5 %.*

3.5.2 Sélection des électrons

Tous les runs électrons sont étudiés avec le même impact du faisceau, c'est-à-dire le milieu de la partie active ($126 \times 126 \text{ mm}^2$). La [table 3.3](#) dresse une liste des runs utilisés pour l'analyse.

E [GeV]	run piédestal	runs physique
3	805	804
6	794	789, 790, 791, 792, 793
10	754	747, 748
15	759	762, 763
20	989	994
30	976	980, 981, 982, 983
35	1105	1108, 1109, 1110, 1111, 1112, 1113
50	976	975, 979
	1028	1026, 1027
	1241	1238, 1239, 1240
80	971	967, 968
120	811	812, 813, 814, 815
150	942	947, 948, 949
180	1115	1121, 1122, 1123, 1124, 1125, 1126, 1127, 1128

TAB. 3.3: *Liste des runs utilisés pour l'analyse.*

Si on trace la distribution de l'énergie sans aucune correction de fuite longitudinale, celle-ci est centrée sur une certaine plage avec de longues queues à gauche et à droite (**fig. 3.14**). Des sélections sont appliquées pour accroître la pureté en électron dans les données, puisqu'une haute pureté en électrons est nécessaire pour déterminer les résolutions énergétique et angulaire d'un calorimètre électromagnétique.

Comme on désire étudier les électrons, les événements correspondant à ces queues sont enlevées en choisissant des limites inférieures et supérieures sur le nombre de coups (un coup est compté quand l'énergie déposée dans un pixel est supérieure à un seuil de 5 MeV) et l'énergie moyenne déposée par coup. La [table 3.4](#) montre les coupures utilisées pour chaque énergie.

E [GeV]	nombre de coups	énergie par coup	taux	d'événements	sélectionnés	(Cerenkov)
3	40-80	0.03-0.07	922	/ 1021	= 89.4 %	88.9 %
6	65-110	0.05-0.09	33838	/45000	= 74.1 %	75.9 %
10	80-130	0.07-0.12	15971	/20000	= 80.3 %	50.5 %
15	95-150	0.09-0.15	9900	/20000	= 49.3 %	47.8 %
20	100-150	0.12-0.18	6996	/10000	= 70.2 %	84.0 %
30	100-180	0.15-0.25	6159	/19357	= 31.8 %	55.9 %
35	100-200	0.18-0.25	4277	/33000	= 12.9 %	41.5 %
50	140-200	0.23-0.33	43343	/46000	= 94.4 %	18.4 %
80	150-210	0.33-0.45	9481	/11000	= 85.7 %	8.4 %
120	160-220	0.48-0.63	16462	/40000	= 40.9 %	3.4 %
150	165-225	0.55-0.75	8747	/21000	= 41.5 %	4.7 %
180	180-230	0.65-0.85	7743	/71000	= 10.8 %	2.3 %

TAB. 3.4: *Coupures, sur le nombre de coups et l'énergie par coup, utilisées pour la sélection en électrons. Le taux d'événements sélectionnés est comparé à celui trouvé avec l'utilisation du compteur Cerenkov.*

On note :

- une statistique moins bonne à 30-35 GeV qui correspond à la zone de transition entre l'utilisation d'un faisceau tertiaire à basse énergie et celle d'un faisceau secondaire à haute énergie,
- une contamination par les MIPs de plus en plus grande à très haute énergie,
- et une très bonne pureté à 50 GeV.

A basse énergie, le compteur Cerenkov à seuil améliore la réjection des MIPs par rapport aux électrons ; pour des énergies plus hautes que 20 GeV, les MIPs et les électrons sont tous deux sélectionnés dans des proportions de plus en plus faibles.

3.5.3 Paramètres de longueur d'atténuation

A cause de la perte de lumière dans les fibres, une correction d'atténuation doit être utilisée [3]. La perte d'atténuation sur une longueur x entre le point d'impact et le pixel lu est notée sous la fonction $f(x)$ et décrite dans l'équation ci-dessous. Une représentation graphique de cette fonction est sur la **figure 3.15**.

$$f(x) = 0.2 \times e^{-\frac{x}{200 \text{ mm}}} + 0.8 \times e^{-\frac{x}{2500 \text{ mm}}} \quad (3.4)$$

La présence de deux termes dans l'atténuation de la lumière dans les fibres en fonction de la distance est justifiée par l'argumentation suivante. Au début du parcours, la lumière se propage sous tous les angles⁴. La disparition des composantes liées aux angles d'incidence faibles et donc éloignées de l'angle limite correspondant à la réflexion totale provoque une première atténuation rapide. Par la suite, seules survivent les composantes liées à l'angle limite : la seconde atténuation est alors beaucoup plus lente.

Pour chaque événement, la connaissance des positions des 18 plans permet la correction d'atténuation des énergies déposées dans chaque pixel. En effet, si l'on s'intéresse aux pixels d'un plan dont la lecture s'effectue selon l'axe x (y), la correction d'atténuation nécessite la connaissance de la distance y (x) entre ce plan et la position donnée par le plan qui lui est immédiatement perpendiculaire. Un algorithme itératif est utilisé pour estimer à un mm près les positions des plans. Pour cela, à partir de la position initiale donnée par la table X-Y, les énergies des pixels sont corrigées de la perte d'atténuation et avec ces énergies, une position pour chaque plan est calculée. Avec ces positions, les énergies des pixels sont de nouveau corrigées et de nouvelles positions calculées. On itère cette dernière opération jusqu'à ce que les nouvelles positions diffèrent de moins de 1 mm de celles calculées précédemment.

3.5.4 Variation de gain

Avant le test-faisceau, chaque voie électronique a été testée et les rapports entre voies haut et bas gain ont été constants et égaux à environ 35. Or lors du test-faisceau, on a noté que les cartes EFE alimentées toutes ensemble présentaient un comportement étrange.

On distingue sur la **figure 3.16** trois régions :

- dans la première région (signal haut gain inférieur à 1700 canaux d'ADC), le haut gain est une fonction linéaire du bas gain avec une pente de ~ 35 comme attendu,
- puis dans la seconde région, le haut gain est fonction linéaire du bas gain avec une pente de ~ 70 ,
- enfin, dans la troisième région, le haut gain est saturé, il reste à la même valeur quelque soit celle du bas gain.

⁴On rappelle que seuls 2 % des photons sont dirigés dans la bonne direction.

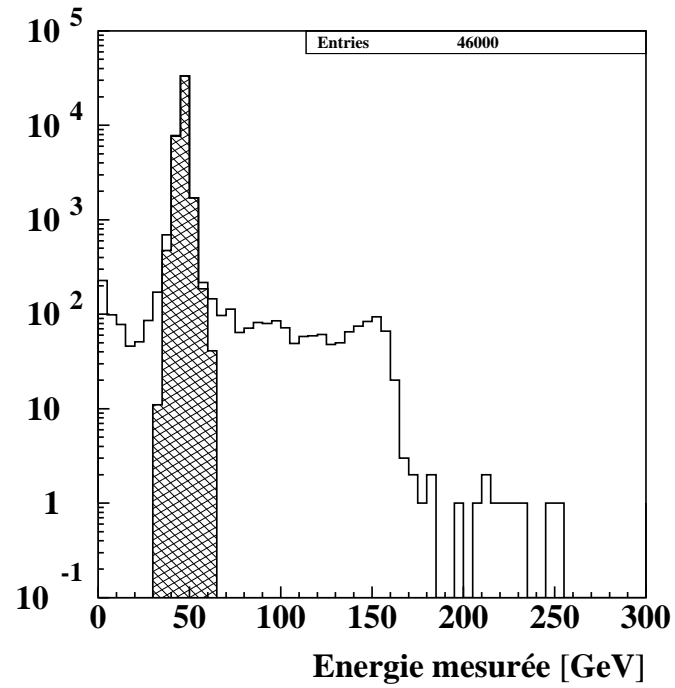


FIG. 3.14: *Energie mesurée pour un faisceau d'électrons de 50 GeV : la région hachurée correspond aux événements passant les coupures sur le nombre de hits et l'énergie moyenne déposée par hit.*

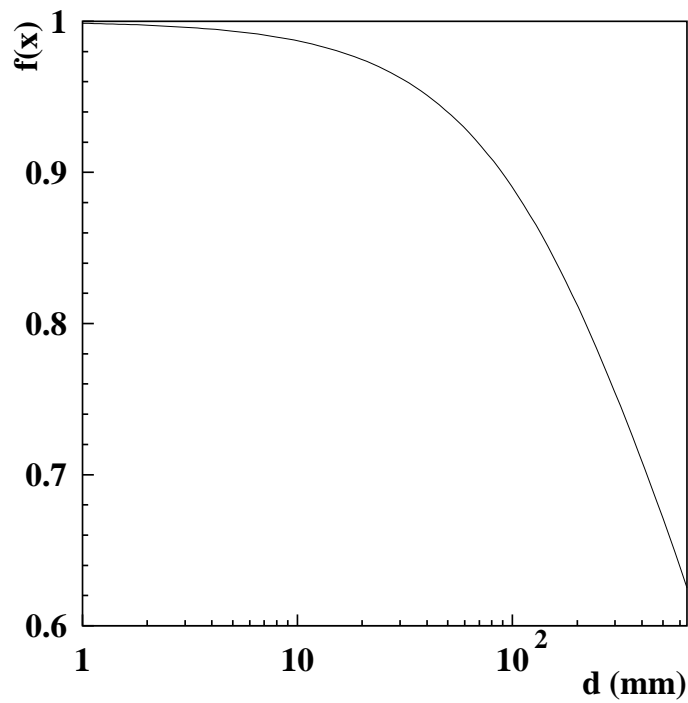


FIG. 3.15: *Perte de lumière en fonction de la distance au bord du calorimètre.*

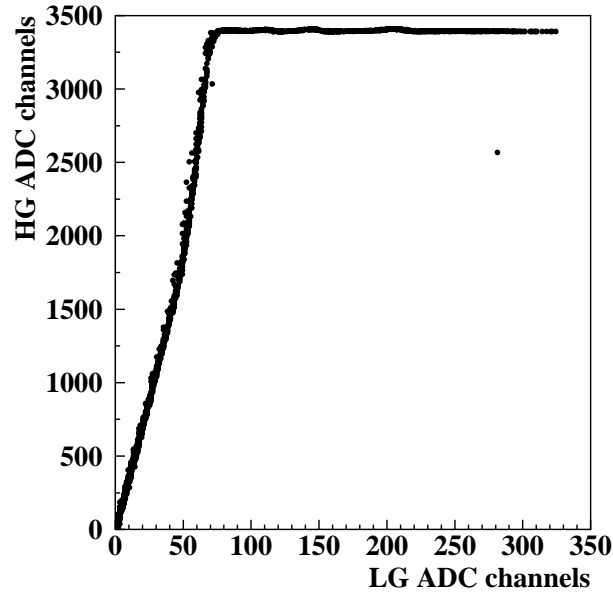


FIG. 3.16: Rapport haut gain/bas gain en canaux d'ADC, pour un faisceau d'électrons à 180 GeV.

De retour en laboratoire, cet effet a pu être reproduit en limitant le courant d'alimentation sur le -2V. Cette limitation de courant, via l'augmentation d'une capacité parasite, induit une oscillation sur le premier étage de l'électronique associée au canal haut gain, et le gain augmente alors plus rapidement que prévu. L'effet est négligeable sur les petits signaux (< 10 GeV), tandis que pour les grands signaux (> 20 GeV), l'amplitude de sortie est surestimée. Cet effet est désormais corrigé pour la production finale.

Dans cette analyse, la lecture sur le haut gain est utilisée seulement dans la première région (gain=35) et la lecture sur le bas gain (gain=1) dans les seconde et troisième régions.

3.5.5 Correction de fuite longitudinale

Le développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique est fonction de son énergie. Si cette dernière est grande, alors la gerbe associée n'est plus entièrement contenue dans le calorimètre et la mesure en énergie est sous-estimée. Pour corriger cet effet, deux techniques peuvent être utilisées :

- une correction où, pour chaque événement, le profil longitudinal est complété grâce à l'ajustement sur ce dernier du profil théorique d'une gerbe électromagnétique,
- une correction, dite de la dernière couche, où pour chaque événement, l'énergie totale de la gerbe est déduite des énergies mesurées dans le dernier plan et dans le calorimètre [4].

La seconde correction a finalement été employée : à une énergie de faisceau E_{beam} donnée, le rapport E_{meas}/E_{beam} est tracé en fonction du rapport E_{18}/E_{meas} , où E_{meas} est l'énergie mesurée au sein des 18 plans, et E_{18} l'énergie déposée dans le dernier pan.

A partir de ce tracé, une droite de pente $a(E_{meas})$ et d'ordonnée à l'origine $c(E_{meas})$ est ajustée de sorte que :

$$\frac{E_{meas}}{E_{beam}} = c - a \frac{E_{18}}{E_{meas}} \quad (3.5)$$

Deux exemples sont donnés à des énergies de 20 et 180 GeV (**fig. 3.17**).

Pour une énergie de faisceau donnée, l'énergie totale E_{rec} de la gerbe est telle que :

$$E_{rec} = \frac{E_{meas}}{c - a \frac{E_{18}}{E_{meas}}} \quad (3.6)$$

Une première approximation est liée à la dépendance en a avec l'énergie. Ainsi une valeur a_{mean} est utilisée pour la correction de fuite longitudinale, quelque soit l'énergie du faisceau. Dans le but d'estimer cette valeur, le produit de $a(E)$ par E est tracé en fonction de E (**fig. 3.18**). Une droite est ajustée de 6 à 180 GeV, sa pente est notée a_{mean} . De même, c dépend de l'énergie, et une valeur moyenne c_{mean} est donc estimée (**fig. 3.19**). Une autre incertitude concerne les événements dont l'énergie déposée dans le dernier plan est faible. De tels événements sont situés par exemple pour E_{meas}/E_{beam} en fonction de E_{18}/E_{meas} à 20 GeV sur une ligne parallèle à l'axe des abscisses et non sur la droite de pente $a(E)$. Afin de prendre en compte la particularité de ces événements, deux expressions sont utilisées pour la mesure de l'énergie, celles-ci sont écrites ci-dessous.

$$E_{rec} = \begin{cases} \frac{E_{meas}}{c_{mean} - a_{mean} \times \frac{E_{18}}{E_{meas}}} & , E_{18}/E_{meas} > 0.7\% \\ \frac{E_{meas}}{c_{mean} - a_{mean} \times 0.7\%} & , E_{18}/E_{meas} < 0.7\% \end{cases} \quad (3.7)$$

Notons que si la constante absolue de calibration permettant la conversion des canaux d'ADC en GeV est correcte, alors les événements déposant très peu d'énergie dans la dernière couche sont alignés sur la droite de pente nulle et d'ordonnée $E_{meas}/E_{beam} = 1$. Dans la [table 3.5](#) sont notées pour chaque énergie de faisceau, la plage utilisée pour l'ajustement de la droite, la pente $a(E)$, l'ordonnée à l'origine $c(E)$, et le χ^2 réduit.

E	plage [%] pour E_{18}/E_{meas}	a(E)	c(E)	χ^2/ndf
6	0.7-2.6	2.67 ± 0.11	0.991 ± 0.001	21.55/18 = 1.20
10	0.7-2.6	3.32 ± 0.11	1.015 ± 0.001	23.00/18 = 1.28
15	0.7-2.5	3.12 ± 0.14	0.986 ± 0.002	20.58/17 = 1.21
20	0.7-2.6	2.92 ± 0.10	0.992 ± 0.001	14.78/18 = 0.82
30	0.7-3.2	3.40 ± 0.10	1.002 ± 0.001	46.72/24 = 1.95
35	0.7-2.9	3.36 ± 0.10	0.994 ± 0.002	26.04/21 = 1.24
50	0.7-3.5	3.82 ± 0.03	1.006 ± 0.001	29.71/27 = 1.10
80	0.7-4.3	3.82 ± 0.04	0.994 ± 0.001	36.37/35 = 1.04
120	0.7-5.0	4.02 ± 0.02	0.994 ± 0.001	41.01/41 = 1.00
150	0.7-5.2	3.88 ± 0.03	0.964 ± 0.001	40.94/41 = 1.00
180	0.7-5.4	3.76 ± 0.03	0.944 ± 0.001	41.38/41 = 1.01

TAB. 3.5: Méthode de la dernière couche : détermination de $a(E)$ et $c(E)$.

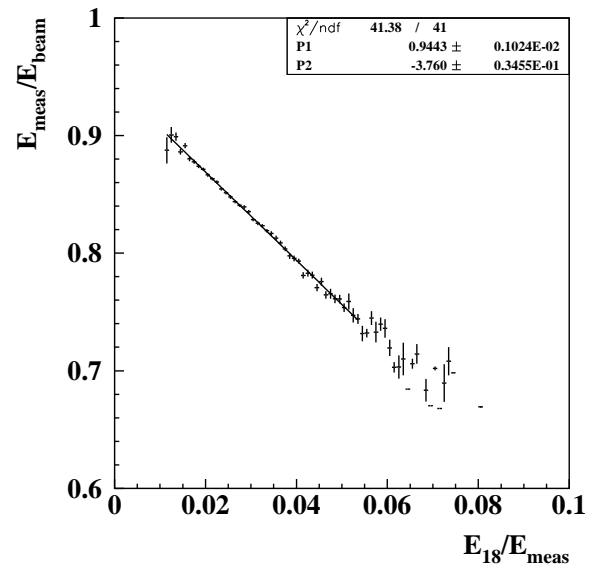
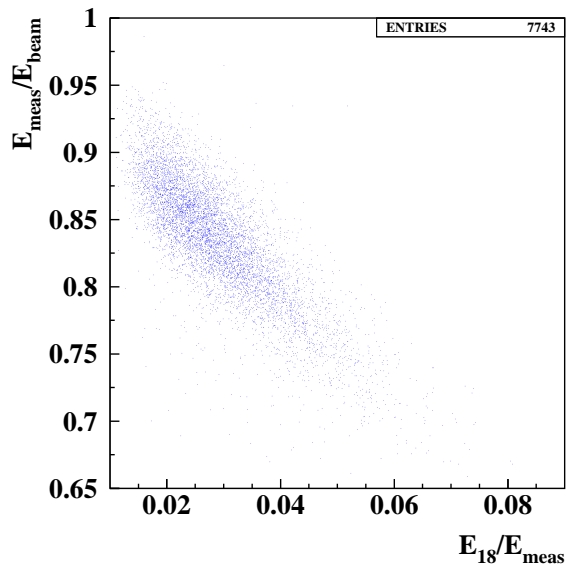
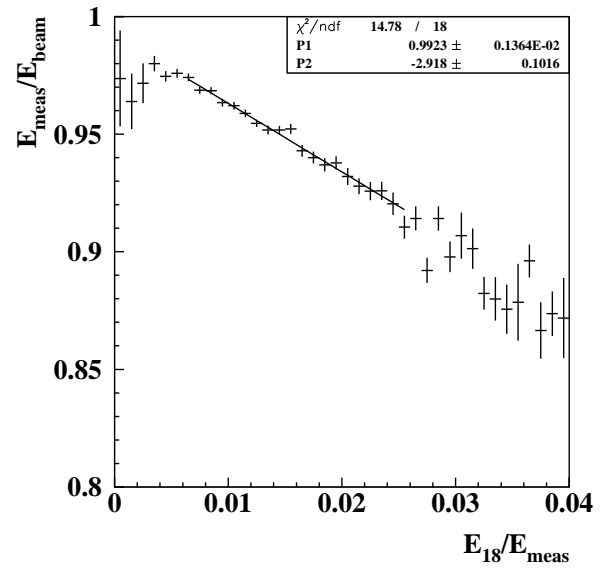
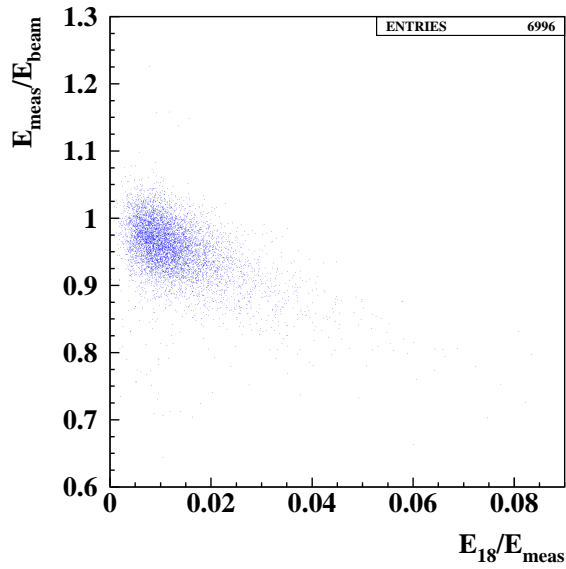
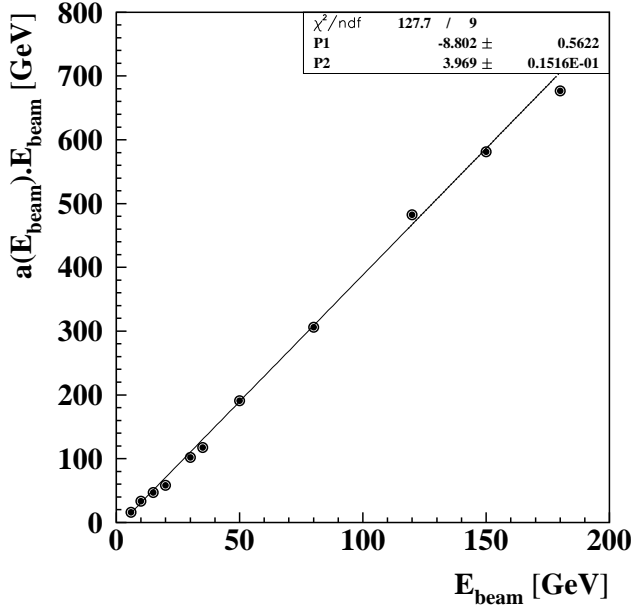
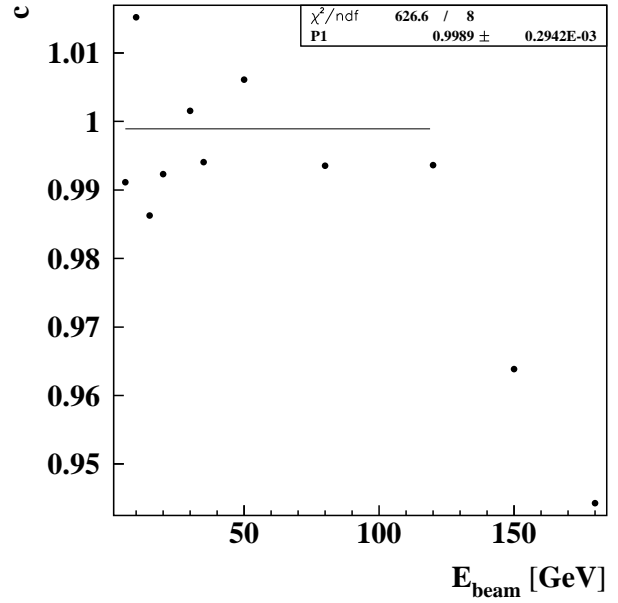


FIG. 3.17: E_{meas}/E_{beam} en fonction de E_{18}/E_{meas} pour un faisceau d'électrons à 20 GeV (haut) et 180 GeV (bas).

FIG. 3.18: $a(E_{beam}) \cdot E_{beam}$ en fonction de E_{beam} .FIG. 3.19: c en fonction de E_{beam} .

Une fois connue a_{mean} et c_{mean} , l'expression numérique de l'énergie corrigée est la suivante :

$$E_{rec} = \begin{cases} \frac{E_{meas}}{(1.00 \pm 0.01) - (3.97 \pm 0.02) \times \frac{E_{18}}{E_{meas}}} & , E_{18}/E_{meas} > 0.7\% \\ \frac{E_{meas}}{(1.00 \pm 0.01) - (3.97 \pm 0.02) \times 0.7\%} & , E_{18}/E_{meas} < 0.7\% \end{cases} \quad (3.8)$$

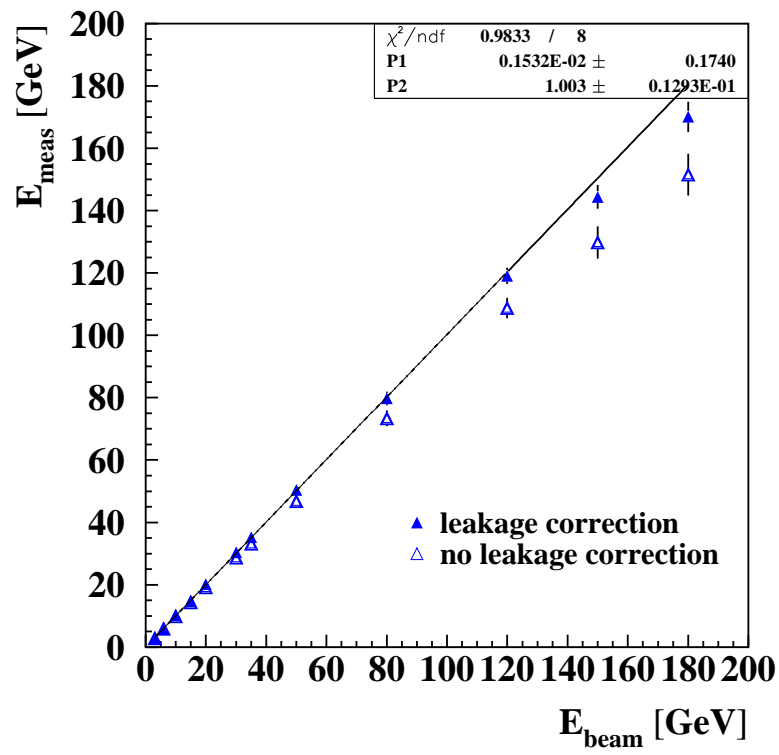
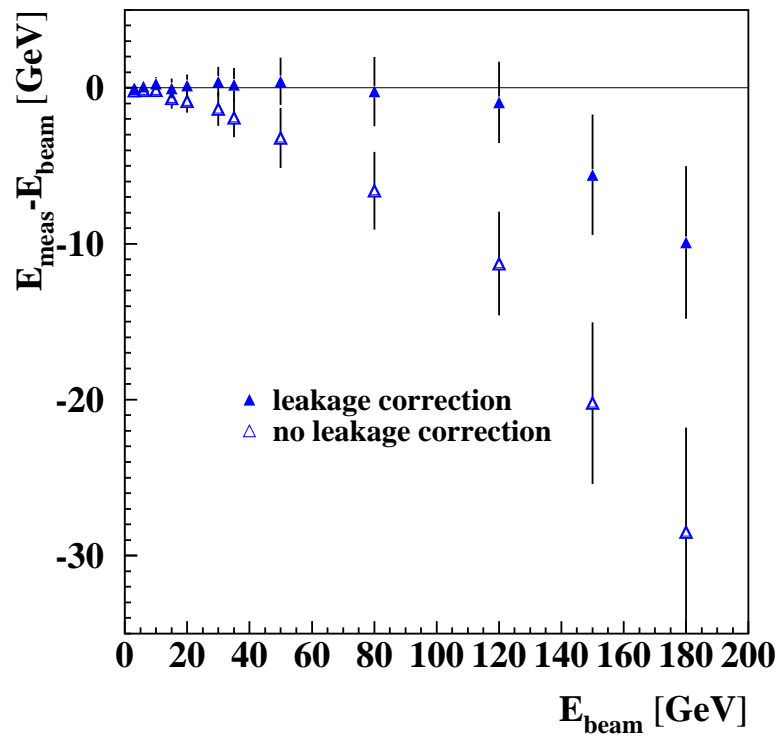
3.6 Mesure des performances

Avec une plage d'énergie comprise entre 3 et 180 GeV, la linéarité est vérifiée et les résolutions en énergie et angulaire ainsi que la longueur de radiation sont mesurées.

3.6.1 Linéarité en énergie

Les runs d'électrons sont utilisés pour déterminer la constante absolue de calibration du calorimètre. Après l'égalisation des pixels et les corrections compensant la perte de lumière dans les fibres, la correction de fuite longitudinale est appliquée (**fig. 3.20**). La linéarité est correcte jusqu'à 120 GeV ; des déviations sont observées de l'ordre de 4% à 150 GeV et 6% à 180 GeV (**fig. 3.21**). Ces déviations sont expliquées dans la sous-section suivante. La constante de calibration correspond à 32 canaux d'ADC bas gain par GeV, soit $35 \times 32 = 1120$ canaux d'ADC haut gain par GeV. Le Mip moyen à 6.35 canaux d'ADC haut gain correspond ainsi une énergie de 6.35×0.893 MeV, soit 5.67 MeV.

La différence entre énergie reconstruite et énergie du faisceau est estimée sans et avec correction de fuite longitudinale dans la [table 3.6](#).

FIG. 3.20: *Linéarité en énergie.*FIG. 3.21: *Différence d'énergie entre l'énergie mesurée et l'énergie nominale du faisceau.*

E (GeV)	$E_{rec} - E_{beam}$ (normalisé à E_{beam})		$E_{rec} - E_{beam}$ (normalisé à E_{beam})	
	[GeV]	[%]	[GeV]	[%]
	sans correction de fuite longitudinale		avec correction de fuite longitudinale	
3	-0.2 ± 0.2	(-5.7 ± 6.2)	-0.1 ± 0.2	(-2.3 ± 6.4)
6	-0.2 ± 0.3	(-2.5 ± 5.1)	$+0.1 \pm 0.3$	$(+1.2 \pm 5.1)$
10	-0.2 ± 0.4	(-1.5 ± 4.4)	$+0.3 \pm 0.4$	$(+2.7 \pm 4.3)$
15	-0.7 ± 0.7	(-4.5 ± 4.3)	-0.1 ± 0.6	(-0.3 ± 4.2)
20	-0.9 ± 0.7	(-4.3 ± 3.7)	$+0.2 \pm 0.7$	$(+0.8 \pm 3.5)$
30	-1.4 ± 1.1	(-4.5 ± 3.6)	$+0.4 \pm 1.0$	$(+1.3 \pm 3.2)$
35	-1.9 ± 1.2	(-5.5 ± 3.6)	$+0.2 \pm 1.1$	$(+0.6 \pm 3.1)$
50	-3.2 ± 1.9	(-6.4 ± 3.8)	$+0.4 \pm 1.5$	$(+0.8 \pm 3.0)$
80	-6.6 ± 2.5	(-8.3 ± 3.1)	-0.2 ± 2.2	(-0.3 ± 2.8)
120	-11.3 ± 3.3	(-9.4 ± 2.8)	-0.9 ± 2.6	(-0.8 ± 2.2)
150	-20.2 ± 5.2	(-13.5 ± 3.5)	-5.6 ± 3.9	(-3.7 ± 2.6)
180	-28.5 ± 6.7	(-15.8 ± 3.7)	-9.9 ± 4.9	(-5.5 ± 2.7)

TAB. 3.6: Différence d'énergie entre l'énergie mesurée et l'énergie nominale du faisceau.

3.6.2 Résolution en énergie

Première itération

La résolution en énergie du calorimètre pour les énergies du faisceau est estimée dans la [table 3.7](#).

E [GeV]	plage [GeV]	entrées	σ [GeV]	$E_{corrected}$ [GeV]	σ/E [%]
3	2.-4.	904	0.193 ± 0.006	2.931 ± 0.007	6.57 ± 0.20
6	4.5-7.5	33561	0.308 ± 0.001	6.072 ± 0.001	5.08 ± 0.20
10	8.5-12.5	15854	0.426 ± 0.003	10.271 ± 0.002	4.15 ± 0.15
15	12.-18.	9814	0.634 ± 0.005	14.962 ± 0.005	4.24 ± 0.15
20	17.-23.	6960	0.699 ± 0.006	20.150 ± 0.009	3.47 ± 0.15
30	26.-34.	6079	0.96 ± 0.01	30.398 ± 0.009	3.15 ± 0.15
35	31.-39.	4194	1.08 ± 0.01	35.20 ± 0.02	3.08 ± 0.15
50	42.-58.	43017	1.512 ± 0.006	50.420 ± 0.005	3.00 ± 0.10
80	72.-88.	9416	2.21 ± 0.02	79.76 ± 0.02	2.78 ± 0.10
120	110.-130.	16329	2.60 ± 0.02	119.06 ± 0.01	2.19 ± 0.10
150	130.-160.	8707	3.87 ± 0.03	144.42 ± 0.04	2.67 ± 0.10
180	150.-190.	7705	4.89 ± 0.05	170.08 ± 0.04	2.87 ± 0.10

TAB. 3.7: Résolution en énergie avec des constantes d'intercalibration basées sur des MIPs.

La résolution en énergie en fonction de l'énergie du faisceau ([fig. 3.22](#)) est la suivante :

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_{\substack{\text{en utilisant} \\ \text{les MIPs}}} = \frac{(10.89 \pm 0.28)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (2.48 \pm 0.05)\% \quad (3.9)$$

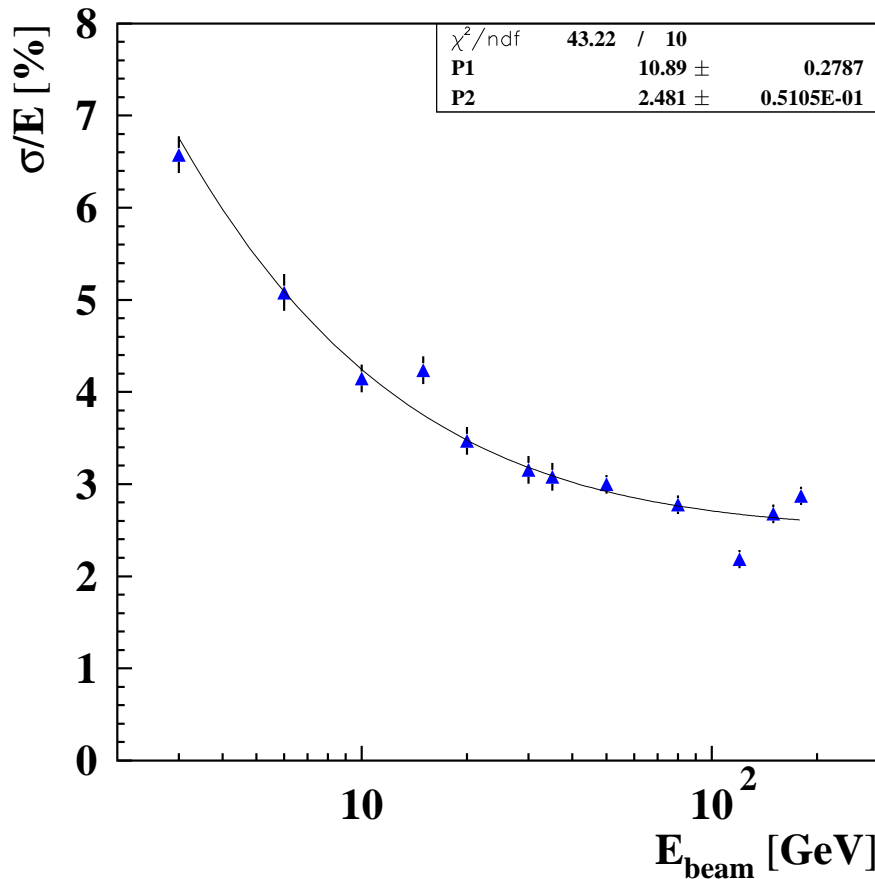


FIG. 3.22: Résolution en énergie avec des constantes d'intercalibration basées sur les MIPs.

Les **figures 3.23 et 3.24** montrent les distributions en énergie, de 3 à 180 GeV, avec et sans correction de fuite longitudinale.

Sélection en position

Nous avons cherché à comprendre pourquoi les résolutions en énergie à 15 et 120 GeV étaient décalés par rapport aux résolutions attendues, et avons réussi à comprendre ce décalage pour le point à 120 GeV. Nous nous sommes attachés à regarder de manière systématique les points d'impact du faisceau sur le calorimètre.

Aucune chambre à fil n'était à notre disposition pour déterminer l'impact exact du faisceau sur le calorimètre. Or celui-ci n'est pas unique, comme le montre la **figure 3.25** pour des électrons d'une énergie de 50 et 120 GeV. A une énergie de 120 GeV, où le faisceau est le plus fin possible, la zone d'impact est de l'ordre de deux pixels suivant x et 1 pixel suivant y ($18 \times 9 \text{ mm}^2$).

Or si certaines pixels sont mieux égalisés que d'autres, alors considérer un point d'impact, tel que l'énergie de la gerbe soit déposée dans ces derniers pixels, permet d'obtenir une meilleure résolution en énergie. Nous avons donc étudié les événements correspondant à une sélection sur le point d'impact. La coupure associée est utilisée pour la résolution en énergie, mais par pour la résolution angulaire.

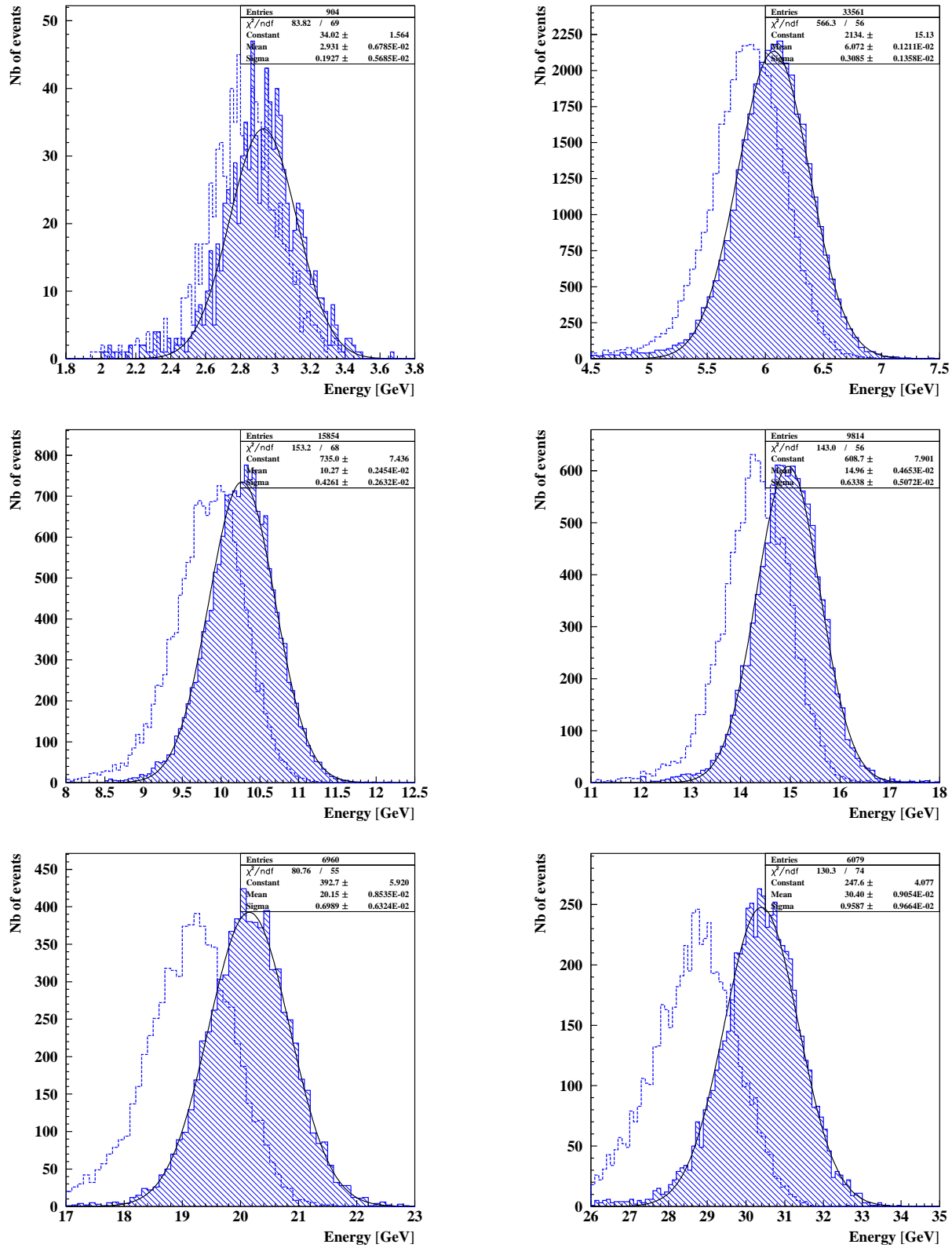


FIG. 3.23: *Distribution en énergie pour une énergie de faisceau de 3, 6, 10, 15, 20 et 30 GeV. Les zones hachurées correspondent à une distribution d'énergie avec une correction de fuite longitudinale, celles non hachurées à une distribution d'énergie sans correction de fuite longitudinale. Les constantes de calibration sont basées sur les MIPs.*

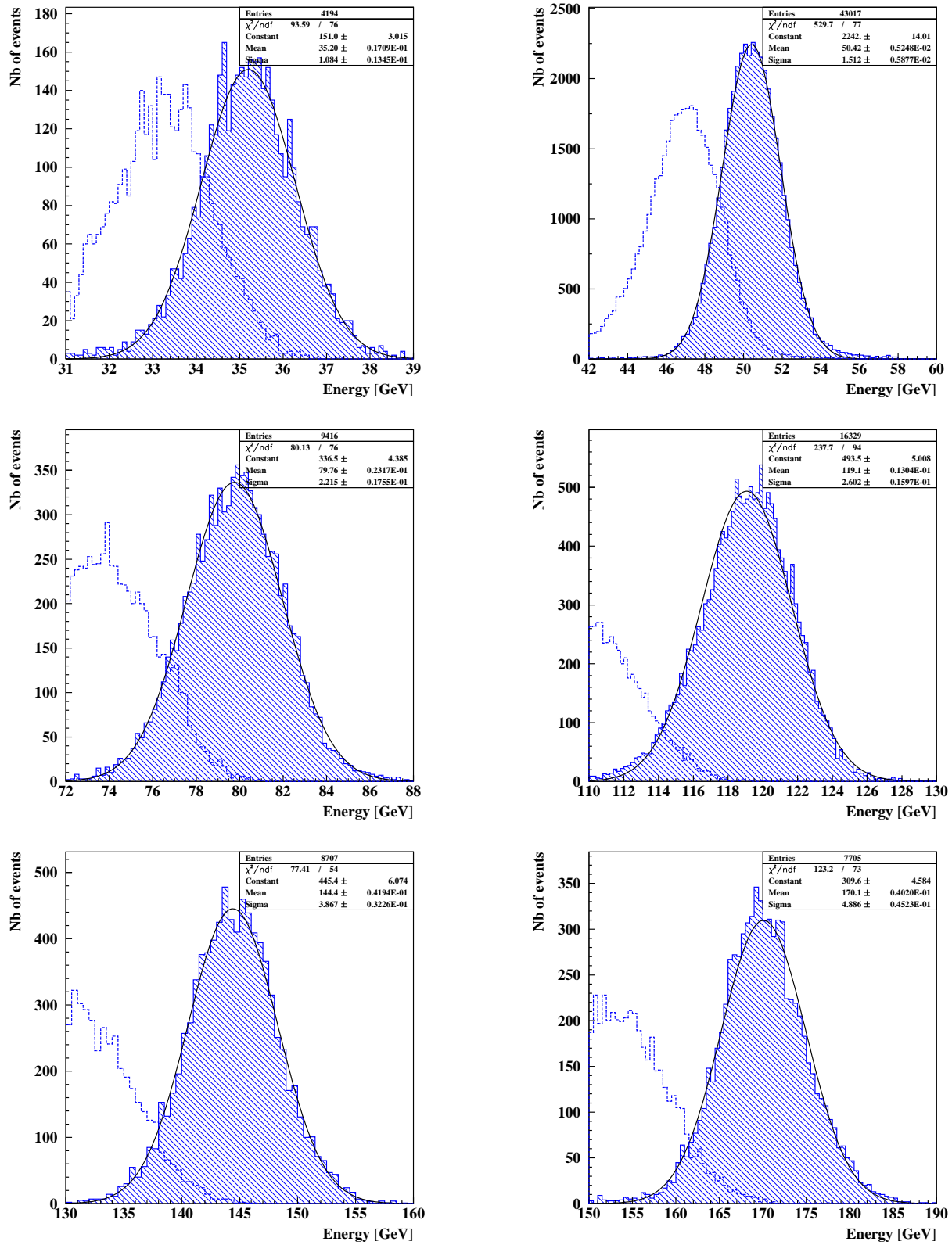


FIG. 3.24: Distribution en énergie pour une énergie de faisceau de 35, 50, 80, 120, 150 et 180 GeV. Les zones hachurées correspondent à une distribution d'énergie avec une correction de fuite longitudinale, celles non hachurées à une distribution d'énergie sans correction de fuite longitudinale. Les constantes de calibration sont basées sur les MIPs.

De plus, si on étudie attentivement l'énergie déposée dans un plan en fonction de la position dans ce même plan, on note un comportement en forme de arche (**fig. 3.26**), où chaque arche est associée avec un pixel : les effets de bord sont identifiés. De plus, chaque arche n'a pas la même amplitude d'un pixel à l'autre : ainsi la procédure d'intercalibration pourrait être affinée en ayant la même amplitude pour chaque arche. L'énergie déposée aux bords d'un pixel diffère d'environ 10% par rapport à celle déposée au milieu de ce même pixel.

Résolution en énergie avec la sélection en position

Deux sélections en position sont utilisées, l'une correspondante à une sélection fine et l'autre à une sélection très fine. Dans la [table 3.8](#), X et Y correspondent aux points d'impact en unités de pixel (c.u., cell unit) et varient dans la plage [0,14] (par exemple, X=0.5 correspond au milieu du premier pixel). Pour chaque sélection, le rapport du nombre d'événements sélectionnés sur le nombre initial d'événements est indiqué.

E [GeV]	X [c.u.]	Y [c.u.]	statistique		X [c.u.]	Y [c.u.]	statistique	
3	6-7	-	342/922	= 37.1 %	6.2-7.0	-	308/922	= 33.4 %
6	7-8	8-9	5859/33838	= 17.3 %	7.2-7.9	8.3-8.8	2835/33838	= 8.4 %
10	7-8	8-9	3292/15971	= 20.6 %	7.2-7.9	8.2-8.8	2129/15971	= 13.3 %
15	6-7	6-7	2314/9900	= 14.5 %	6.2-6.9	6.2-6.8	1566/9900	= 15.8 %
20	6-7	8-9	1401/6996	= 20.0 %	6.3-6.9	8.2-8.9	1006/6996	= 14.4 %
30	6-7	8-9	1920/6159	= 31.2 %	6.3-6.8	8.3-8.8	1163/6159	= 18.9 %
35	6-7	8-9	1300/4277	= 30.4 %	6.3-6.8	8.4-8.8	707/4277	= 16.5 %
50	7-8	8-9	13388/43343	= 30.9 %	7.3-7.8	8.3-8.8	8247/43343	= 19.0 %
80	7-8	8-9	2515/9481	= 26.5 %	7.3-7.8	8.3-8.8	1623/9481	= 17.1 %
120	6-7	8-9	12035/16462	= 73.1 %	6.4-6.9	8.3-8.8	10527/16462	= 63.9 %
150	6-7	8-9	5060/8747	= 57.8 %	6.3-6.9	8.4-8.9	4001/8747	= 45.7 %
180	6-7	8-9	3648/7743	= 47.1 %	6.3-6.9	8.4-8.8	2538/7743	= 32.8 %

TAB. 3.8: *Sélection en position. Aucune sélection en Y n'a été utilisée pour le run correspondant à une énergie de faisceau de 3 GeV. La colonne "statistique" indique le taux d'événements sélectionnés.*

La sélection en position renseigne sur la largeur du faisceau. Par exemple, un nombre élevé d'événements sauvés à 120 GeV signifie que le faisceau était très fin à cette énergie. Dans la [table 3.9](#) sont notées les valeurs des paramètres de l'ajustement gaussien sur la distribution de l'énergie corrigée en utilisant la première sélection en position, c'est-à-dire celle fine. Dans le but d'estimer correctement la distribution en énergie, une coupure en énergie est utilisée : les valeurs de cette dernière coupure sont reportées pour chaque énergie dans la colonne "plage".

En utilisant les constantes de calibration obtenues avec les MIPs et une sélection en position, la résolution en énergie du calorimètre en fonction de l'énergie du faisceau (**fig. 3.27**) est :

$$\frac{\sigma(E)}{E} \left| \begin{array}{l} \text{en utilisant} \\ \text{les MIPs} \\ \text{sélection} \\ \text{en position} \end{array} \right. = \frac{(9.98 \pm 0.27)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (2.11 \pm 0.05)\% \quad (3.10)$$

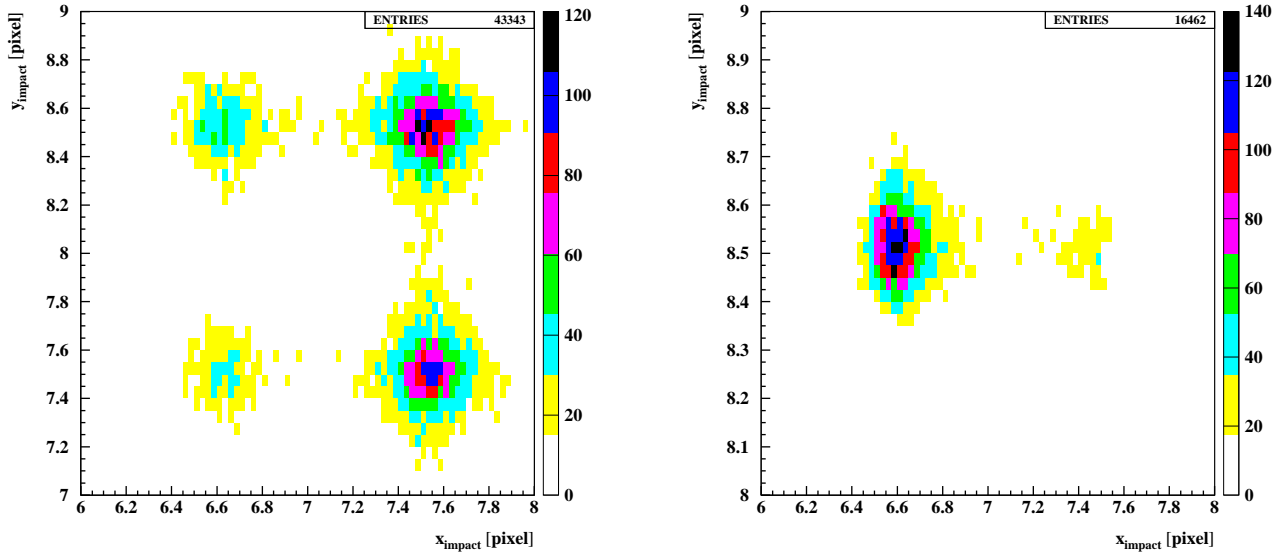


FIG. 3.25: Point d'impact reconstruit selon X et Y pour un faisceau d'électrons de 50 GeV (à gauche) et un faisceau d'électrons de 120 GeV (à droite).

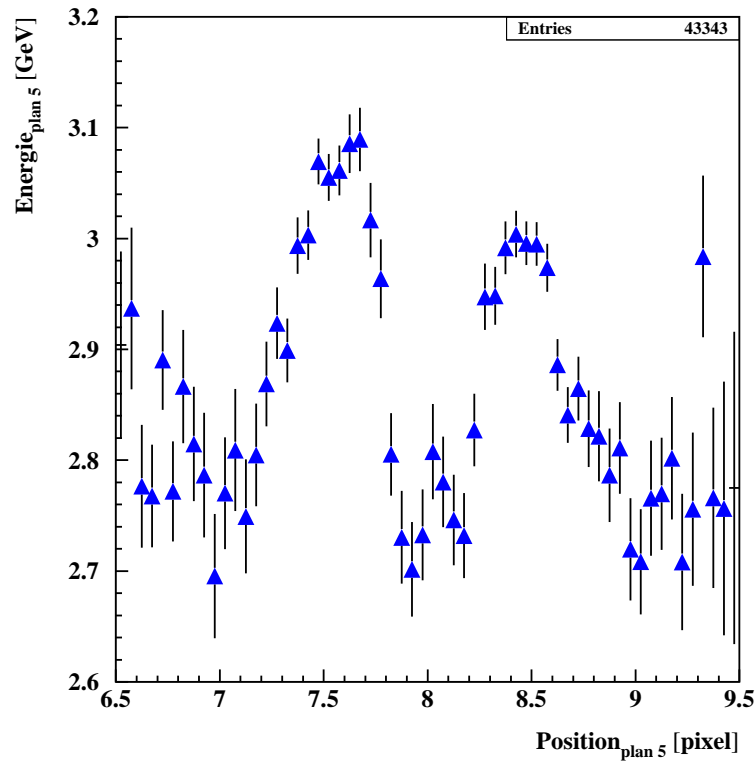


FIG. 3.26: Energie dans le cinquième plan en fonction de la position dans ce même plan, pour un faisceau d'électrons de 50 GeV . L'énergie déposée aux bords d'un pixel diffère de 10% par rapport à celle déposée au milieu de ce même pixel.

E [GeV]	X [c.u.]	Y [c.u.]	plage [GeV]	entrées	σ [GeV]	$E_{corrected}$ [GeV]	σ/E [%]
3	6-7	-	2.-4.	336	0.17 ± 0.01	2.91 ± 0.01	5.81 ± 0.20
6	7-8	8-9	4.5-7.5	5829	0.291 ± 0.003	6.126 ± 0.004	4.75 ± 0.20
10	7-8	8-9	8.5-12.5	3274	0.391 ± 0.005	10.35 ± 0.007	3.78 ± 0.15
15	6-7	6-7	12.-18.	2304	0.551 ± 0.009	14.78 ± 0.01	3.73 ± 0.15
20	6-7	8-9	17.-23.	1395	0.58 ± 0.01	19.97 ± 0.02	2.91 ± 0.15
30	6-7	8-9	26.-34.	1913	0.84 ± 0.02	30.28 ± 0.01	2.77 ± 0.15
35	6-7	8-9	31.-39.	1296	0.97 ± 0.02	35.16 ± 0.03	2.75 ± 0.15
50	7-8	8-9	42.-58.	13294	1.359 ± 0.009	50.26 ± 0.01	2.70 ± 0.10
80	7-8	8-9	72.-88.	2493	1.96 ± 0.03	79.43 ± 0.03	2.46 ± 0.10
120	6-7	8-9	110.-130.	11973	2.46 ± 0.02	119.51 ± 0.01	2.06 ± 0.10
150	6-7	8-9	130.-160.	5037	3.23 ± 0.04	144.24 ± 0.03	2.24 ± 0.10
180	6-7	8-9	150.-190.	3635	3.78 ± 0.05	170.03 ± 0.05	2.23 ± 0.10

TAB. 3.9: Résolution en énergie avec une sélection en position. Les positions sont indiquées en unité de cellule (c.u., cell unit).

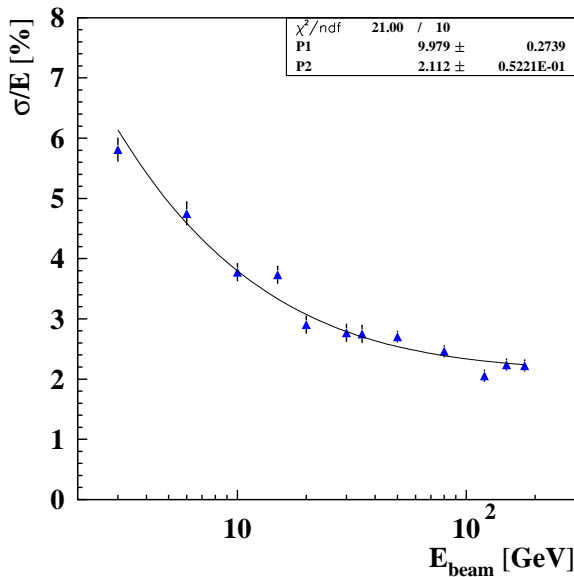


FIG. 3.27: Résolution en énergie avec une sélection en position.

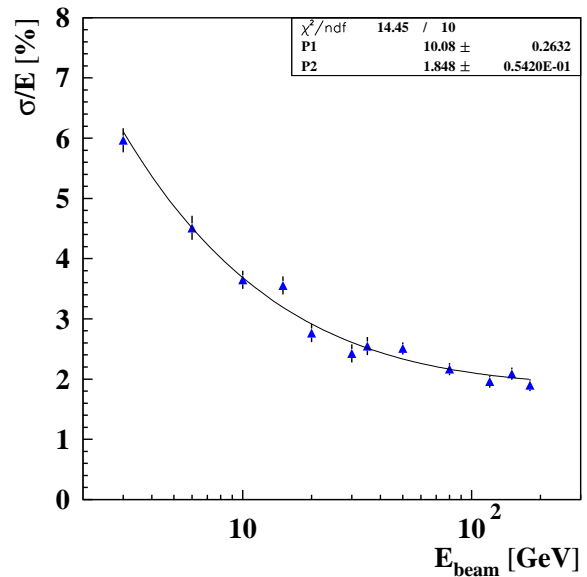


FIG. 3.28: Résolution en énergie avec une sélection en position la plus fine possible.

On note sur la **figure 3.27** que, par contre, la résolution en énergie à 15 GeV n'est cependant toujours pas en accord avec l'ajustement basé sur les résolutions en énergie sur toutes les énergies du faisceau. Si l'on s'intéresse à la largeur du faisceau, celui-ci est de taille équivalent selon x et y à celui montré sur la **figure 3.25** pour le faisceau de 50 GeV. Une différence, par rapport aux faisceaux d'énergie différente, est la position des points d'impact : cette dernière, à 15 GeV, est décalée selon y . Sans doute, la calibration d'une cellule est-elle en cause.

Pour l'ensemble des faisceaux, on peut aussi essayer une sélection en position plus fine ([table 3.10](#)) pour savoir quelle est la meilleure résolution en énergie possible.

E [GeV]	X [c.u.]	Y [c.u.]	plage [GeV]	entrées	σ/E [%]
3	6.2-7.0	-	2.-4.	302	5.97 ± 0.20
6	7.2-7.9	8.3-8.8	4.5-7.5	2819	4.51 ± 0.20
10	7.2-7.9	8.2-8.8	8.5-12.5	2120	3.65 ± 0.15
15	6.2-6.9	6.2-6.8	12.-18.	1560	3.56 ± 0.15
20	6.3-6.9	8.2-8.9	17.-23.	1004	2.77 ± 0.15
30	6.3-6.8	8.3-8.8	26.-34.	1158	2.43 ± 0.10
35	6.3-6.8	8.4-8.8	31.-39.	706	2.55 ± 0.10
50	7.3-7.8	8.3-8.8	42.-58.	8210	2.51 ± 0.10
80	7.3-7.8	8.3-8.8	72.-88.	1611	2.17 ± 0.10
120	6.4-6.9	8.3-8.8	110.-130.	10479	1.96 ± 0.10
150	6.3-6.9	8.4-8.9	130.-160.	3985	2.09 ± 0.10
180	6.3-6.9	8.4-8.8	150.-190.	2529	1.90 ± 0.10

TAB. 3.10: *Sélection en position très fine.*

Le résultat, comparable avec le précédent, est (**fig. 3.28**) :

$$\frac{\sigma(E)}{E} \left| \begin{array}{l} \text{en utilisant} \\ \text{les MIPs} \\ \text{fine sélection} \\ \text{en position} \end{array} \right. = \frac{(10.08 \pm 0.26)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (1.85 \pm 0.05)\% \quad (3.11)$$

Considérer des coupures concernant la position du point d'impact permet une meilleure résolution en énergie, mais indique que les constantes de calibration obtenues à partir des MIPs ne sont pas suffisamment égalisées pour mesurer les propriétés du calorimètre. Ceci n'est pas si étonnant puisque les MIPs déposent une énergie de l'ordre de quelques MeV tandis les électrons étudiés déposent une énergie de l'ordre du GeV. En outre, le MIP est sensible aux inhomogénéités locales au niveau des fibres.

On note, par ailleurs, un comportement non-linéaire à haute énergie. Nous avons cherché si ce comportement était lié à une saturation des PMs ou cartes EFEs, et ce n'est pas le cas (**fig. 3.29**).

Nous nous sommes ensuite intéressés à la qualité des derniers plans. En effet, la **figure 3.30** montre l'illumination des fibres scintillantes des superplans 7 et 9. On relève que certaines fibres ne sont pas illuminées, et que les plans sont donc de basse qualité. S'il existe une mauvaise calibration pour les anodes des derniers plans, l'effet de celle-ci est d'autant plus important que l'on considère des faisceaux de haute énergie. Ainsi, pour le faisceau d'électrons à 180 GeV, si l'énergie mesurée dans le dernier plan est, non pas de 4 GeV, mais de 5.9 GeV, alors l'énergie totale vaut, non pas 170.1 GeV, mais 180 GeV. Pour le modèle de vol du calorimètre, les nouveaux plans sont d'une superbe qualité (**fig. 3.31**).

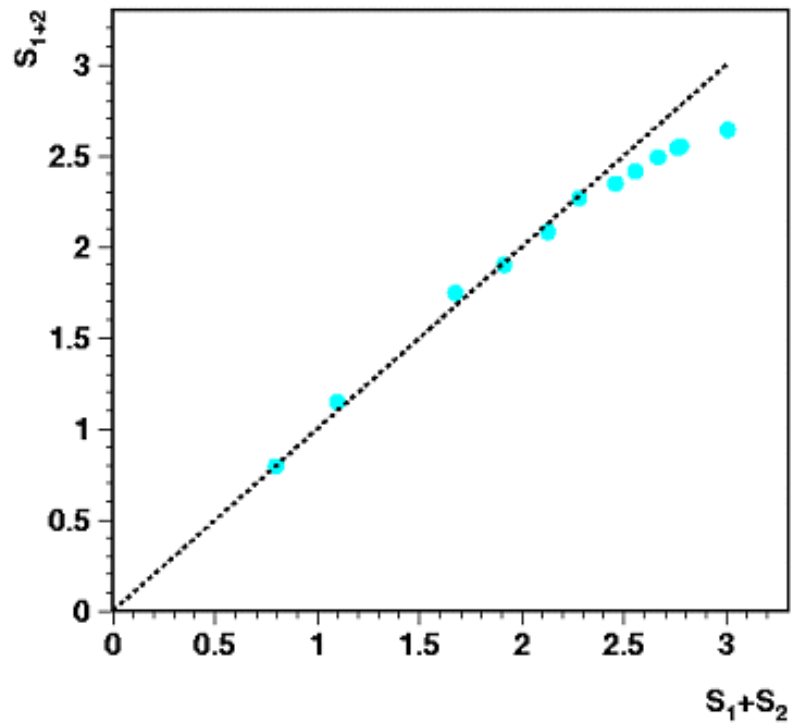


FIG. 3.29: Linéarité du PM 4040 testé en laboratoire. La déviation à la linéarité est observée à partir d'un signal de 2 Volts. Sachant qu'un signal de 3 Volts correspond 4096 canaux d'ADC bas gain, la déviation commence donc à ~ 2730 canaux d'ADC bas gain. Avec une calibration telle que 32 canaux d'ADC bas gain correspondent à une énergie de 1 GeV, on déduit que cette déviation débute à une énergie de 85 GeV. En faisceau-test, l'énergie déposée dans un photomultiplicateur ne dépasse pas une douzaine de GeV.

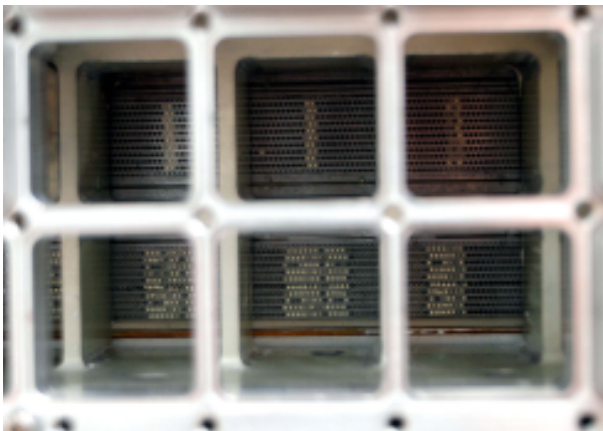


FIG. 3.30: Photographie des superplans 7 et 9 pour le modèle d'ingénierie du calorimètre.

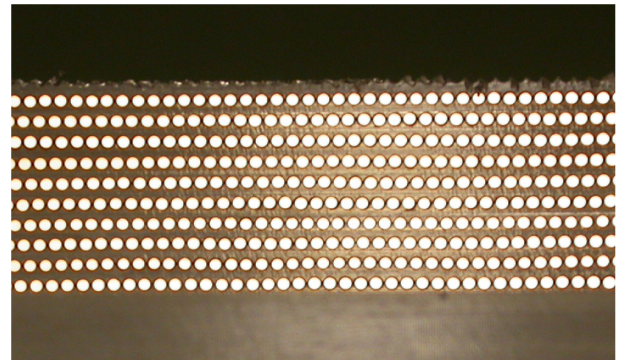


FIG. 3.31: Photographie d'un superplan pour le modèle de vol du calorimètre.

Les **figures 3.32 et 3.33** montrent les distributions en énergie de 3 à 180 GeV, avec correction de fuite longitudinale, sans et avec sélection en position.

Finalement, la question posée est de savoir corriger l'inhomogénéité des plans. Dans ce qui suit, les runs d'électrons sont utilisés : la première étape consiste à égaliser les réponses des pixels d'un même plan et la seconde étape à homogénéiser les plans en se servant du profil théorique d'une gerbe électromagnétique.

Calibration avec des électrons

L'intercalibration est désormais effectuée avec des runs d'électrons à 50 GeV, indiqués sur la table 3.11.

14															1089						
13															1088						
12															1087						
11															1086						
10															1085						
9															1084						
8															1083						
7															1082						
6	1059	1060	1061	1063	1064	1065	1066	1067	1068	1070	1071	1072	1073		/1081						
5															1080						
4															1079						
3															1078						
2															1077						
1															1076						
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14							

TAB. 3.11: *Carte des runs d'électrons à 50 GeV utilisés. On a indiqué l'emplacement des points d'impact des runs en fonction des numéros de pixel selon les axes x et y . Les numéros en gras précisent les numéros des principaux pixels touchés pour les runs, de 3 à 180 GeV, utilisés pour l'analyse.*

Pour un plan donné, l'énergie déposée - et corrigée uniquement des pertes de lumière dans les fibres - dans le pixel est tracée en fonction du numéro (de 1 à 14) du pixel. De tels résultats permettent de montrer la dispersion des pixels dans chaque plan. Ensuite la constante d'intercalibration pour un pixel est obtenue, en rapportant l'énergie moyenne dans le plan considéré à celle déposée dans ce pixel (**fig. 3.34**).

Les valeurs a_{mean} et c_{mean} sont recalculées :

$$\begin{cases} a_{mean} = 3.17 \pm 0.02 \\ c_{mean} = 1.02 \pm 0.01 \end{cases} \quad (3.12)$$

Si c est légèrement différent de l'unité, c'est simplement que la constante de calibration absolue (ADC/GeV) a légèrement changé. L'énergie corrigée à partir de 6 GeV est la suivante :

$$E_{rec} = \begin{cases} \frac{E_{meas}}{(1.02 \pm 0.01) - (3.17 \pm 0.02) \times \frac{E_{18}}{E_{meas}}} & , E_{18}/E_{meas} > 1\% \\ \frac{E_{meas}}{(1.02 \pm 0.01) - (3.17 \pm 0.02) \times 1\%} & , E_{18}/E_{meas} < 1\% \end{cases} \quad (3.13)$$

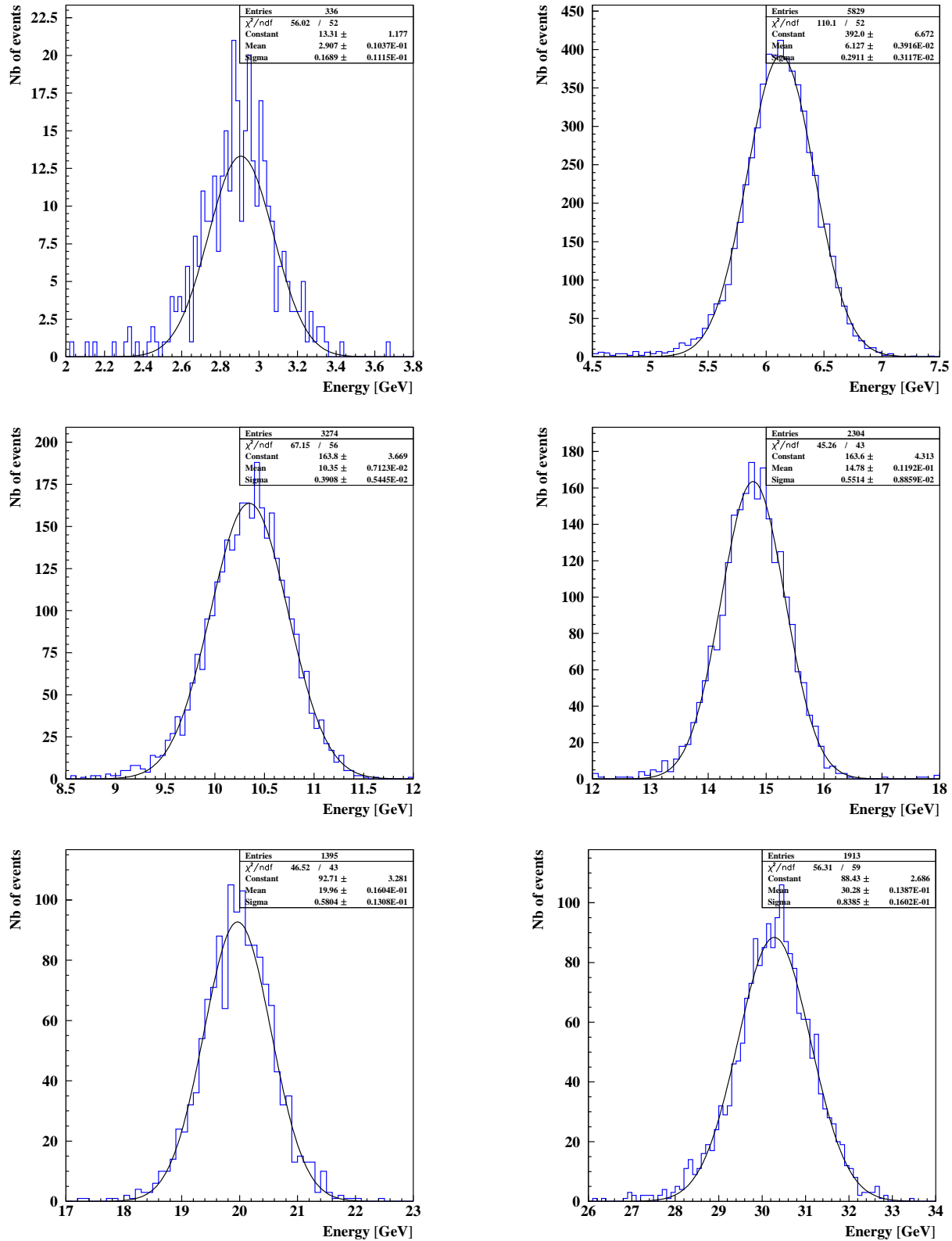


FIG. 3.32: *Distribution en énergie pour une énergie de faisceau de 3, 6, 10, 15, 20 et 30 GeV, avec une correction de fuite longitudinale et une sélection en position. Les constantes de calibration sont basées sur les MIPs.*

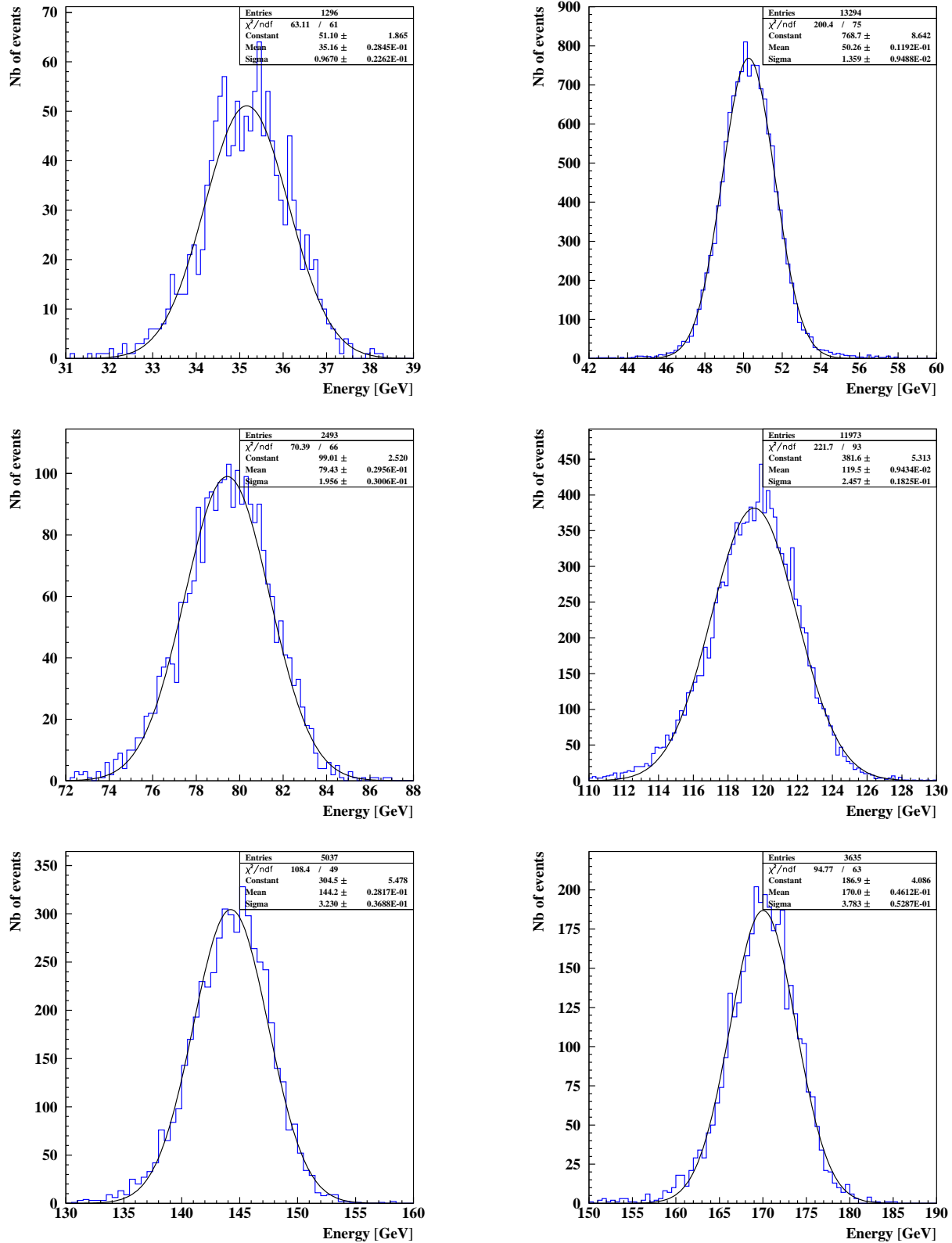


FIG. 3.33: Distribution en énergie pour une énergie de faisceau de 35, 50, 80, 120, 150 et 180 GeV, avec une correction de fuite longitudinale et une sélection en position. Les constantes de calibration sont basées sur les MIPs.

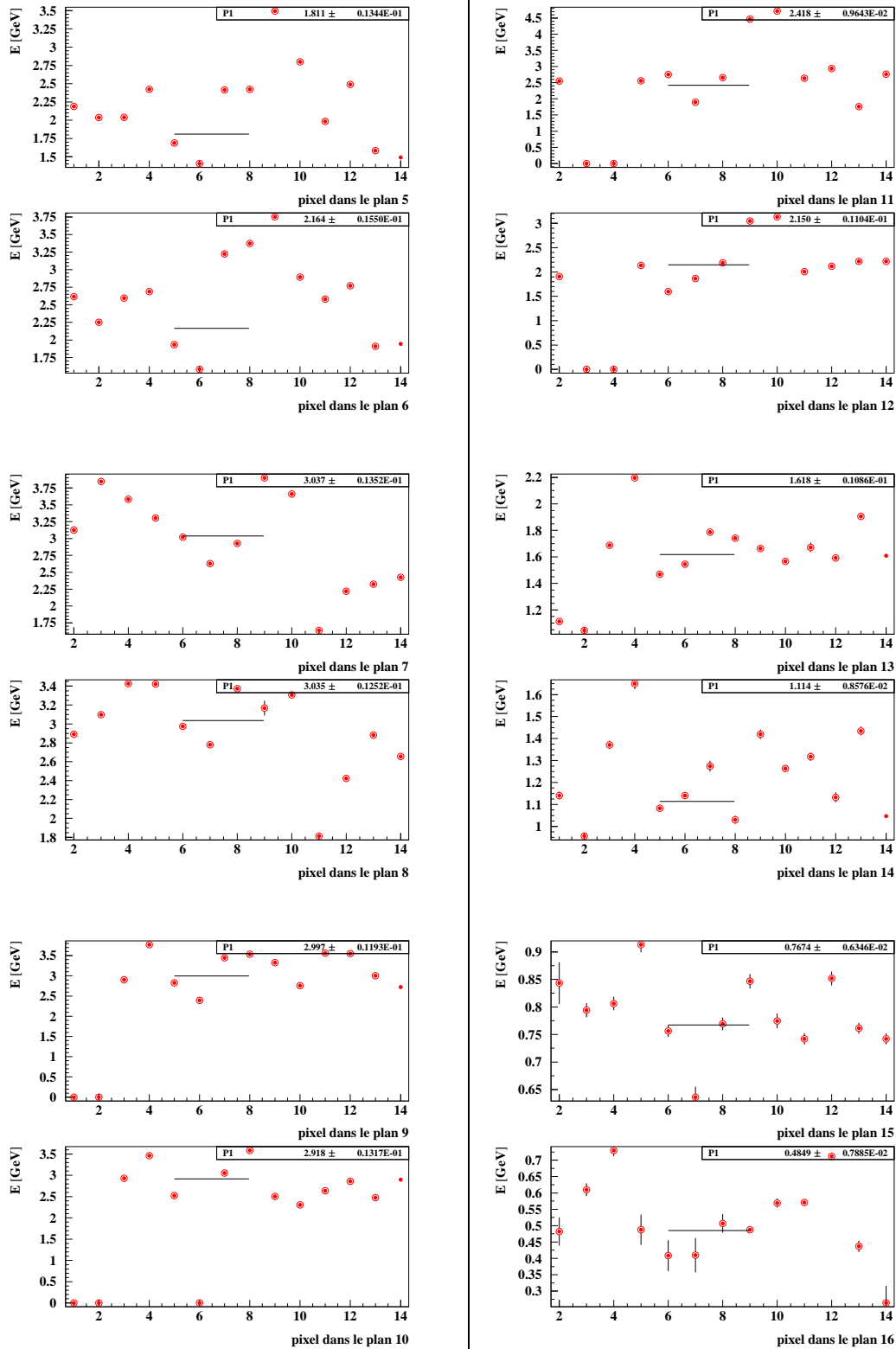


FIG. 3.34: *Energie déposée dans les plans 5 à 16 en fonction du numéro du pixel. Pour un plan donné, chaque point est associé à un unique run d'électrons de 50 GeV. Les énergies déposées sont corrigées uniquement des pertes de lumière dans les fibres. Elles sont ensuite ramenées à une valeur moyenne, matérialisée par les lignes pleines sur les figures. Le rapport obtenu entre cette valeur moyenne et l'énergie déposée dans le pixel est le coefficient d'égalisation recherché.*

Ces nouvelles constantes d'intercalibration sont utilisées pour la mesure de la résolution en énergie du calorimètre (table 3.12).

E [GeV]	plage [GeV]	entrées	σ [GeV]	$E_{corrected}$ [GeV]	σ/E [%]
3	2.-4.	901	0.177 ± 0.005	2.854 ± 0.006	6.21 ± 0.20
6	4.5-7.5	33496	0.281 ± 0.001	5.979 ± 0.001	4.69 ± 0.20
10	8.5-12.5	15809	0.387 ± 0.002	10.163 ± 0.002	3.81 ± 0.15
15	12.-18.	9800	0.585 ± 0.005	15.070 ± 0.004	3.88 ± 0.15
20	17.-23.	6972	0.643 ± 0.006	20.015 ± 0.006	3.21 ± 0.15
30	26.-34.	6079	0.896 ± 0.009	30.209 ± 0.009	2.97 ± 0.15
35	31.-39.	4178	1.02 ± 0.01	35.05 ± 0.01	2.91 ± 0.15
50	42.-58.	42981	1.401 ± 0.006	50.238 ± 0.007	2.79 ± 0.10
80	72.-88.	9378	2.02 ± 0.02	79.62 ± 0.02	2.54 ± 0.10
120	110.-130.	16353	2.67 ± 0.02	120.25 ± 0.01	2.22 ± 0.10
150	130.-160.	8665	3.59 ± 0.03	144.69 ± 0.02	2.48 ± 0.10
180	150.-190.	7618	4.31 ± 0.04	170.13 ± 0.03	2.53 ± 0.10

TAB. 3.12: *Résolution en énergie avec des constantes d'intercalibration basées sur des électrons.*

La résolution en énergie est exprimée en fonction de l'énergie suivant (fig 3.35) :

$$\frac{\sigma(E)}{E} \left| \begin{array}{l} \text{en utilisant} \\ \text{les } e^- \\ \text{pas de sélection} \\ \text{en position} \end{array} \right. = \frac{(10.16 \pm 0.28)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (2.30 \pm 0.05)\% \quad (3.14)$$

On note sur la **figure 3.35** que la résolution en énergie à 15 GeV n'est pas également en accord avec l'ajustement basé sur les résolutions en énergie sur toutes les énergies du faisceau. La calibration utilisée est différente : elle est basée sur les runs d'électrons à 50 GeV, et non plus sur les MIPs. L'explication d'une cellule mal-calibrée est ainsi moins satisfaisante que ce que nous avons pensé auparavant. Ce décalage pour la résolution en énergie à 15 GeV n'est donc toujours pas expliqué.

On contrôle aussi, avec ces nouvelles constantes de calibration, l'effet d'une fine sélection en position (**fig. 3.36** et table 3.13) :

$$\frac{\sigma(E)}{E} \left| \begin{array}{l} \text{en utilisant} \\ \text{les } e^- \\ \text{sélection} \\ \text{en position} \end{array} \right. = \frac{(9.72 \pm 0.28)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (2.15 \pm 0.05)\% \quad (3.15)$$

Avec une sélection en position très fine, le résultat est le suivant :

$$\frac{\sigma(E)}{E} \left| \begin{array}{l} \text{en utilisant} \\ \text{les } e^- \\ \text{fine sélection} \\ \text{en position} \end{array} \right. = \frac{(9.81 \pm 0.26)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (1.84 \pm 0.05)\% \quad (3.16)$$

Les **figures 3.37** et **3.38** montrent les distributions en énergie de 3 à 180 GeV, avec correction de fuite longitudinale et sans sélection en position, obtenues avec des constantes de calibration basées soit sur des MIPs, soit sur des runs d'électrons de 50 GeV.

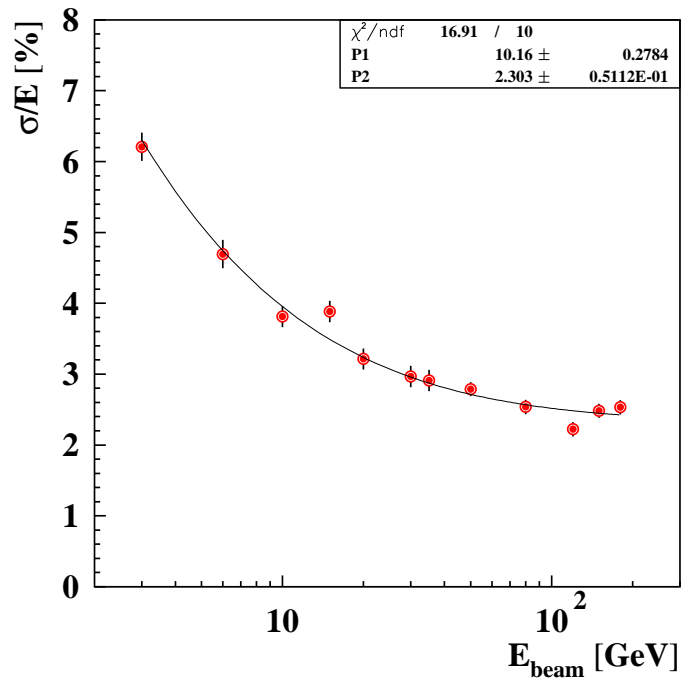


FIG. 3.35: Résolution en énergie en utilisant des constantes d'intercalibration basées sur des runs d'électrons à 50 GeV, sans aucune sélection en position.

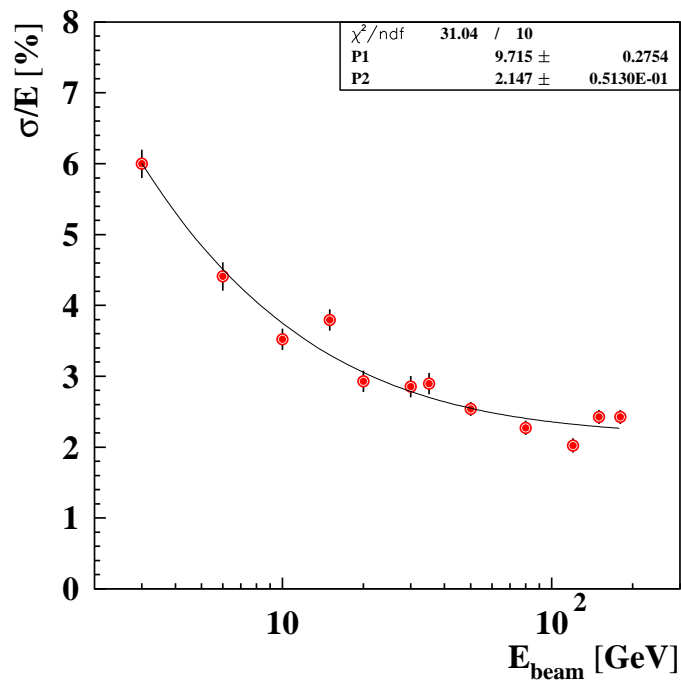


FIG. 3.36: Résolution en énergie en utilisant des constantes d'intercalibration basées sur des runs d'électrons à 50 GeV, avec une fine sélection en position.

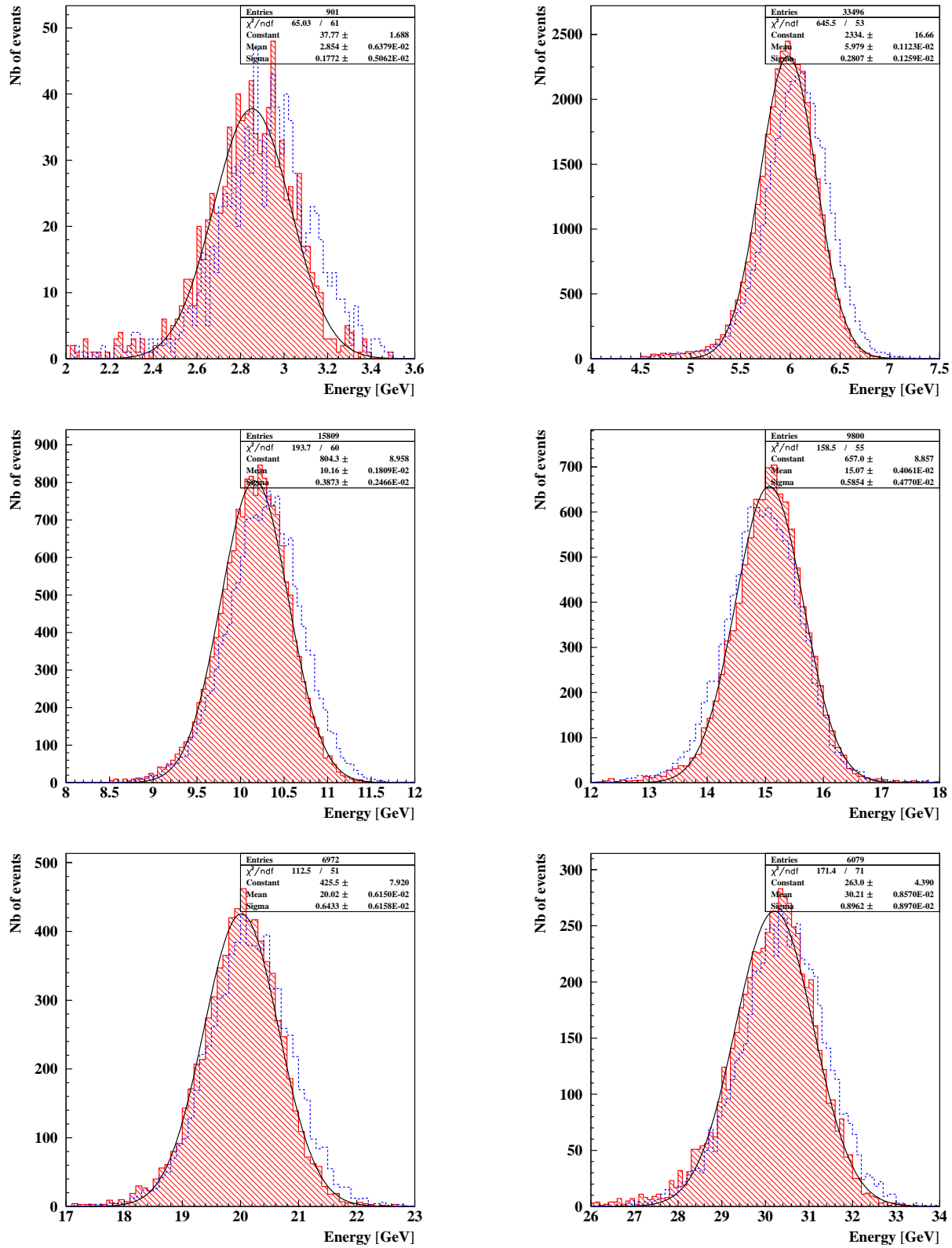


FIG. 3.37: *Distribution en énergie pour une énergie de faisceau de 3, 6, 10, 15, 20 et 30 GeV, sans sélection en position et avec correction de fuite longitudinale. La zone hachurée rouge représente la distribution basée sur les constantes calculées avec les runs d'électrons de 50 GeV, celle bleue la distribution basée sur les constantes calculées avec les MIPs.*

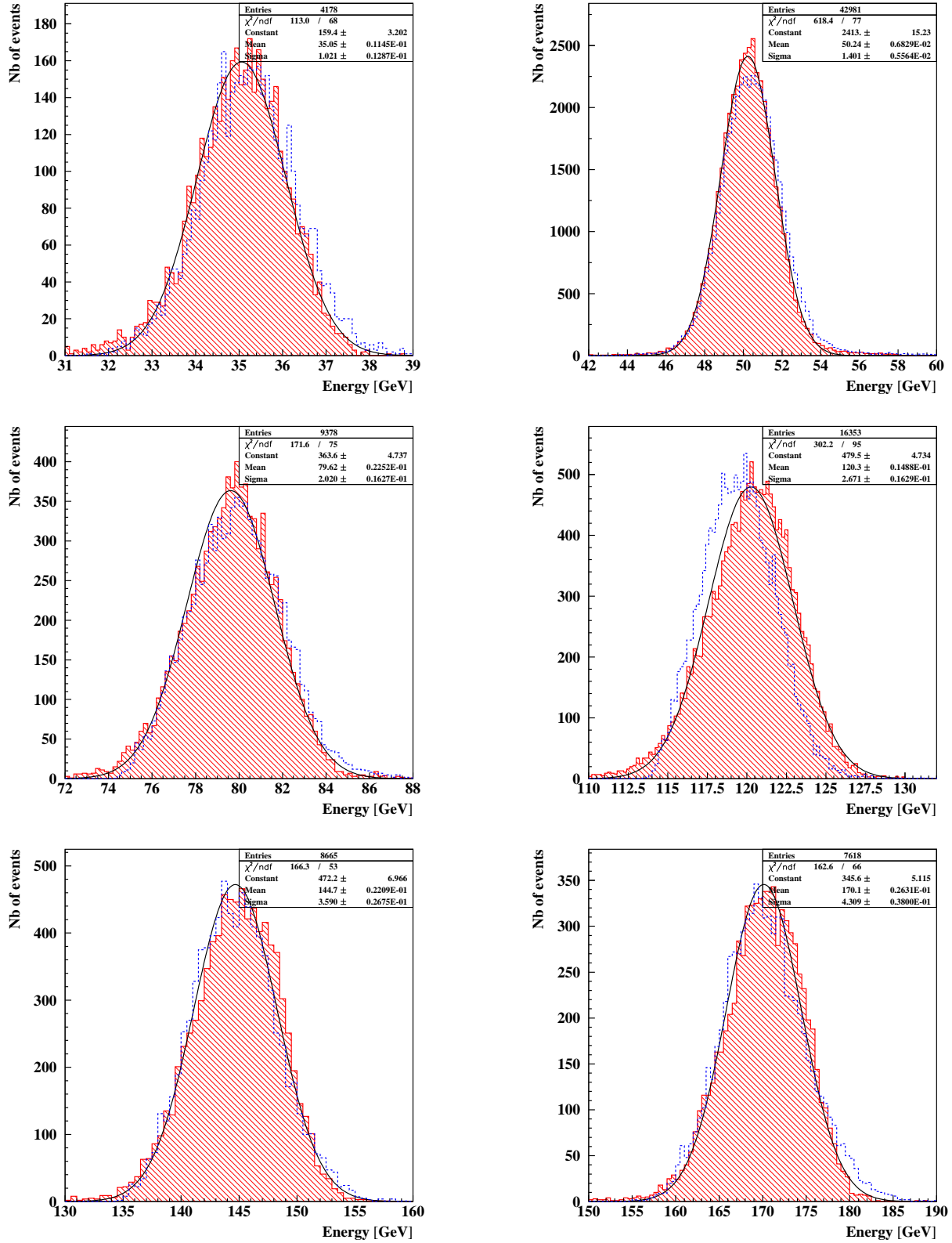


FIG. 3.38: *Distribution en énergie pour une énergie de faisceau de 35, 50, 80, 120, 150 et 180 GeV, sans sélection en position et avec correction de fuite longitudinale. La zone hachurée rouge représente la distribution basée sur les constantes calculées avec les runs d'électrons de 50 GeV, celle bleue la distribution basée sur les constantes calculées avec les MIPs.*

E [GeV]	X [c.u.]	Y [c.u.]	plage [GeV]	entrées	σ [GeV]	$E_{corrected}$ [GeV]	σ/E [%]
3	6-7	-	2.-4.	332	0.17 ± 0.01	2.84 ± 0.01	6.00 ± 0.20
6	7-8	8-9	4.5-7.5	5643	0.266 ± 0.003	6.031 ± 0.004	4.41 ± 0.20
10	7-8	8-9	8.5-12.5	3165	0.361 ± 0.005	10.244 ± 0.007	3.52 ± 0.15
15	6-7	6-7	12.-18.	2283	0.571 ± 0.009	15.06 ± 0.01	3.79 ± 0.15
20	6-7	8-9	17.-23.	1368	0.585 ± 0.01	19.99 ± 0.02	2.93 ± 0.15
30	6-7	8-9	26.-34.	1865	0.865 ± 0.02	30.34 ± 0.01	2.85 ± 0.15
35	6-7	8-9	31.-39.	1248	1.02 ± 0.02	35.24 ± 0.03	2.90 ± 0.15
50	7-8	8-9	42.-58.	12962	1.274 ± 0.009	50.19 ± 0.01	2.54 ± 0.10
80	7-8	8-9	72.-88.	2428	1.81 ± 0.03	79.44 ± 0.04	2.28 ± 0.10
120	6-7	8-9	110.-130.	12004	2.45 ± 0.02	120.93 ± 0.02	2.02 ± 0.10
150	6-7	8-9	130.-160.	5025	3.53 ± 0.04	145.28 ± 0.03	2.43 ± 0.10
180	6-7	8-9	150.-190.	3611	4.15 ± 0.06	171.12 ± 0.05	2.42 ± 0.10

TAB. 3.13: *Sélection en position fine.*

Les différentes résolutions obtenues sont résumées dans la [table 3.14](#).

On note que l'écart, pour les constantes basées sur les électrons, entre la résolution avec sélection en position et celle sans sélection, est plus faible que l'écart, pour les constantes basées sur les MIPs, entre la résolution avec sélection en position et celle sans sélection, preuve d'une meilleure inter-égalisation des pixels avec les runs d'électrons.

On peut aussi contrôler que la correction de fuite longitudinale est bien meilleure avec la méthode de la couche que celle où pour chaque événement, on ajuste, sur le profil longitudinal, celui théorique correspondant à une gerbe électromagnétique (**fig. 3.39**).

niveau de sélection en position	constantes basées sur les MIPs	constantes basées sur les électrons
pas de sélection	$\frac{(10.89 \pm 0.28)\%}{\sqrt{E}} \oplus (2.48 \pm 0.05)\%$	$\frac{(10.16 \pm 0.28)\%}{\sqrt{E}} \oplus (2.30 \pm 0.05)\%$
sélection	$\frac{(9.98 \pm 0.27)\%}{\sqrt{E}} \oplus (2.11 \pm 0.05)\%$	$\frac{(9.72 \pm 0.27)\%}{\sqrt{E}} \oplus (2.15 \pm 0.05)\%$
fine sélection	$\frac{(10.08 \pm 0.26)\%}{\sqrt{E}} \oplus (1.85 \pm 0.05)\%$	$\frac{(9.81 \pm 0.26)\%}{\sqrt{E}} \oplus (1.84 \pm 0.05)\%$

TAB. 3.14: *Résultats des résolutions en énergie.*

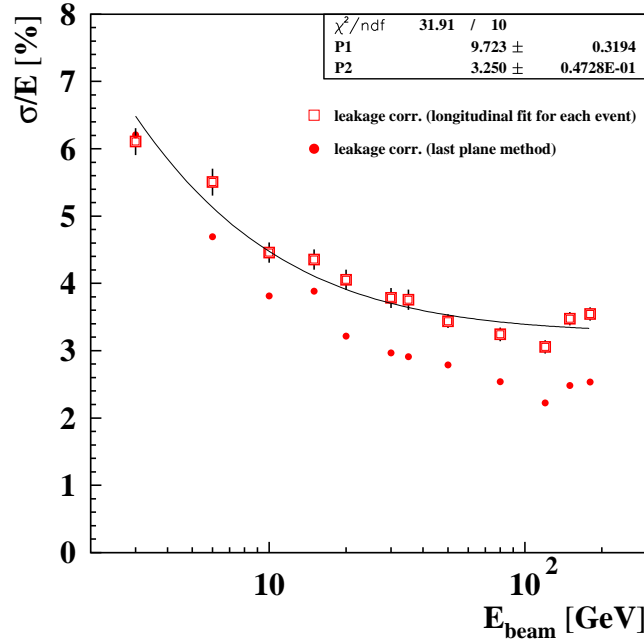


FIG. 3.39: Résolution en énergie avec deux corrections de fuite longitudinale (méthode de la dernière couche et ajustement d'un profil longitudinal théorique), avec les constantes de calibration basées sur les runs d'électrons de 50 GeV.

3.6.3 Longueur de radiation

Pour une énergie de faisceau donnée, le profil longitudinal moyen est tracé : à chacun des 18 plans du calorimètre est associée la valeur moyenne de la distribution de l'énergie déposée dans le plan étudié. Les erreurs sur ces valeurs sont considérées de l'ordre de 5%. L'ajustement du profil théorique de gerbe électromagnétique sur ce profil longitudinal permet l'estimation d'un z_{max} , l'erreur sur ce dernier est donnée par l'ajustement. L'expression du profil longitudinal de gerbe électromagnétique est rappelée :

$$\frac{dE}{dz} = E_0 \times \frac{b}{X_0} \times \frac{e^{-\frac{bz}{X_0}} \left(\frac{bz}{X_0} \right)^{\frac{bz_{max}}{X_0}}}{\Gamma\left(\frac{bz_{max}}{X_0} + 1\right)} \quad (3.17)$$

La [table 3.15](#) résume les paramètres d'ajustement pour chaque profil longitudinal moyen : énergie E_0 de la gerbe, maximum z_{max} , rapport b/X_0 . Le maximum z_{max} est exprimé en unité de plan (l.u., layer unit). Pour une énergie de faisceau supérieure à 6 GeV, le profil longitudinal est ajusté sur les énergies moyennes par plan pour les plans compris entre la 4^{ème} et 18^{ème}.

En traçant z_{max} en fonction de l'énergie du faisceau (**fig. 3.40**) et en utilisant la relation :

$$z_{max} = X_0 \times \log E + const \quad (3.18)$$

pour ajuster les données, une valeur de X_0 est trouvée :

$$X_0 = 1.099 \pm 0.014 \text{ l.u.} = 10.17 \pm 0.13 \text{ mm} \quad (3.19)$$

L'épaisseur correspondante du calorimètre est de $16.4 \pm 0.2 X_0$.

E [GeV]	plage pour l'ajustement du profil théorique [l.u.]	E_0 [GeV]	z_{max} [l.u.]	b/X_0 [l.u. ⁻¹]
3	[1,18]	2.88 ± 0.04	4.64 ± 0.05	0.47 ± 0.01
6	[3,18]	6.0 ± 0.1	5.48 ± 0.11	0.49 ± 0.01
10	[3,18]	10.3 ± 0.2	6.01 ± 0.10	0.47 ± 0.01
15	[3,18]	14.9 ± 0.2	6.54 ± 0.09	0.50 ± 0.01
20	[3,18]	20.2 ± 0.3	6.85 ± 0.08	0.50 ± 0.01
30	[3,18]	30.4 ± 0.4	7.31 ± 0.07	0.50 ± 0.01
35	[3,18]	35.2 ± 0.5	7.48 ± 0.07	0.50 ± 0.01
50	[3,18]	50.8 ± 0.7	7.80 ± 0.06	0.49 ± 0.01
80	[3,18]	80.1 ± 1.0	8.30 ± 0.06	0.48 ± 0.01
120	[3,18]	119.3 ± 1.5	8.71 ± 0.06	0.49 ± 0.01
150	[3,18]	144.5 ± 1.9	9.00 ± 0.06	0.49 ± 0.01
180	[3,18]	170.0 ± 2.2	9.17 ± 0.06	0.49 ± 0.01

TAB. 3.15: Paramètres des ajustements des profils longitudinaux avec les constantes basées sur les MIPs.

E [GeV]	plage pour l'ajustement du profil théorique [l.u.]	E_0 [GeV]	z_{max} [l.u.]	b/X_0 [l.u. ⁻¹]
3	[1,18]	2.75 ± 0.04	4.71 ± 0.06	0.45 ± 0.01
6	[3,18]	5.74 ± 0.09	5.76 ± 0.10	0.50 ± 0.01
10	[3,18]	9.9 ± 0.1	6.27 ± 0.09	0.48 ± 0.01
15	[3,18]	14.7 ± 0.2	6.74 ± 0.08	0.53 ± 0.01
20	[3,18]	19.7 ± 0.3	7.06 ± 0.07	0.51 ± 0.01
30	[3,18]	29.8 ± 0.4	7.51 ± 0.07	0.50 ± 0.01
35	[3,18]	34.6 ± 0.5	7.66 ± 0.06	0.50 ± 0.01
50	[3,18]	50.0 ± 0.6	8.00 ± 0.06	0.50 ± 0.01
80	[3,18]	79.4 ± 1.0	8.49 ± 0.06	0.50 ± 0.01
120	[3,18]	120.6 ± 1.6	8.94 ± 0.06	0.49 ± 0.01
150	[3,18]	145.7 ± 1.9	9.21 ± 0.06	0.49 ± 0.01
180	[3,18]	171.6 ± 2.3	9.38 ± 0.06	0.49 ± 0.01

TAB. 3.16: Paramètres des ajustements des profils longitudinaux avec les constantes basées sur les runs d'électrons de 50 GeV.

Le même exercice est recommencé avec les constantes basées sur des runs d'électrons de 50 GeV ([table 3.16](#) et [fig. 3.41](#)). La longueur de radiation trouvée est plus petite :

$$X_0 = 1.064 \pm 0.020 \text{ l.u.} = 9.84 \pm 0.19 \text{ mm} \quad (3.20)$$

Ce nombre correspond à une épaisseur du calorimètre de $16.9 \pm 0.3 X_0$.

Les [figures 3.42 et 3.43](#) montrent les profils longitudinaux obtenus avec des constantes de calibration basées sur les MIPs tandis que les [figures 3.44 et 3.45](#) montrent ceux obtenus avec des constantes de calibration basées sur des runs d'électrons de 50 GeV.

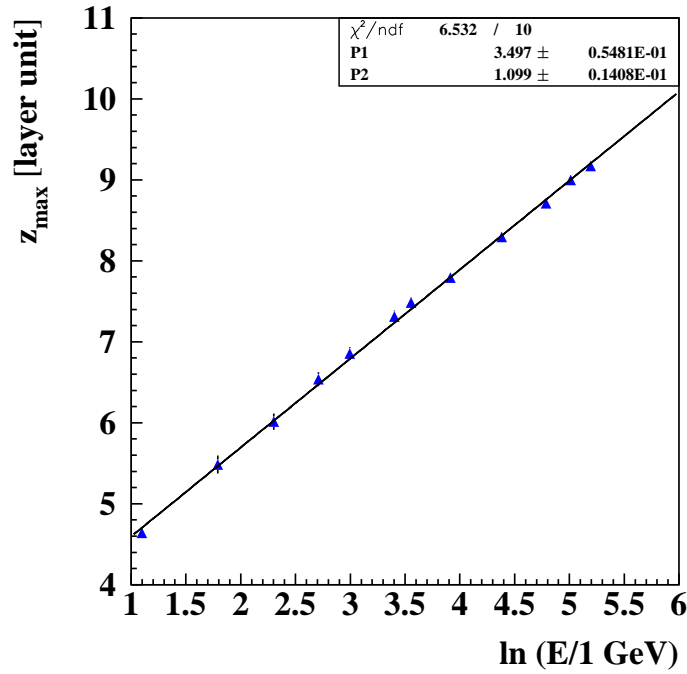


FIG. 3.40: z_{max} en fonction de $\ln(E)$, les constantes de calibration sont basées sur les MIPs. La droite, ajustée de 3 à 180 GeV, permet la mesure de X_0 .

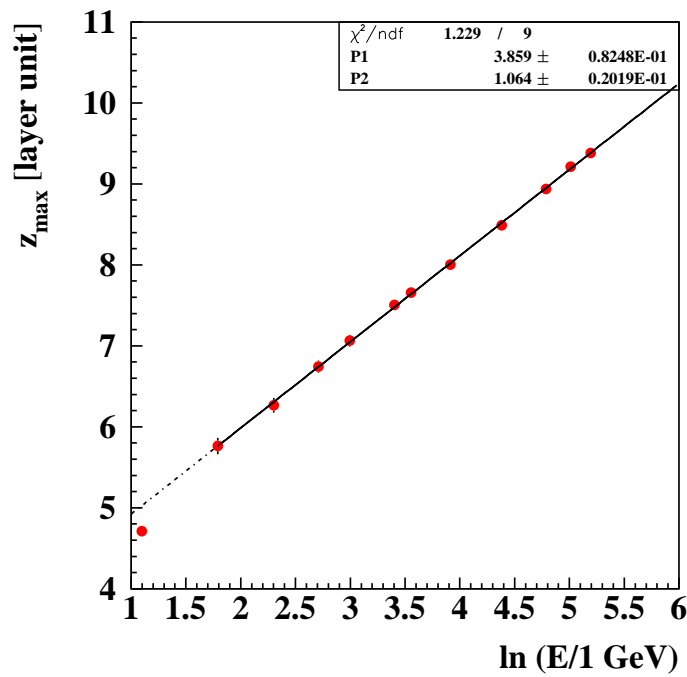


FIG. 3.41: z_{max} en fonction de $\ln(E)$, les constantes de calibration sont basées sur les runs d'électrons de 50 GeV. La droite est ajustée de 6 à 180 GeV.

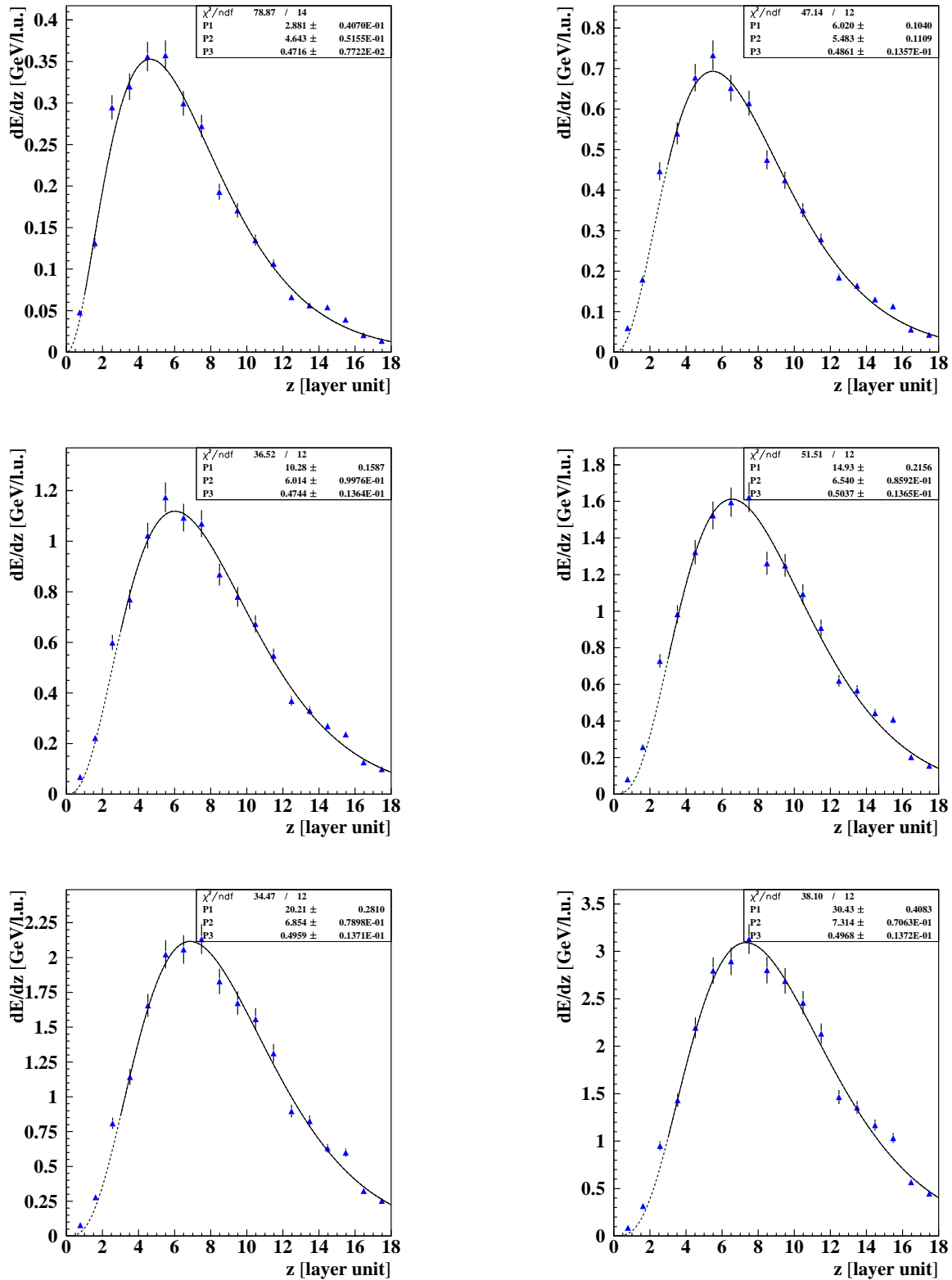


FIG. 3.42: Profils longitudinaux pour une énergie de faisceau de 3, 6, 10, 15, 20 et 30 GeV. Les constantes de calibration sont basées sur les MIPs.

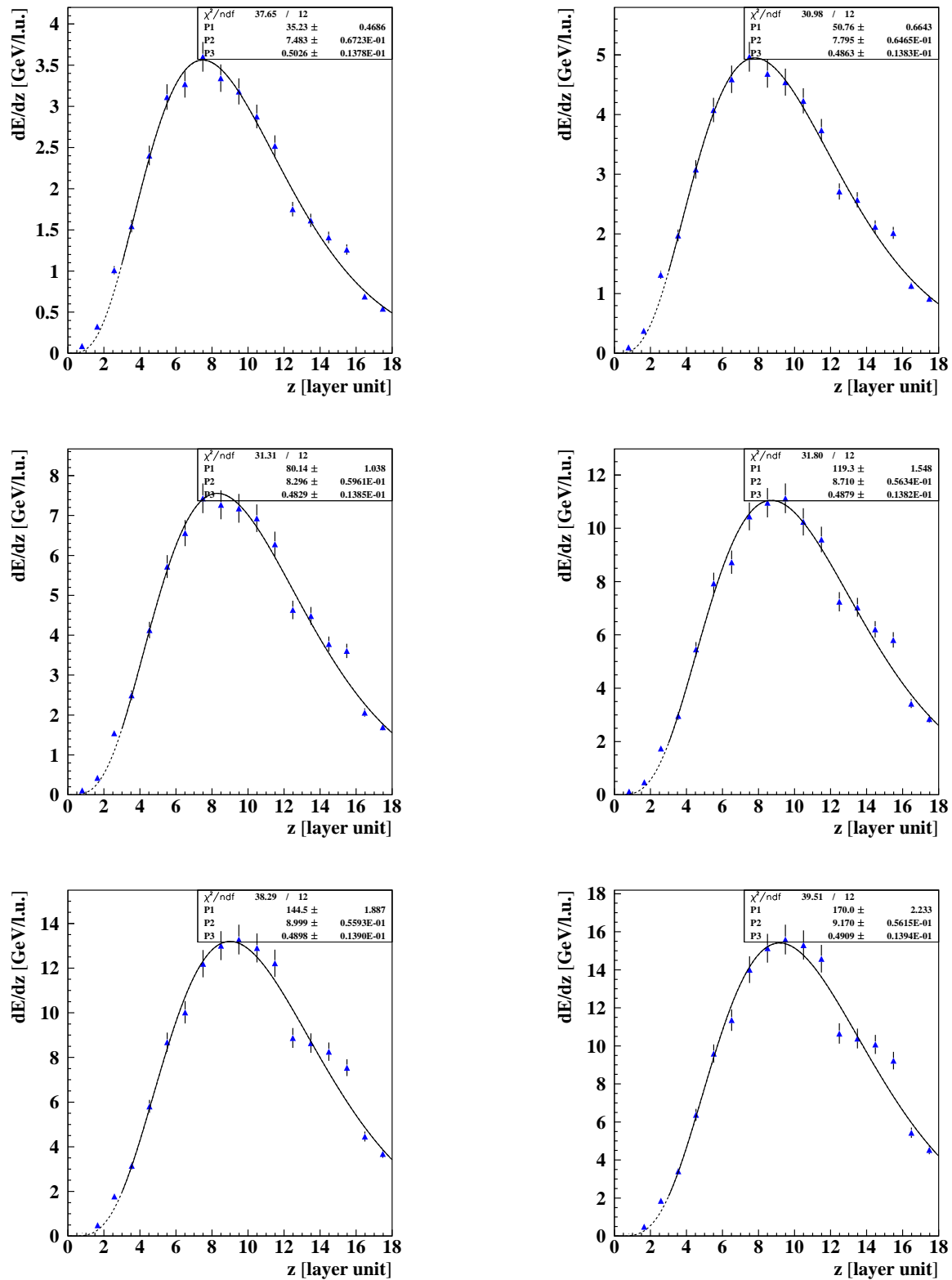


FIG. 3.43: Profils longitudinaux pour une énergie de faisceau de 35, 50, 80, 120, 150 et 180 GeV. Les constantes de calibration sont basées sur les MIPs.

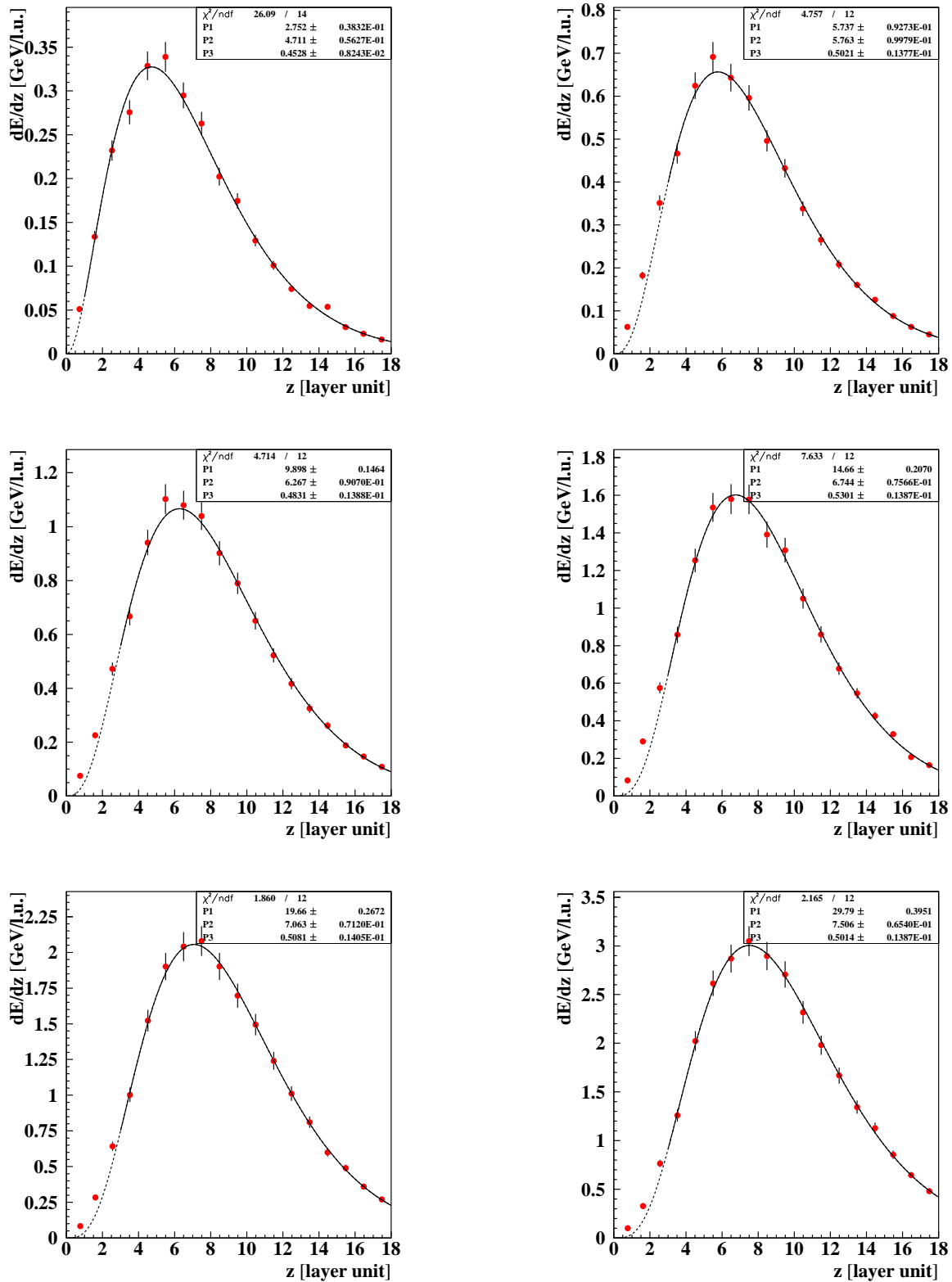


FIG. 3.44: Profils longitudinaux pour une énergie de faisceau de 3, 6, 10, 15, 20 et 30 GeV. Les constantes de calibration sont basées sur les runs d'électrons de 50 GeV.

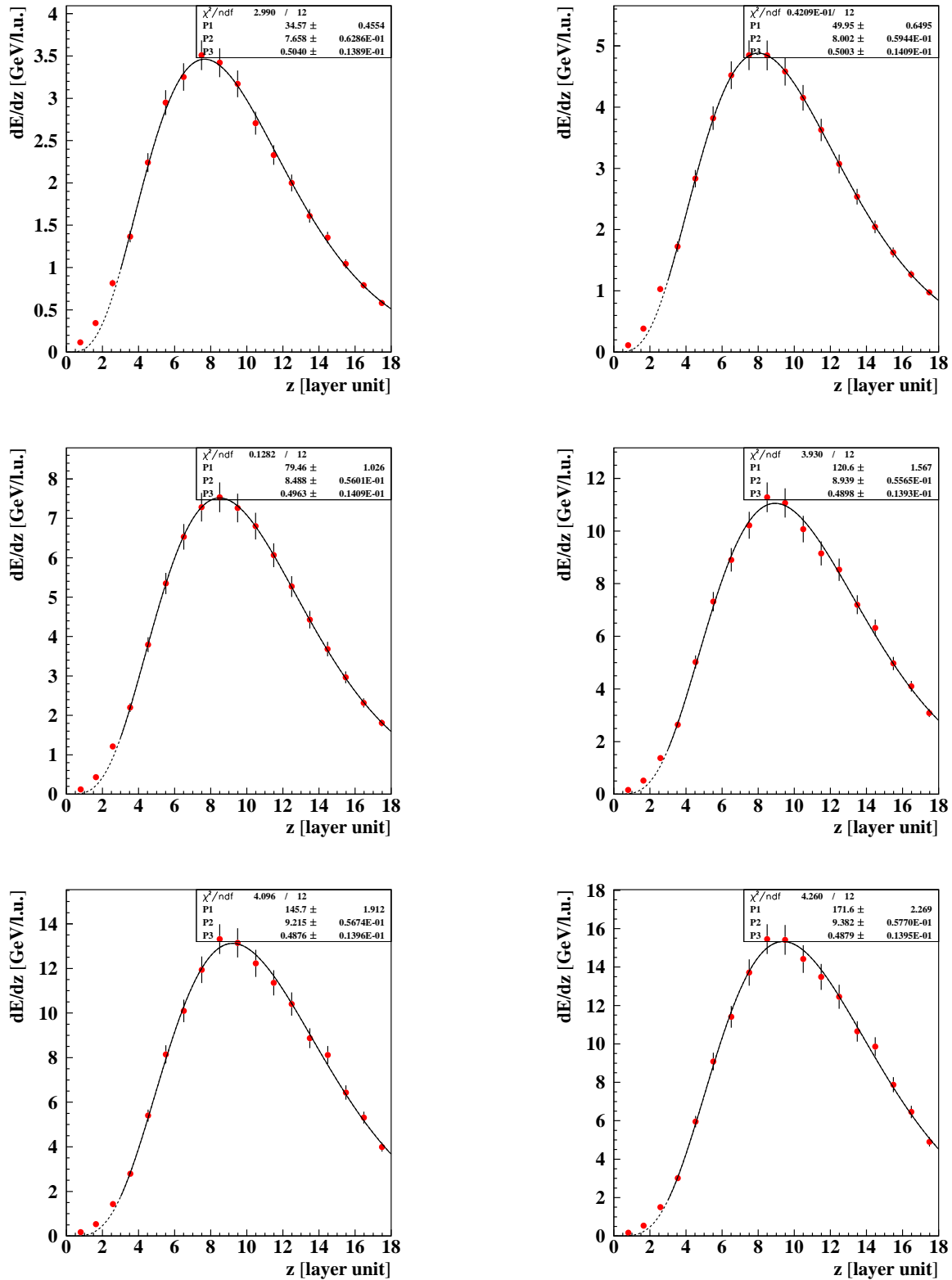


FIG. 3.45: Profils longitudinaux pour une énergie de faisceau de 35, 50, 80, 120, 150 et 180 GeV. Les constantes de calibration sont basées sur les runs d'électrons de 50 GeV.

3.6.4 Résolution angulaire

La résolution angulaire caractérise la précision spatiale avec laquelle la trajectoire d'une particule est reconstruite au sein du calorimètre, et peut être extrapolée pour les γ .

Un événement est associé à l'image d'une gerbe échantillonnée par le calorimètre. Une position moyenne est obtenue pour chacun des 18 plans du calorimètre. L'erreur sur cette position est estimée d'après un travail basé sur des simulations Monte-Carlo par un membre de la collaboration AMS-ECAL [6]. Cette erreur, liée à la différence entre la position touchée et la position donnée par un ajustement sur l'axe de la gerbe, est fonction de l'énergie totale et de trois paramètres, ceux-ci dépendants du plan considéré. Les expressions employées sont les suivantes :

$$\begin{cases} X &= \frac{\sum_{i=1}^{14} i E_i}{\sum_{i=1}^{14} E_i} \\ \Delta X &= \frac{\exp(-p_1 E_{tot} + p_2)}{(E_{tot})^{p_3}} \end{cases} \quad (3.21)$$

Les paramètres p_1 , p_2 et p_3 sont exprimés dans la [table 3.17](#).

plan	p_1	p_2	p_3
1	-1.785×10^{-3}	-1.530	0.548
2	1.067×10^{-3}	-2.116	-0.295
3	-1.558×10^{-3}	-1.753	-0.011
4	-0.192×10^{-3}	-1.566	0.098
5	0.073×10^{-3}	-1.616	0.092
6	-0.115×10^{-3}	-1.531	0.151
7	-0.826×10^{-3}	-1.014	0.359
8	-1.061×10^{-3}	-0.860	0.410
9	-0.663×10^{-3}	-0.792	0.396
10	-0.806×10^{-3}	-0.538	0.458
11	-1.104×10^{-3}	0.0002	0.603
12	-0.930×10^{-3}	0.183	0.621
13	-0.471×10^{-3}	0.344	0.599
14	-0.295×10^{-3}	0.554	0.615
15	-0.365×10^{-3}	0.920	0.685
16	-0.184×10^{-3}	1.084	0.684
17	0.318×10^{-3}	1.215	0.638
18	0.508×10^{-3}	1.335	0.622

TAB. 3.17: *Liste des paramètres employés pour la résolution spatiale des points dans les plans xz et yz .*

Pour chaque événement, on note les positions moyennes suivant les axes x et y en fonction de la profondeur z . De ces mesures, deux droites de pente $\tan \theta_x$ et $\tan \theta_y$ sont ajustables respectivement sur 8 points (pour le plan yz , les deux premiers points ne sont pas pris en compte). Pour une énergie de faisceau donnée, les distributions de θ_x et θ_y (**fig. 3.46 et 3.47**) sont tracées. L'ajustement d'une gaussienne sur la première distribution⁵ permet d'estimer une valeur centrale $\overline{\theta_x}$ et un écart-type $\Delta\theta_x$. On peut faire de même pour la seconde distribution afin d'obtenir $\overline{\theta_y}$ et un écart-type $\Delta\theta_y$ ([table 3.18](#)).

⁵Mentionnons qu'aucune sélection en position n'est effectuée pour l'estimation de la résolution angulaire.

E [GeV]	$\overline{\theta}_x$ [°]	$\Delta\theta_x$ [°]	$\overline{\theta}_y$ [°]	$\Delta\theta_y$ [°]
3	0.8 ± 0.1	3.0 ± 0.1	2.1 ± 0.2	4.3 ± 0.1
6	0.71 ± 0.01	2.10 ± 0.01	0.27 ± 0.02	2.38 ± 0.01
10	0.58 ± 0.01	1.63 ± 0.01	– 0.31 ± 0.01	1.72 ± 0.01
15	0.66 ± 0.01	1.39 ± 0.01	– 0.19 ± 0.01	1.45 ± 0.01
20	0.39 ± 0.01	1.14 ± 0.01	– 0.06 ± 0.01	1.15 ± 0.01
30	0.41 ± 0.01	1.04 ± 0.01	0.03 ± 0.01	0.97 ± 0.01
35	0.53 ± 0.02	1.01 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.93 ± 0.01
50	0.539 ± 0.004	0.854 ± 0.003	0.012 ± 0.004	0.800 ± 0.003
80	0.547 ± 0.008	0.720 ± 0.006	0.021 ± 0.007	0.679 ± 0.005
120	0.491 ± 0.005	0.656 ± 0.004	0.169 ± 0.004	0.536 ± 0.003
150	0.674 ± 0.008	0.723 ± 0.005	– 0.267 ± 0.006	0.389 ± 0.005
180	0.715 ± 0.009	0.698 ± 0.005	– 0.066 ± 0.008	0.425 ± 0.006

TAB. 3.18: Valeurs centrales $\overline{\theta}_x$, $\overline{\theta}_y$ et résolutions $\Delta\theta_x$, $\Delta\theta_y$ en fonction de l'énergie E du faisceau. Les constantes utilisées sont celles basées sur les MIPs. On note la dispersion des valeurs centrales pour $\overline{\theta}_x$ au sein de la plage $[0.4, 0.8^\circ]$ et pour $\overline{\theta}_y$ au sein de la plage $[-0.3, 0.2^\circ]$.

Pour une énergie spécifique et un événement donné, un estimateur de l'angle θ est donné par :

$$\tan^2\theta = \tan^2(\theta_x - \overline{\theta}_x) + \tan^2(\theta_y - \overline{\theta}_y) \quad (3.22)$$

En traçant la distribution de θ pour une énergie nominale donnée et en normalisant l'intégrale définie par cette distribution à 1, on considère une intégrale définie entre 0° et une borne supérieure de sorte que la valeur de cette dernière intégrale soit égale à 68% (**fig. 3.48**). La borne trouvée est, pour l'énergie étudiée, la résolution angulaire. En outre, on vérifie que la distribution en θ suit celle de Rayleigh (**fig. 3.49**). L'expression de cette dernière distribution est la suivante :

$$\frac{dN}{d\theta} = N \frac{\theta}{\sigma^2} e^{-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}} \quad (3.23)$$

En utilisant les constantes d'intercalibration basées sur les MIPs, la résolution angulaire est la suivante (table 3.19 et **fig. 3.50**) :

$$\Delta\theta_{68\%}(E) \left| \begin{array}{l} \text{en utilisant} \\ \text{les MIPs} \end{array} \right. = \frac{(8.06 \pm 0.11)^\circ}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (0.60 \pm 0.04)^\circ \quad (3.24)$$

La résolution angulaire trouvée avec les constantes basées sur les runs d'électrons à 50 GeV (**fig. 3.51**) est comparable à la précédente :

$$\Delta\theta_{68\%}(E) \left| \begin{array}{l} \text{en utilisant} \\ \text{les } e^- \end{array} \right. = \frac{(7.95 \pm 0.11)^\circ}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (0.58 \pm 0.04)^\circ \quad (3.25)$$

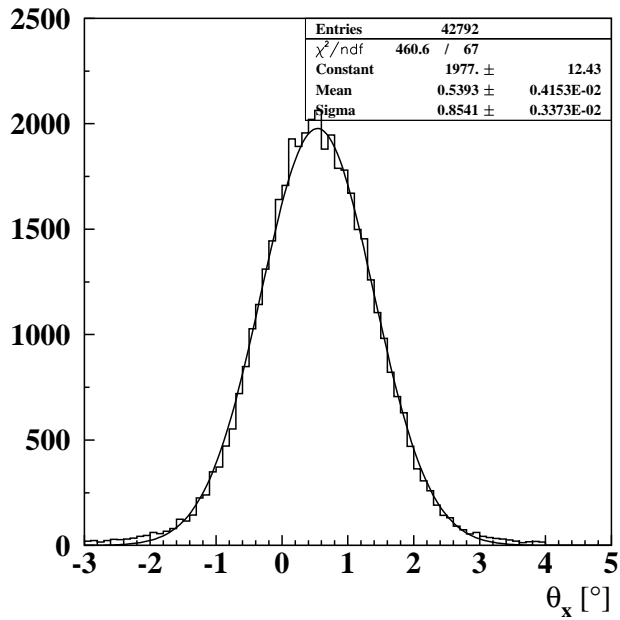


FIG. 3.46: Distribution de θ_x pour une énergie de faisceau de 50 GeV.

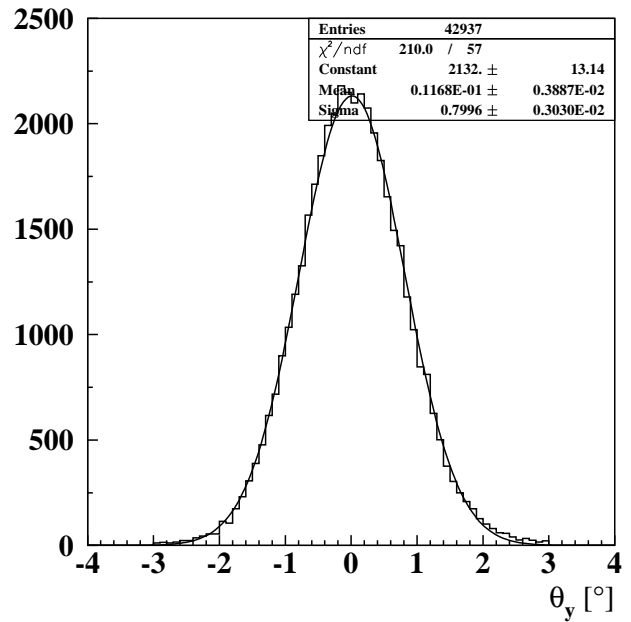


FIG. 3.47: Distribution de θ_y pour une énergie de faisceau de 50 GeV.

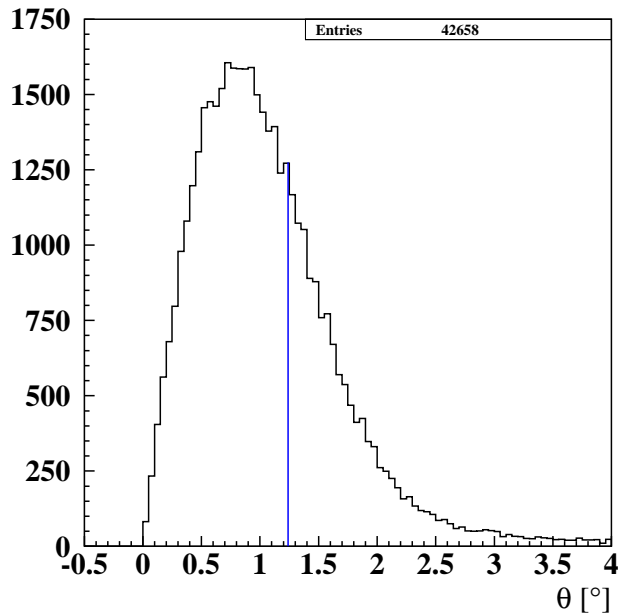


FIG. 3.48: Distribution de θ pour une énergie de faisceau de 50 GeV. La résolution angulaire $\Delta\theta_{68\%}$ est égale, pour cette énergie, $1.24 \pm 0.05^\circ$.

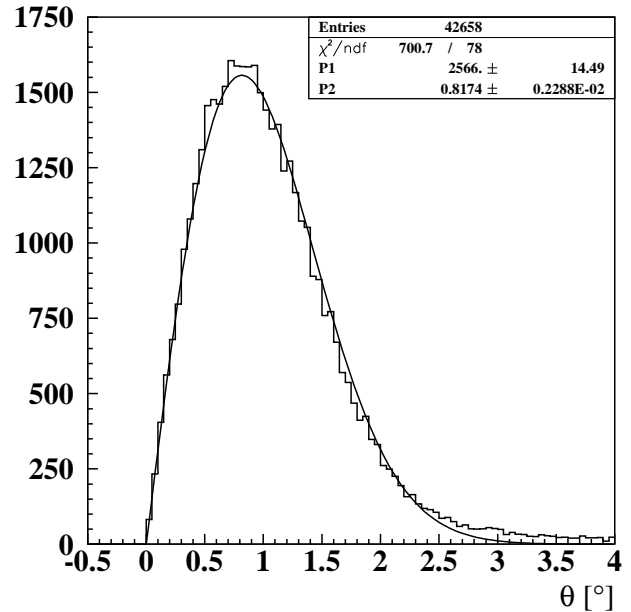


FIG. 3.49: Distribution de θ pour une énergie de faisceau de 50 GeV, ajustement dit de Rayleigh.

E [GeV]	$\Delta\theta_{68\%} _{MIPs}$ [°]	$\Delta\theta_{68\%} _{e^-}$
3	5.99 ± 0.25	5.95 ± 0.25
6	3.60 ± 0.10	3.56 ± 0.10
10	2.56 ± 0.05	2.52 ± 0.05
15	2.19 ± 0.05	2.15 ± 0.05
20	1.74 ± 0.05	1.70 ± 0.05
30	1.54 ± 0.05	1.51 ± 0.05
35	1.49 ± 0.05	1.49 ± 0.05
50	1.24 ± 0.05	1.24 ± 0.05
80	1.06 ± 0.05	1.05 ± 0.05
120	0.90 ± 0.05	0.83 ± 0.05
150	0.91 ± 0.05	0.89 ± 0.05
180	1.00 ± 0.05	1.00 ± 0.05

TAB. 3.19: Résolution angulaire $\Delta\theta_{68\%}$ en fonction de l'énergie E du faisceau, les constantes de calibration sont basées sur les MIPs et sur les runs d'électrons à 50 GeV.

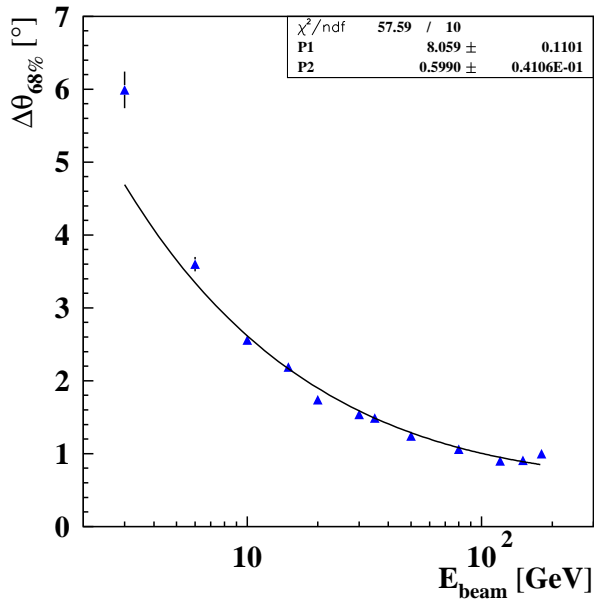


FIG. 3.50: Résolution angulaire $\Delta\theta_{68\%}$ en fonction de l'énergie. Les constantes de calibration sont basées sur les MIPs.

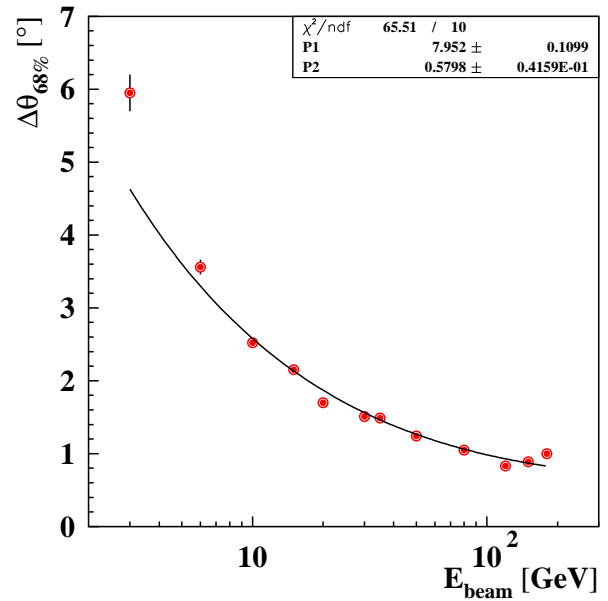


FIG. 3.51: Résolution angulaire $\Delta\theta_{68\%}$ en fonction de l'énergie. Les constantes de calibration sont basées sur les runs d'électrons à 50 GeV.

3.6.5 Acceptance du calorimètre

L'acceptance du calorimètre a été aussi étudiée. Pour une énergie de faisceau donnée, ici 120 GeV, la quantité d'énergie déposée est mesurée en fonction de la distance par rapport à un bord du calorimètre, et ce pour des angles d'incidence de 0, 10 et 20° (fig. 3.52). La [table 3.20](#) précise les points d'impact des runs.

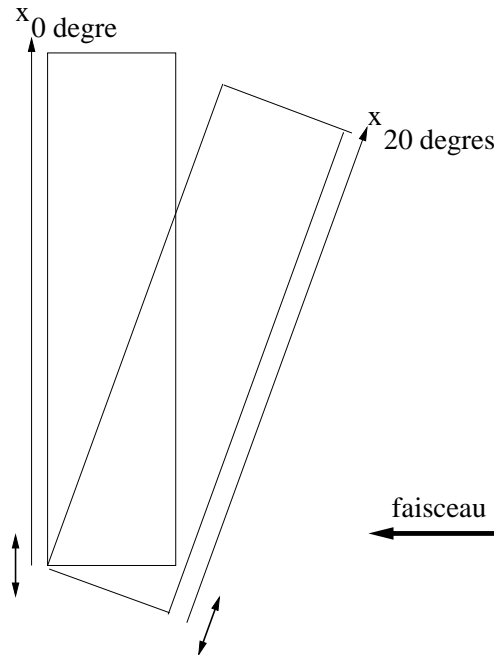


FIG. 3.52: Vue de dessus du calorimètre à 0 et 20 degrés. La table XY permet de positionner le calorimètre vis-à-vis du faisceau. Pour un angle d'incidence donné, la position du point d'impact est compté à partir du bord inférieur du calorimètre.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	14
															13
															12
															11
															10
															9
															8
															7
															6
9030	0°		0°		0°		0°	0°		0°		0°			5
9030															4
															3
															2
															1
			6020	6020											

TAB. 3.20: Carte des runs d'électrons à 120 GeV utilisés pour l'étude de l'acceptance. On a indiqué l'emplacement des points d'impact des runs pour différents angles d'incidence en fonction des numéros de pixel selon les axes x et y. Les emplacements de 2 PMs morts (**6020** et **9030**) sont également indiqués.

Les runs pour lesquels l'angle d'incidence est nul sont lus en y par le PM 9030, ce dernier étant un PM mort. L'énergie déposée dans les plans 17 et 18 n'est donc pas lue. Cependant, afin d'estimer la quantité d'énergie déposée dans les 18 plans du calorimètre, nous employons la méthode de la dernière couche, où la dernière couche est dans ce cas le plan 16 et non le plan 18. Après cette correction, la quantité d'énergie estimée est celle déposée dans les 18 plans, soit environ 110 GeV.

La **figure 3.53** représente l'énergie déposée dans le calorimètre (sans correction de fuite longitudinale) en fonction de la distance par rapport à un bord du calorimètre, pour des angles d'incidence de 0, 10 et 20°. Sur cette figure, on note que pour un point d'impact ($x < 10$ mm) près du bord du calorimètre, l'énergie mesurée est de plus en plus petite pour un angle d'incidence de plus en plus grand tandis que pour un point d'impact ($x > 80$ mm) éloigné du bord du calorimètre, l'énergie mesurée est plus grande à 20° qu'à 0°, puisque la gerbe se développe alors sur une plus grande distance pour un angle d'incidence élevé. Pour un angle d'incidence de 0°, une correction significative (>20%) est nécessaire, si la distance d'impact au bord du calorimètre est inférieure à 3 cm.

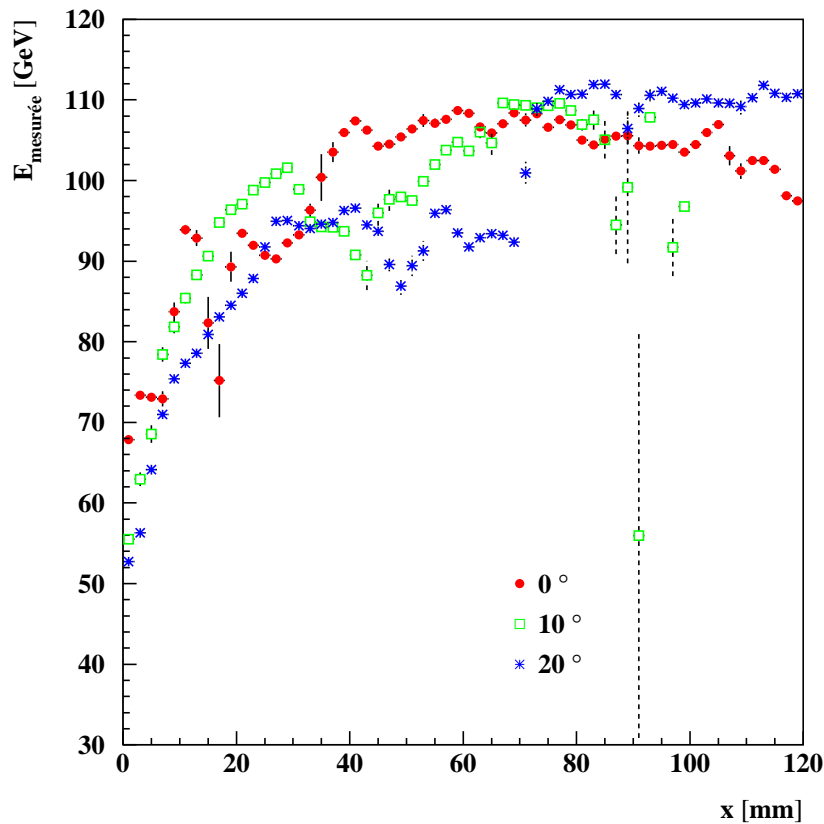


FIG. 3.53: *Energie mesurée en fonction de la distance au bord du calorimètre.*

La **figure 3.54** représente aussi l'énergie déposée dans le calorimètre en fonction de la distance par rapport à un bord du calorimètre, pour des angles d'incidence de 0, 10 et 20°. On note un déficit en énergie à 25 mm, 50 mm, et 60 mm pour respectivement 0, 10 et 20°. Celui-ci correspond en fait à l'énergie déposée dans le PM 6020, ce dernier étant un PM mort.

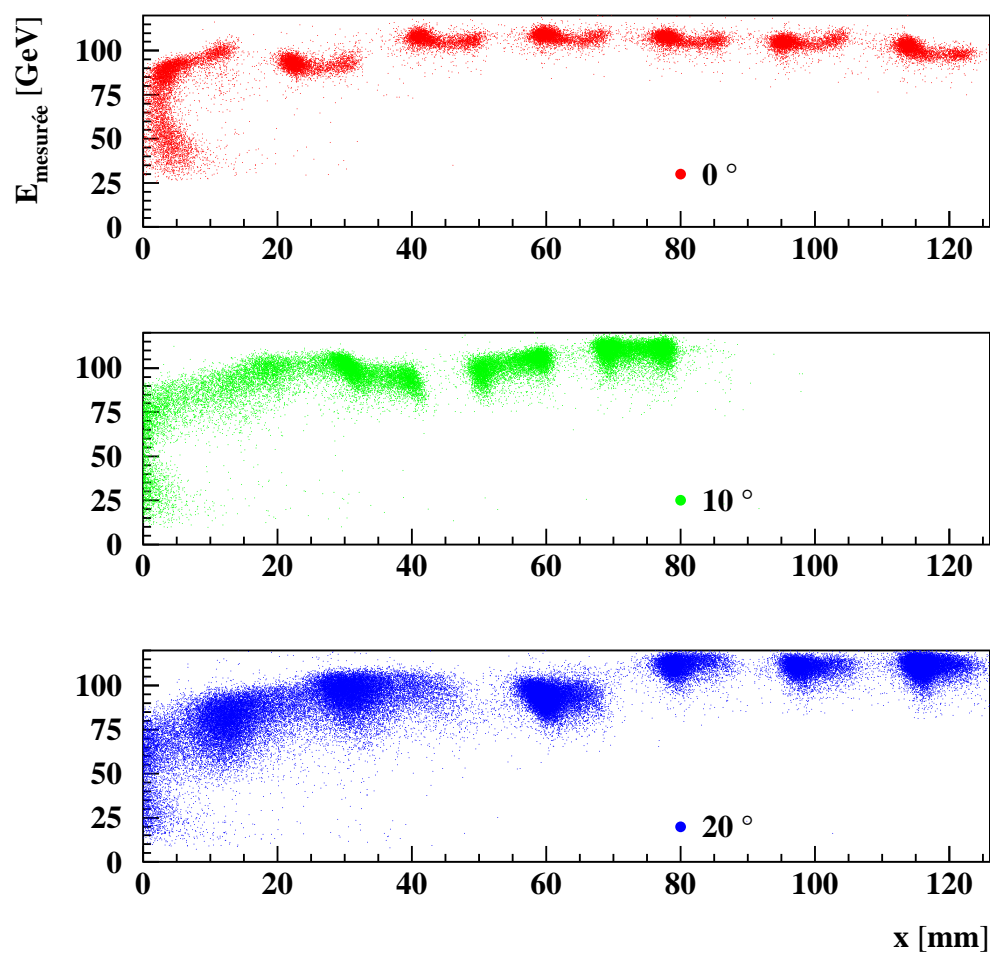


FIG. 3.54: *Energie mesurée en fonction de la distance au bord du calorimètre.*

3.7 Comparaison avec les simulations Monte-Carlo

La réponse des sous-détecteur d'AMS-02 aux particules générées par Monte-Carlo est simulée par le logiciel GEANT 3.21. Afin de se placer dans les mêmes conditions que le faisceau-test, nous nous sommes assurés que :

- la taille du faisceau soit de 1.8 cm en x et 0.9 cm en y ,
- la direction du faisceau soit normale au calorimètre,
- la position du faisceau par rapport au calorimètre soit la partie active définie en faisceau-test,
- les PMs morts soient pris en compte.

3.7.1 Linéarité en énergie

A partir de ces pré-requis, on compare les données du faisceau-test et la simulation Monte-Carlo, notamment la reconstruction de l'énergie en utilisant la correction de la dernière couche. On trouve :

$$\begin{cases} a_{mean} = 3.20 \pm 0.02 \\ c_{mean} = 1.03 \pm 0.01 \end{cases} \quad (3.26)$$

Par conséquent,

$$E_{rec} = \begin{cases} \frac{E_{meas}}{(1.03 \pm 0.01) - (3.20 \pm 0.02) \times \frac{E_{18}}{E_{meas}}} & , E_{18}/E_{meas} > 1.2\% \\ \frac{E_{meas}}{(1.03 \pm 0.01) - (3.20 \pm 0.02) \times 1.2\%} & , E_{18}/E_{meas} < 1.2\% \end{cases} \quad (3.27)$$

On note que pour $E_{18}/E_{meas} < 1.2\%$, l'énergie est bien égale à E_{meas} . La **figure 3.55** montre la linéarité sur les simulations Monte-Carlo, la méthode de la dernière couche est appliquée pour la correction de fuite longitudinale.

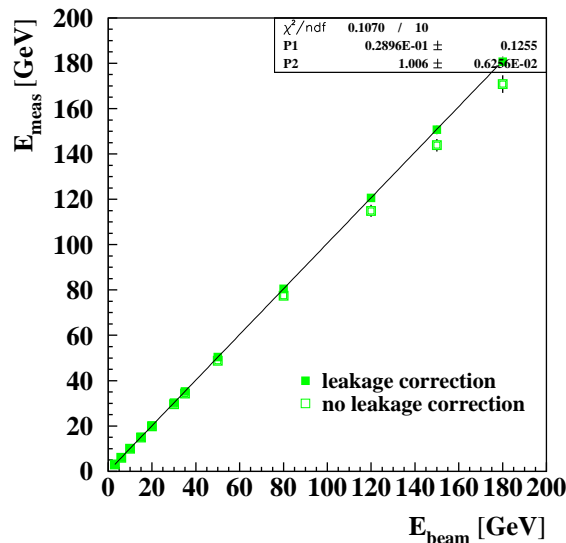


FIG. 3.55: Linéarité de l'énergie avec les simulations Monte-Carlo.

3.7.2 Résolution en énergie

En appliquant la méthode de la dernière couche (**fig. 3.56**), la résolution en énergie est la suivante :

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_{MC} = \frac{9.09 \pm 0.24\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (1.12 \pm 0.06\%) \quad (3.28)$$

En utilisant la reconstruction du profil longitudinal (**fig. 3.57**), on trouve une résolution en énergie comparable :

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_{MC} = \frac{9.23 \pm 0.24\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (1.14 \pm 0.06\%) \quad (3.29)$$

Les [tables 3.21](#) et [3.22](#) listent pour toutes les énergies, l'énergie corrigée et la résolution en énergie, la première avec la méthode de la dernière couche, la seconde avec l'ajustement pour chaque événement sur le profil longitudinal de celui théorique d'une gerbe électromagnétique.

E [GeV]	plage [GeV]	entrées	σ [GeV]	$E_{corrected}$ [GeV]	σ/E [%]
3	2.-4.	2999	0.158 ± 0.002	3.022 ± 0.003	5.24 ± 0.20
6	4.5-7.5	2996	0.231 ± 0.003	6.064 ± 0.004	3.81 ± 0.20
10	8.5-12.5	2993	0.315 ± 0.005	10.108 ± 0.006	3.12 ± 0.15
15	12.-18.	2975	0.402 ± 0.005	15.161 ± 0.008	2.65 ± 0.15
20	17.-23.	2957	0.481 ± 0.007	20.192 ± 0.009	2.38 ± 0.15
30	26.-34.	2972	0.633 ± 0.009	30.25 ± 0.01	2.09 ± 0.15
35	31.-39.	2939	0.68 ± 0.01	35.28 ± 0.01	1.92 ± 0.15
50	42.-58.	2944	0.88 ± 0.01	50.38 ± 0.01	1.74 ± 0.10
80	72.-88.	2964	1.24 ± 0.01	80.50 ± 0.02	1.54 ± 0.10
120	110.-130.	2937	1.60 ± 0.02	120.66 ± 0.02	1.33 ± 0.10
150	130.-160.	2957	2.01 ± 0.03	150.69 ± 0.03	1.34 ± 0.10
180	150.-190.	2943	2.28 ± 1.00	180.69 ± 1.00	1.26 ± 0.10

TAB. 3.21: *Résolution en énergie sur les simulations Monte-Carlo avec méthode de la dernière couche.*

E [GeV]	plage [GeV]	entrées	σ [GeV]	$E_{corrected}$ [GeV]	σ/E [%]
3	2.5-3.5	2985	0.1559 ± 0.002	2.990 ± 0.003	5.21 ± 0.20
6	5.0-7.0	2995	0.2341 ± 0.003	5.986 ± 0.004	3.91 ± 0.20
10	8.5-11.5	2993	0.3146 ± 0.004	9.984 ± 0.006	3.15 ± 0.15
15	13.-17.	2973	0.4105 ± 0.006	14.98 ± 0.008	2.74 ± 0.15
20	18.-22.	2948	0.4786 ± 0.007	19.98 ± 0.009	2.40 ± 0.15
30	27.-33.	2967	0.6318 ± 0.009	29.99 ± 0.01	2.11 ± 0.10
35	32.-38.	2929	0.70 ± 0.01	35.009 ± 0.007	2.01 ± 0.10
50	47.-54.	2921	0.89 ± 0.01	50.06 ± 0.02	1.79 ± 0.10
80	76.-86.	2924	1.26 ± 0.02	80.19 ± 0.02	1.58 ± 0.10
120	115.-127.	2897	1.61 ± 0.02	120.4 ± 0.02	1.34 ± 0.10
150	140.-160.	2943	2.00 ± 0.03	150.5 ± 0.03	1.33 ± 0.10
180	170.-190.	2890	2.28 ± 0.04	180.6 ± 0.03	1.26 ± 0.10

TAB. 3.22: *Résolution en énergie sur les simulations Monte-Carlo avec méthode usuelle de correction de fuite longitudinale, c'est-à-dire avec un ajustement pour chaque événement du profil longitudinal.*

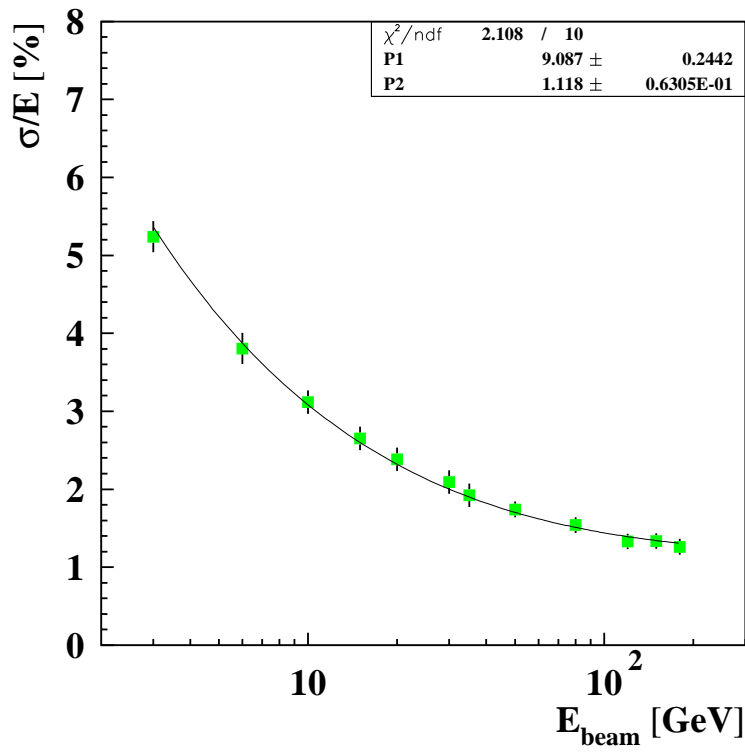


FIG. 3.56: Résolution en énergie avec la simulation : correction de fuite longitudinale avec la dernière couche.

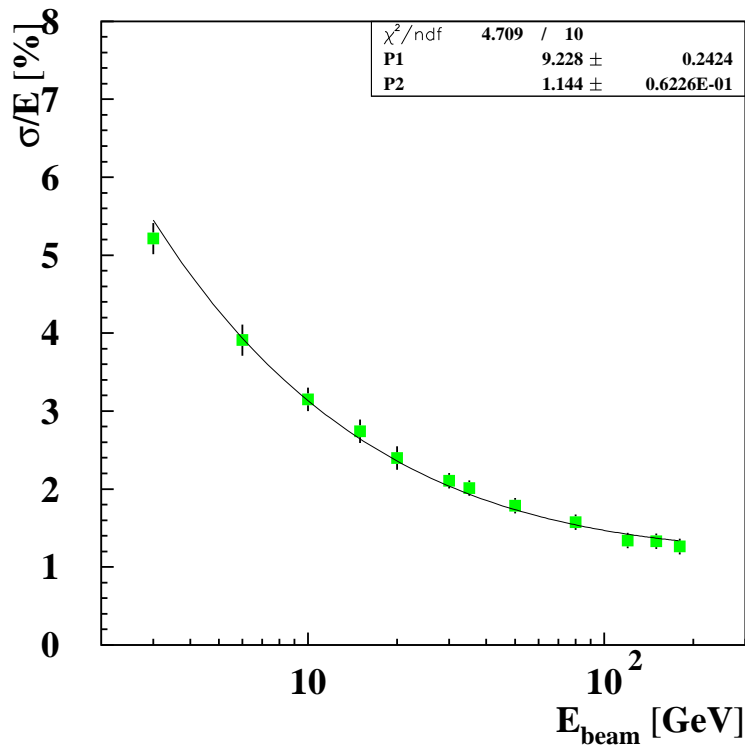


FIG. 3.57: Résolution en énergie avec la simulation : correction de fuite longitudinale dans la simulation.

On note un terme constant meilleur que celui trouvé avec les données du faisceau-test. Plusieurs indices plaident en faveur d'un terme constant meilleur avec les simulations Monte-Carlo :

- la dispersion des gains n'a pas été réellement prise en compte : sur les données, elle est de 10% tandis que pour les simulations Monte-Carlo, elle est de l'ordre de 2%,
- les superplans du calorimètre ne sont pas homogènes, or cette inhomogénéité n'est pas simulée,
- les densité du calorimètre et de celui simulé ne sont pas égales, impliquant des longueurs de radiation différentes (Voir paragraphe suivant).

3.7.3 Longueur de radiation

La longueur de radiation est trouvée plus petite avec les simulations MC (**fig. 3.58**) :

$$X_0 = 1.017 \pm 0.013 \text{ l.u.} = 9.41 \pm 0.12 \text{ mm} \quad (3.30)$$

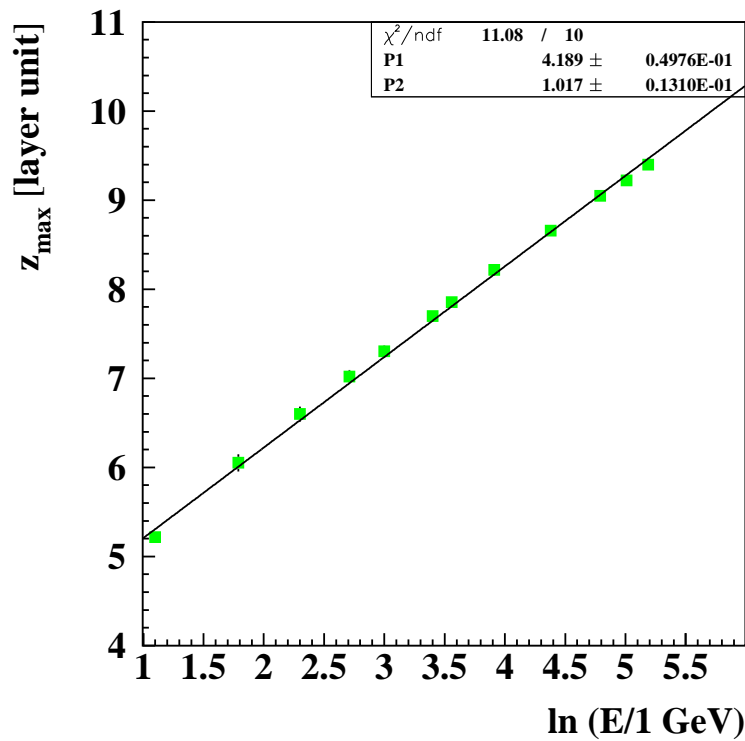


FIG. 3.58: Mesure de X_0 , avec simulation Monte-Carlo. La droite est ajustée de 3 à 180 GeV.

La mesure de la longueur de radiation diffère de plus de 4% de celle mesurée en faisceau-test. Alors que la simulation Monte-Carlo estime grossièrement une densité moyenne pour le calorimètre, celui-ci est en réalité un mélange complexe plomb/fibres scintillantes/colle. La longueur de radiation déduite par le Monte-Carlo peut alors être sensiblement différente de celle mesurée en faisceau-test.

L'épaisseur correspondante du calorimètre est $17.7 \pm 0.2 X_0$. Les valeurs de z_{max} en fonction des énergies sont répertoriées dans la [table 3.23](#).

E [GeV]	plage pour l'ajustement du profil théorique [l.u.]	E_0 [GeV]	z_{max} [l.u.]	b/X_0 [l.u. ⁻¹]
3	1.-	2.98 ± 0.04	5.22 ± 0.05	0.48 ± 0.01
6	3.-	6.0 ± 0.1	6.05 ± 0.10	0.49 ± 0.01
10	3.-	10.0 ± 0.1	6.60 ± 0.08	0.50 ± 0.01
15	3.-	15.1 ± 0.2	7.02 ± 0.08	0.50 ± 0.01
20	3.-	20.2 ± 0.3	7.31 ± 0.07	0.51 ± 0.01
30	3.-	30.4 ± 0.4	7.70 ± 0.06	0.51 ± 0.01
35	3.-	35.5 ± 0.5	7.85 ± 0.06	0.51 ± 0.01
50	3.-	50.8 ± 0.7	8.22 ± 0.06	0.50 ± 0.01
80	3.-	81 ± 1	8.66 ± 0.06	0.50 ± 0.01
120	3.-	122 ± 2	9.05 ± 0.05	0.50 ± 0.01
150	3.-	153 ± 2	9.22 ± 0.05	0.50 ± 0.01
180	3.-	183 ± 2	9.40 ± 0.06	0.50 ± 0.01

TAB. 3.23: Paramètres des ajustements des profils longitudinaux pour les simulations Monte-Carlo.

3.7.4 Résolution angulaire

Si on utilise la même méthode que celle appliquée pour les données du test-faisceau afin de trouver la résolution angulaire (**fig. 3.59**), celle-ci vaut :

$$\Delta\theta_{68\%}(E) \Big|_{MC} = \frac{(7.28 \pm 0.11)^\circ}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (0.71 \pm 0.03)^\circ \quad (3.31)$$

Avec une autre variable de la simulation permettant l'estimation de l'angle d'incidence (**fig. 3.60**), le terme constant trouvé pour la résolution angulaire est plus petit :

$$\Delta\theta_{68\%}(E) \Big|_{MC}^{MC \text{ variable}} = \frac{(7.15 \pm 0.11)^\circ}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (0.41 \pm 0.05)^\circ \quad (3.32)$$

E [GeV]	$\Delta\theta_{68\%}$ [°]	$\Delta\theta_{68\%} _{MC \text{ variable}}$
3	5.99 ± 0.25	4.60 ± 0.25
6	3.20 ± 0.10	3.08 ± 0.10
10	2.35 ± 0.05	2.30 ± 0.05
15	1.92 ± 0.05	1.89 ± 0.05
20	1.73 ± 0.05	1.62 ± 0.05
30	1.48 ± 0.05	1.35 ± 0.05
35	1.40 ± 0.05	1.20 ± 0.05
50	1.24 ± 0.05	1.04 ± 0.05
80	1.10 ± 0.05	0.86 ± 0.05
120	0.99 ± 0.05	0.79 ± 0.05
150	0.97 ± 0.05	0.76 ± 0.05
180	0.93 ± 0.05	0.72 ± 0.05

TAB. 3.24: Résolution angulaire $\Delta\theta_{68\%}$ en fonction de l'énergie E du faisceau. A gauche, la résolution angulaire est calculée par la même méthode que celle employée sur les données du faisceau-test, à droite, elle est calculée à l'aide d'une autre variable permettant également l'estimation de l'angle d'incidence.

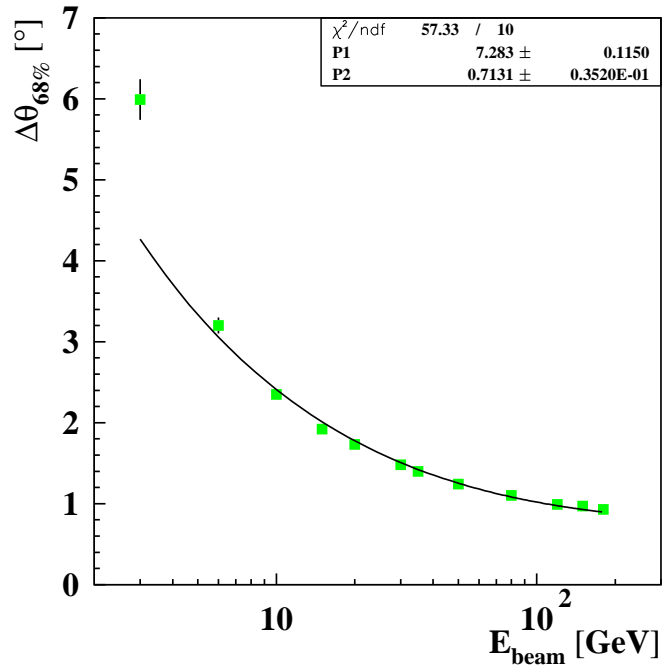


FIG. 3.59: Résolution angulaire en fonction de l'énergie avec les simulations Monte-Carlo. La même méthode, que celle utilisée sur les données du faisceau-test, a été appliquée.

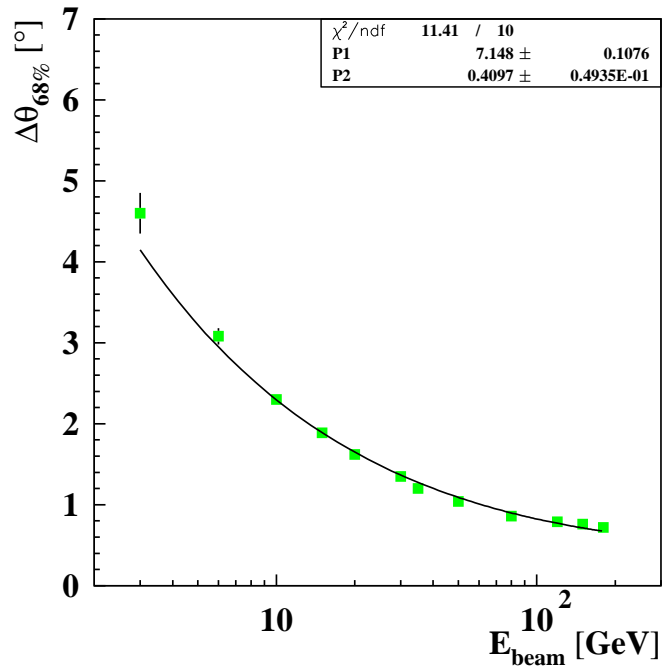


FIG. 3.60: Résolution angulaire en fonction de l'énergie avec les simulations Monte-Carlo. La résolution angulaire est celle indiquée par une variable du code Monte-Carlo.

3.7.5 Corrélation entre les points générés et reconstruits

Pour un faisceau d'électrons à 50 GeV, l'énergie mesurée dans le calorimètre (sans correction de fuite longitudinale) est tracée en fonction de la position dans un plan donné pour la simulation et les données du faisceau-test (**fig. 3.61**). Dans la simulation Monte-Carlo, l'intercalibration entre les pixels est très bonne et permet, aux effets de bord près, que l'énergie mesurée dans le calorimètre reste à la même valeur quelque soit la position dans le plan.

De même, l'angle θ_x est aussi tracé en fonction de la position dans un plan, où la lecture s'effectue en x , pour la simulation et les données du faisceau-test (**fig. 3.62**). Dans le cas de la simulation, un comportement sinusoïdal est exhibé; dans le cas des données du faisceau-test, ce comportement est deviné entre le premier et le second pixel.

En outre, en étudiant, pour la simulation, la distribution du point d'impact reconstruit en fonction de celui généré pour un angle d'incidence nul (**fig. 3.63 et 3.64**), on note :

- d'une part, que pour un point d'impact généré vers le milieu d'un pixel, le point d'impact reconstruit est systématiquement trop proche du centre du pixel considéré, et
- d'autre part, que pour un point d'impact généré entre deux pixels, il existe une bonne corrélation entre ce point et le point d'impact reconstruit.

On peut aussi corriger la position reconstruite X_{rec} dans le but d'avoir le point généré X_{gen} à l'aide des paramétrisations suivantes :

$$\begin{cases} X_{rec} = X_{cell} + A_y \arctan(A_x(X_{gen} - X_{cell})), \text{ ou} \\ X_{gen} = X_{cell} + (1/A_x) \tan((1/A_y)(X_{rec} - X_{cell})) \end{cases} \quad (3.33)$$

La correction est valide pour les points d'impact générés entre deux pixels.

La corrélation entre les points générés et ceux reconstruits mis en évidence montre finalement la nécessité en faisceau-test d'une chambre à fils de manière à établir avec des données réelles une telle corrélation.

3.8 Conclusion générale

Cette étude sur les données du test-faisceau aboutit aux conclusions suivantes :

- Le MIP est observable pour des gains de 2.10^5 : cette observation valide la chaîne électronique de lecture et la collection de lumière. On pourra donc étalonner et suivre les gains des PMTs (en fonction, par exemple, avec la température) avec les protons, voire les noyaux d'Hélium.
- Deux méthodes indépendantes pour la calibration - MIPs et électrons - ont été mises au point : entre ces deux méthodes, les termes de la résolution en énergie différent de moins de 10% et la mesure de la longueur de radiation de moins de 5%. Les résultats obtenus sont, d'une part, cohérents avec les autres groupes d'analyse (INFN-Pisa et Pékin) [7] et, d'autre part, en accord avec la simulation Monte-Carlo ; les mesures de performance du calorimètre sont les résultats officiels [8],
- Une étude est amorcée pour savoir s'il est possible d'utiliser les électrons cosmiques pour la calibration in-situ.

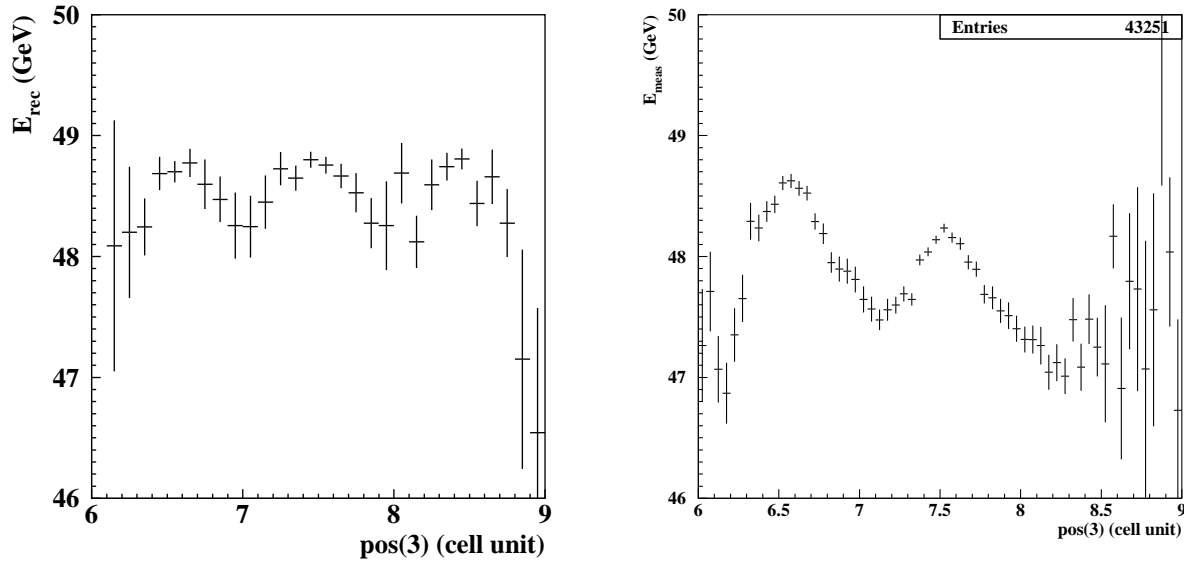


FIG. 3.61: A gauche, énergie mesurée (sans correction de fuite longitudinale) en fonction de la position dans le plan 3 (lecture selon X) pour un faisceau d'électrons *simulé* de 50 GeV. A droite, énergie mesurée (sans correction de fuite longitudinale) en fonction de la position dans le plan 3 (lecture selon X) pour un faisceau d'électrons *réel* de 50 GeV. Dans les deux cas, on note les effets de bord.

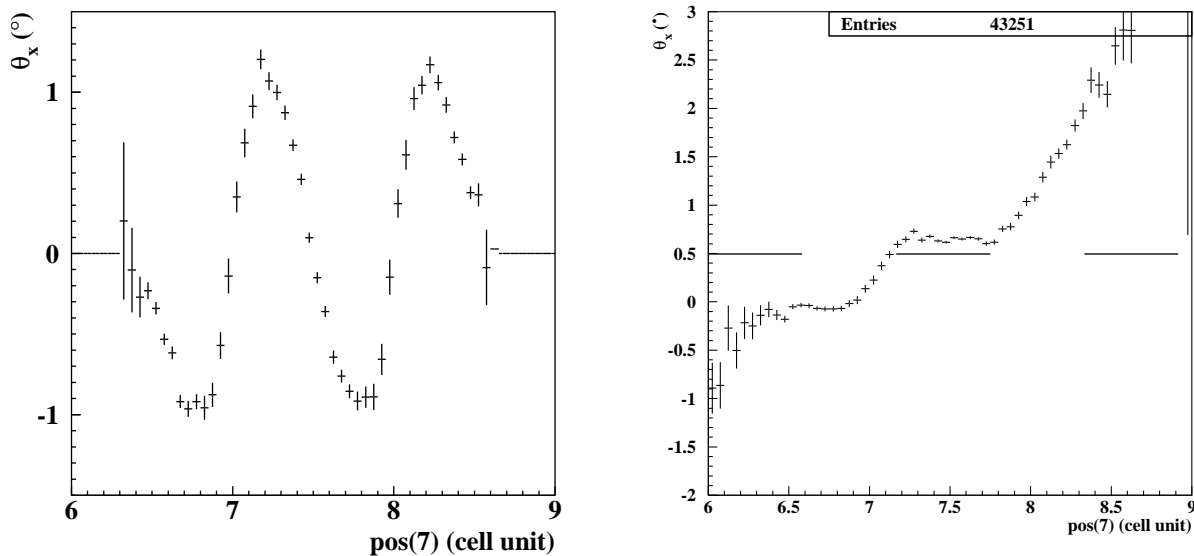


FIG. 3.62: A gauche, θ_x en fonction de la position dans le plan 7 (lecture selon X) pour un faisceau d'électrons *simulé* de 50 GeV. A droite, θ_x en fonction de la position dans le plan 7 (lecture selon X) pour un faisceau d'électrons *réel* de 50 GeV. La ligne en pointillé correspond à la valeur moyenne de θ_x , soit 0.5° .

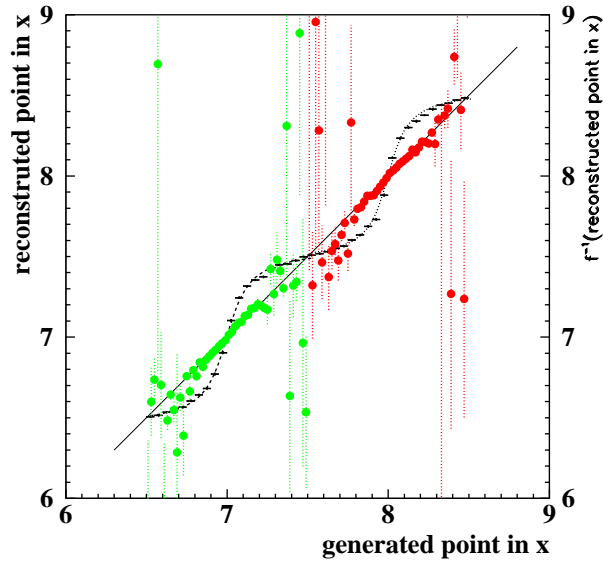


FIG. 3.63: Point reconstruit en fonction du point généré (vue en x) pour un faisceau d'électrons *simulé* de 50 GeV. Le profil obtenu est paramétrisé par la fonction \arctan . En prenant la fonction inverse associée à cette dernière, on peut, à partir du point reconstruit, calculer le point généré. Ces points se distribuent sur la droite $y=x$ pour des points générés entre deux pixels.

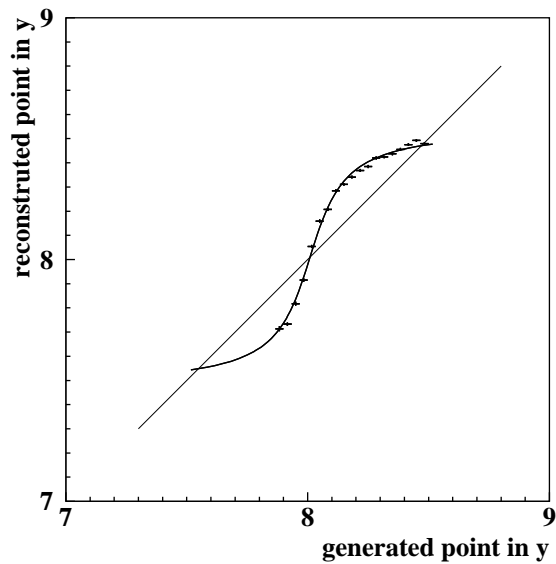


FIG. 3.64: Point reconstruit en fonction du point généré (vue en y) pour un faisceau d'électrons *simulé* de 50 GeV.

Bibliographie

Préparation

Détermination de la haute tension des PMs

- [1] Technical note : Photon counting using Photomultiplier Tubes
http://www.hamamatsu.de/assets/applications/ETD/PMT_photoncounting.pdf

Observation des Minimum Ionizing Particles

Egalisation des photomultiplicateurs avec les MIPs

- [2] **R. Kossakowski et al. (LAPP)**, Study of the photomultiplier R7600-00-M4 for the purpose of the electromagnetic calorimeter in the AMS-02 experiment,
AMS note 2002-01-03,
http://ams.cern.ch/AMS/Reports/AMSnote-2002_01_03.pdf

Calibration avec les électrons

Paramètres de longueur d'atténuation

- [3] **C. Goy**, Measurement of The Attenuation Length of The AMS Calorimeter with Test-Beam Data,
AMS note 2003-07-01

Correction de fuite longitudinale

- [4] **V. Choutko**,
Communication privée

Mesure des performances

Linéarité en énergie

- [5] **Particle Data Group**, Particle Physics Booklet 2002,
<http://pdg.lbl.gov/2002/passagerpp.pdf>

Résolution angulaire

- [6] **G. Chen**, Test Beam Analysis Update,
http://www.pi.infn.it/ams/emc/cern_2jul03/030630.ppt.gz

Conclusion générale

- [7] **AMS-02 ECAL Offline Page**,
<http://www.pi.infn.it/ams/emc/index.html>
- [8] **The AMS collaboration, C.H. Chung et al.**, AMS on ISS, Construction of a Particle Physics Detector on the International Space Station,
à paraître dans NIM

Chapitre 4

Astronomie γ

Résumé du chapitre :

Ce chapitre est consacré à l'astronomie γ ; les types de détecteurs mis en jeu, au sol et dans l'espace, sont décrits. Bien que basés sur des techniques différentes, les nouveaux détecteurs tendent à avoir un recouvrement en énergie permettant une intercalibration sol-espace. Nous passons aussi en revue les principales sources- γ et les émissions diffuses γ , celles-ci étant d'origine galactique ou extragalactique. Le Centre Galactique est également discuté.

4.1 Intérêt des γ

Les rayons γ , à cause de leur énergie, révèlent les phénomènes les plus violents de l'Univers et possèdent, par rapport aux particules chargées, l'avantage de la directionnalité. Cependant, l'astronomie- γ , qu'elle opère au sol ou dans l'espace, doit faire face à de nombreux défis. Le spectre différentiel $d\phi/dE$ suit une loi de puissance décroissante en E^{-2} , les flux attendus sont faibles : la mesure est possible si l'on dispose d'un temps d'observation et d'une surface de détection suffisamment grands.

Il existe deux classes d'instruments- γ : les satellites dont la limite supérieure pour la plage d'énergie étudiée a été jusqu'à présent la dizaine de GeV, et les détecteurs au sol dont l'énergie de seuil inférieure se situe au-delà de 50-100 GeV. Les détecteurs au sol, se servant de l'atmosphère comme d'un calorimètre pour la détection et la mesure en énergie des γ , disposent d'une grande surface mais leur champ de vue est faible. A l'inverse, les détecteurs spatiaux disposent d'une surface de collection faible, au plus égale à celle du détecteur, et d'une grande ouverture. Enfin, une couverture continue et complète du ciel est nécessaire, notamment pour l'observation des sursauts- γ .

Un enjeu de l'astronomie γ est de combler le trou en énergie entre la dizaine et la centaine de GeV, permettant de plus un intercalibration des détecteurs au sol et des satellites. Sur la **figure 4.1** sont répertoriés les détecteurs γ selon les années de fonctionnement et la gamme en énergie explorée.

4.2 Détecteurs- γ au sol

L'idée des détecteurs au sol pour la détection d'un signal γ de très haute énergie - typiquement de l'ordre du TeV - est d'observer les gerbes initiées dans l'atmosphère, cette dernière constituant un calorimètre, d'une épaisseur de 20 à 30 longueurs de radiations. Deux types de détecteurs au sol sont possibles : les échantillonneurs de particules chargées et les télescopes Cerenkov. Quelque soit l'instrument, le signal consiste en l'identification des particules chargées issues de la gerbe du γ incident et le fond considéré

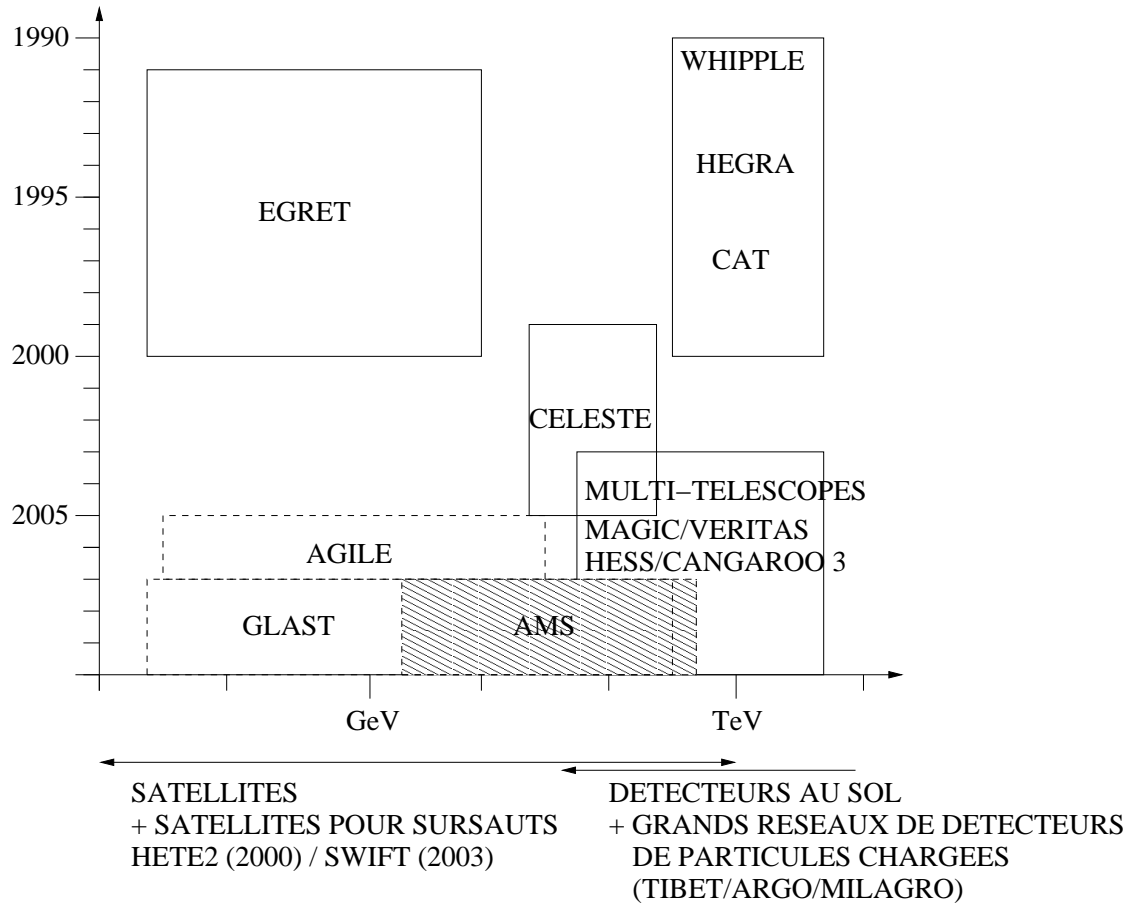


FIG. 4.1: Détecteur passés, actuels et futurs de l'astronomie- γ . La gamme d'énergie est indiquée pour chaque expérience. *AGILE* est prévu de décoller en 2005, *AMS* et *GLAST* en 2007 [1].

est celui des gerbes initiées par les protons et noyaux cosmiques, le fond devant être diminué d'au moins deux ordres de grandeur. La résolution en énergie pour ce type de détecteur est peu précise : elle est, par exemple, de l'ordre de 15% à une énergie de 1 TeV pour l'imageur Cerenkov HESS.

4.2.1 Echantillonneurs de particules chargées

On identifie au sol les particules chargées de la gerbe en détectant la lumière Cerenkov produite par ces mêmes particules dans l'eau. Ainsi pour l'expérience MILAGRO [2][3], deux couches de PMs sont plongées dans un bassin d'eau de 80 m \times 50 m et de 8 m de profondeur. Ces couches de PMs permettent l'identification des électrons et muons, puisque les électrons, à l'opposé des muons, perdent rapidement leur énergie et ne produisent pas de lumière au niveau de la seconde couche de PMs (fig. 4.2).

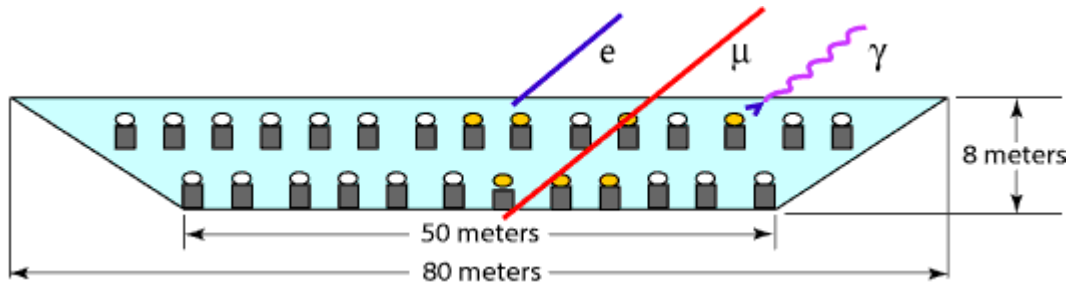


FIG. 4.2: Schéma de principe du détecteur MILAGRO [2].

Les avantages de ces détecteurs sont une grande ouverture angulaire - MILAGRO possède un champ de vue d'un stéradian - et d'une proportion de temps utile de 90%, puisque les données sont acquises de jour comme de nuit. Les inconvénients sont multiples : l'énergie de seuil est de l'ordre du TeV, puisque la gerbe doit se développer jusqu'au sol ; la résolution angulaire de l'ordre du degré ; et la surface de détection limitée à la surface couverte par les détecteurs. Cependant, le défaut le plus réhhibitoire est la réjection extrêmement limitée des gerbes hadroniques créées par les protons et noyaux cosmiques, et par conséquent, la durée très longue pour obtenir un signal γ .

4.2.2 Détecteurs Cerenkov atmosphériques

Ces détecteurs sont basés sur le principe suivant : une gerbe initiée par un γ de très haute énergie se développe dans l'atmosphère, cette gerbe est alors constituée de particules chargées susceptibles d'émettre de la lumière Cerenkov, détectable au sol. Les inconvénients de ces détecteurs sont les avantages de ceux cités précédemment.

Les avantages sont : une énergie de seuil de l'ordre de la centaine de GeV, une résolution angulaire de l'ordre de 0.1 à 0.2°, une surface de détection de quelques hectares ¹, et un facteur de réjection des gerbes hadroniques de l'ordre de 100. Les défauts sont les suivants : une ouverture angulaire de 3 à 5°, imposant le choix d'une source à suivre constamment, et un cycle utile de seulement 10%, puisque les données ne sont acquises que les nuits, par beau temps et en l'absence de Lune.

Pour la source choisie, la grande surface de détection permet un taux élevé de γ . Par exemple, plus d'une centaine de γ provenant de la nébuleuse du Crabe sont intégrés en une heure par les observatoires

¹La surface effective de détection est différente de la surface de collection des γ Cerenkov. En effet, un γ ne "tombant" pas sur le détecteur peut être observé : il suffit que le détecteur soit compris dans la tache de lumière Cerenkov, cette taille étant de l'ordre de quelques hectares. Ainsi pour le détecteur CAT, la surface effective de détection était d'environ 120 \times 120 m², soit plus d'un hectare, à comparer à la surface de collection de l'ordre de 18 m². Terminons en mentionnant que la surface de collection influe sur l'énergie de seuil de détection.

WHIPPLE ou CAT.

Les détecteurs de lumière Cerenkov au sol sont classés suivant deux catégories. D'une part, les échantillonneurs, constitués d'un grand nombre de stations avec pour chacune d'elles un instrument focal limité à un seul photomultiplicateur, permettent d'observer le profil latéral de la gerbe ; d'autre part, les imageurs, constitués d'un petit nombre de stations avec pour chacune d'elles une caméra de quelques centaines de photomultiplicateurs, permettent d'observer le profil longitudinal de la gerbe.

Echantillonneurs.

L'exemple de la centrale CELESTE [7] est considéré. Cette dernière est une ancienne ferme solaire reconvertie en détecteur Cerenkov (**fig. 4.3**). Les 54 héliostats, de 54 m^2 chacun, balisent une surface de l'ordre de la tache de lumière Cerenkov et permettent la reconstruction du coeur de la gerbe. Une optique secondaire située dans une tour permet la focalisation des faisceaux des miroirs sur des photomultiplicateurs, avec un photomultiplicateur associé par miroir. Les signaux sont recalés en temps pour corriger l'effet des différences de trajet entre faisceaux et connaissant les temps d'arrivée du signal lumineux sur chaque station, le front d'onde Cerenkov est alors reconstitué.

A haute énergie, le front d'onde est conique, le coeur de la gerbe et la direction du γ incident sont estimés à partir de la distribution temporelle. A basse énergie - le seuil en énergie est de l'ordre de 50 GeV -, le front d'onde est sphérique, le centre de la sphère donne le point de développement maximal de la gerbe, et en outre, la distribution des héliostats donne la position de l'impact au sol : ces deux points permettent la reconstruction de la direction incidente du γ (**fig. 4.4**).

Imageurs.

L'exemple de l'imageur HESS [5], composé de 4 télescopes, est considéré. La fraction de lumière Cerenkov est collectée sur un télescope, composé d'un miroir de 108 m^2 et envoyé sur le plan focal où se trouve une caméra composée de 960 pixels de 0.16° (**fig. 4.5**). L'image obtenue est la distribution angulaire des photons Cerenkov. Pour une gerbe initiée par un γ provenant d'une source ponctuelle, l'image a une allure en épi avec un axe bien défini (**fig. 4.6**), tandis que pour une gerbe hadronique, la forme de l'image est chaotique et si une direction peut être définie, celle-ci est aléatoire, puisque les rayons cosmiques sont isotropes (**fig. 4.7**). Ainsi la forme de l'image et la direction des gerbes permettent, d'une part, de rejeter, avec un facteur de l'ordre de 100, les gerbes hadroniques de celles électromagnétiques, et d'autre part, pour des γ , d'identifier les directions et les énergies. Pour ces dernières, la résolution attendue est de 15%, à une énergie de l'ordre du TeV.

Certaines expériences telles que HESS utilisent non pas un, mais plusieurs télescopes, dans le but de disposer de plusieurs images sous différents angles d'un même gerbe. La stéréoscopie permet, d'une part, une suppression du fond mono-télescope, et d'autre part, une très grande réjection hadronique de l'ordre de 10000.

Dans la [table 4.1](#), on a indiqué les principaux imageurs, avec l'énergie de seuil. Cette dernière peut être abaissée en augmentant la surface des miroirs² et la rapidité de l'électronique, celle-ci devant être adaptée à la très brève durée du signal Cerenkov. Le temps d'intégration typique est de l'ordre de 10 ns.

²Le rapport signal sur bruit augmente uniquement selon la racine carré de cette surface.

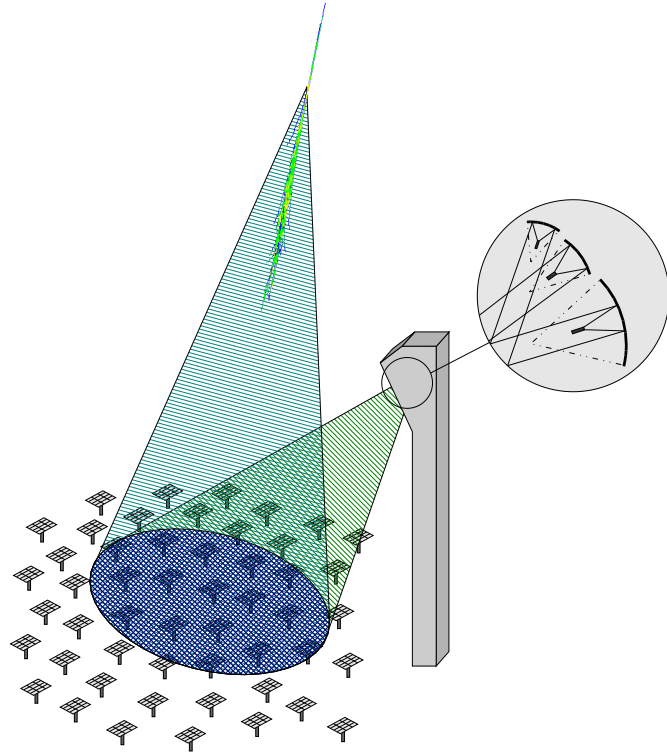


FIG. 4.3: *Expérience CELESTE : chacun des 54 héliostats est associé à un photomultiplicateur situé dans la tour.*

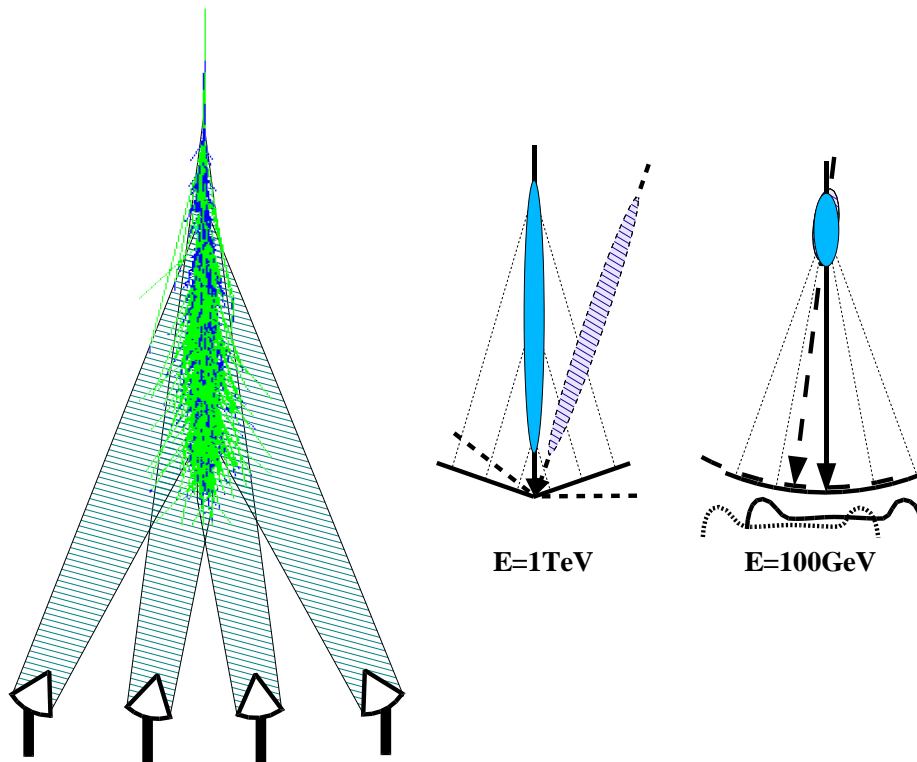


FIG. 4.4: *Principe de détection par un échantillonneur. A haute énergie, le front Cerenkov est conique ; à basse énergie, sphérique [7].*

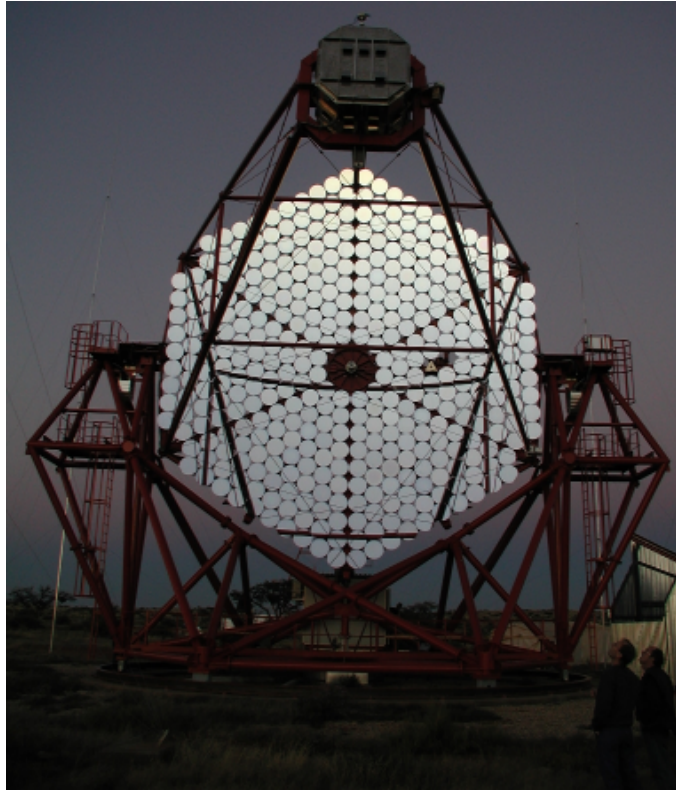


FIG. 4.5: Photographie d'un des 4 télescopes de HESS, avec monture alt-azimuthale. Les 380 miroirs de 30 cm de rayon forment une surface de 108 m^2 , lue par une unique caméra composée de 960 photomultiplicateurs. L'angle du cône de vue d'un photomultiplicateur est de 0.16° [6].

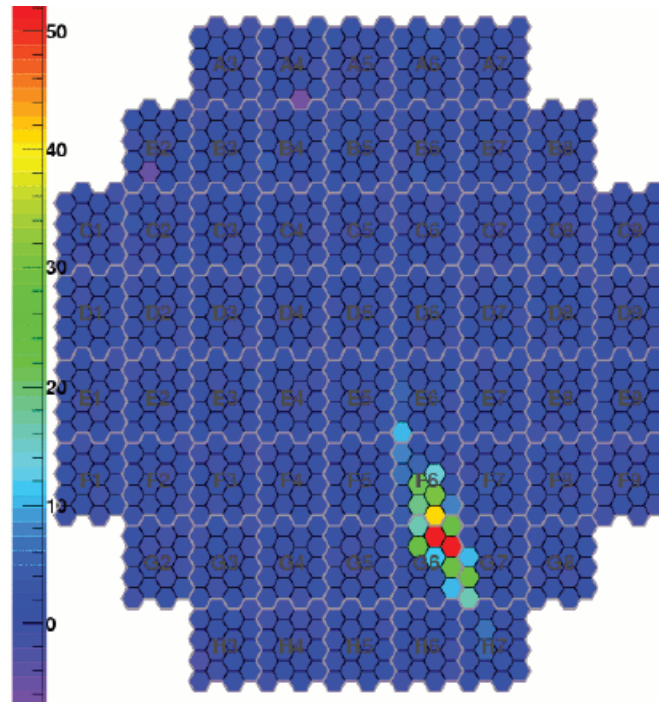


FIG. 4.6: Image sur une caméra d'une gerbe due à une γ , les 960 photomultiplicateurs sont répartis selon 60 tiroirs de 16 PMs [7].

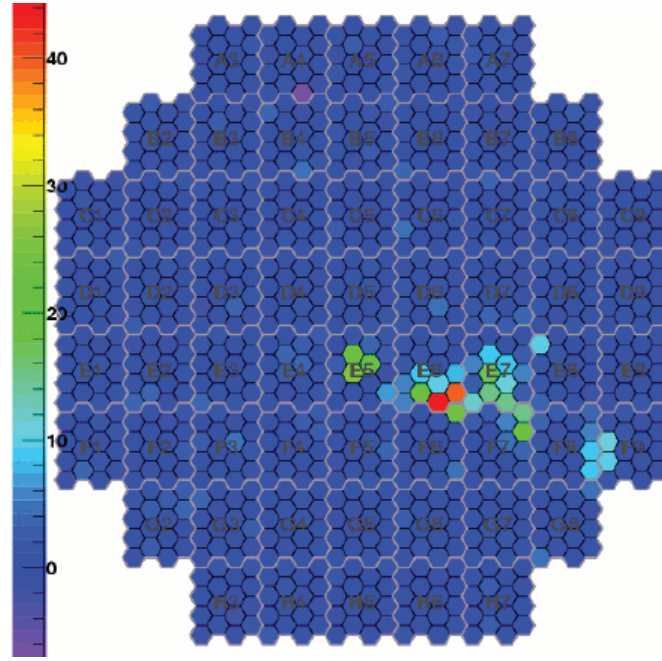


FIG. 4.7: Image sur une caméra d'une gerbe due à un hadron [7].

Expérience		Site	hémisphère	E_S [GeV]	N_{tel}	A [m^2]	N_{PM}	ω [°]	Ω [°]
HEGRA	[8]	Canaries	N	500	5	8.5	271	0.25	4.3
WHIPPLE	[9]	Arizona	N	250	1	75	541	0.12	3.0
CAT	[10]	France	N	250	1	18	546	0.12	5
Durham Mark 6	[11]	Australie	S	300	1	3×42	91	0.2	2-3
VERITAS	[12]	Arizona	N	75	7	75	499	0.15	3.5
MAGIC	[13]	Canaries	N	30	1	234	397+180	0.1	4
CANGAROO III	[14]	Australie	S	100	4	57	552	0.115	3
HESS I	[5]	Namibie	S	100	4	108	960	0.16	5

TAB. 4.1: Caractéristiques des télescopes d'imagerie Cerenkov : seuil en énergie (E_S), nombre de télescopes (N_{tel}), surface de collection de lumière de chaque télescope (A), nombre de photo-multiplieurs (N_{PM}), diamètre angulaire d'un pixel (ω), champ de vue (Ω).

4.3 Détecteurs- γ embarqués sur satellites

A l'opposé des détecteurs au sol, les satellites opèrent à plus basse énergie jusqu'à l'ordre de quelques GeV, mais sont limités par une faible surface de détection, celle-ci n'excédant pas le m^2 . Aujourd'hui, de nouveaux projets en satellite désirent opérer jusqu'à plusieurs centaines de GeV : c'est le cas d'AGILE, GLAST et AMS. Avant de discuter de ces projets, nous débutons par un rappel de l'astronomie γ spatiale.

4.3.1 SAS-2 et COS-B

L'astronomie- γ a débuté en 1972 avec le détecteur SAS-2 [15], qui, au cours de sa mission de 6 mois, a mis en évidence l'émission- γ de trois pulsars : le Crabe, Vela et Geminga. De 1975 à 1982, le détecteur COS-B, sensible aux γ d'une énergie comprise entre 30 MeV et quelques GeV, a fourni la première carte complète de l'émission diffuse galactique. Cette dernière est causée :

- d'une part, par de nombreuses sources galactiques non résolues par les instruments jusqu'à la détection de celles-ci par le satellite INTEGRAL dans la gamme d'énergie de 10 KeV à 10 MeV,
- et d'autre part, par la désintégration de π^0 produits dans les collisions de rayons cosmiques chargés avec les nuages de matière interstellaire, cette désintégration ayant été mise en évidence par le télescope spatial EGRET dans la gamme d'énergie de 20 MeV à 10 GeV. Pour cette dernière gamme d'énergie, il existe aussi une contribution secondaire due à l'émission de photons de haute énergie par des électrons fortement accélérés (rayonnement de freinage).

En outre, COS-B a détecté 25 sources ponctuelles dont 5 clairement identifiées dans d'autres domaines de longueurs d'ondes. Parmi ces 5 sources, on distingue 3 pulsars (le Crabe, Vela, Geminga), un nuage moléculaire (ρ Ophiuchi) et une unique source extra-galactique 3C 273, connue alors en radio et appartenant à la catégorie des radio-quasars.

4.3.2 BATSE et EGRET à bord de C-GRO

Le télescope spatial EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) [16] a été lancé en 1991 avec l'observatoire Compton-GRO (Gamma-Ray Observatory). Ce dernier contenait à son bord quatre instruments : BATSE, OSSE, COMPTEL et EGRET. Ceux-ci ont permis, pendant 9 ans, une couverture spectrale sur trois ordres de grandeur de quelques KeV au GeV.

Le détecteur BATSE (Burst And Transient Source Experiment) était dédié à l'observation des sursauts- γ dans la gamme d'énergie de 20 à 100 KeV, et disposait d'un champ de vue couvrant pratiquement l'ensemble du ciel, la Terre masquant une partie du ciel. Il a identifié 2700 GRB, soit 0.82 sursauts par jour, montrant la parfaite isotropie de ces objets extragalactiques. Il a aussi mesuré le spectre en énergie et observé la structure temporelle. Le détecteur OSSE (Oriented Scintillation Spectrometer Experiment) avait pour objet l'étude des raies nucléaires et du signal d'annihilation $e^+ - e^-$ dans la gamme d'énergie de 50 KeV à 10 MeV, tandis que le détecteur COMPTEL (Imaging Compton Telescope) utilisait l'effet Compton dominant dans la gamme d'énergie étudiée de 1 à 30 MeV.

Le télescope EGRET était dédié à l'observation des γ dans la gamme d'énergie de 20 MeV à 30 GeV, et disposait d'un champ de vue de 0.6 sr. Les γ se convertissaient en une paire e^+e^- , dont la direction était mesurée à l'aide d'une chambre à étincelles, et l'énergie était mesurée avec un calorimètre d'environ 8 longueurs de radiation. La mesure du temps de vol était réalisée par des scintillateurs placés de part et d'autre de la chambre à étincelles. Un scintillateur en forme de dôme rejetait les rayons cosmiques chargés, les γ produits lors de la désintégration des hadrons dans le corps du satellite étant aussi rejetés par ce scintillateur (fig. 4.8).

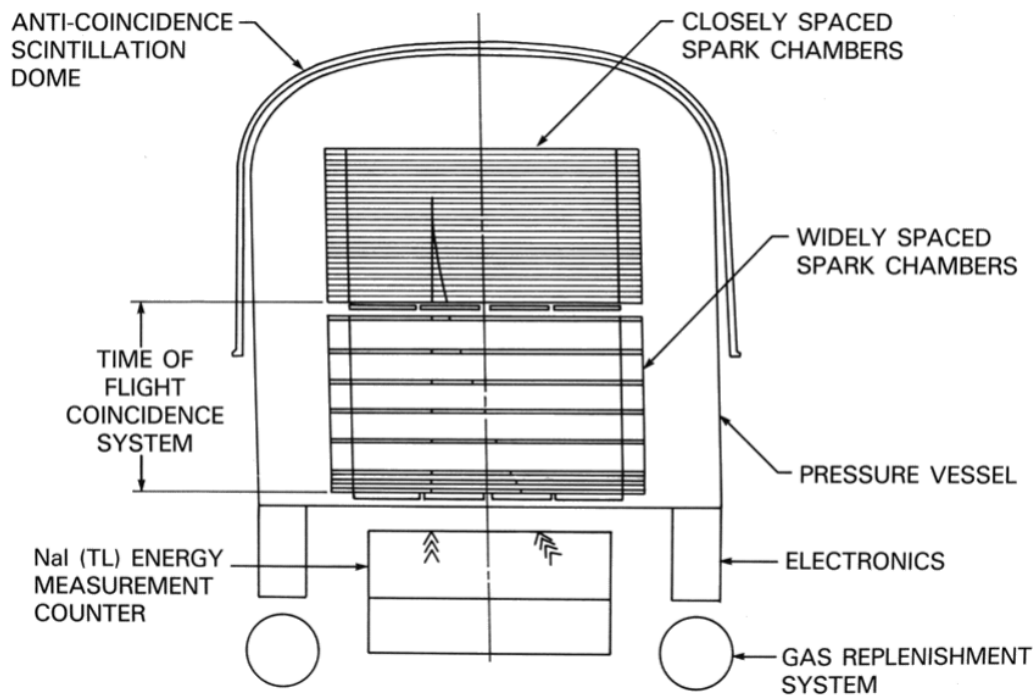
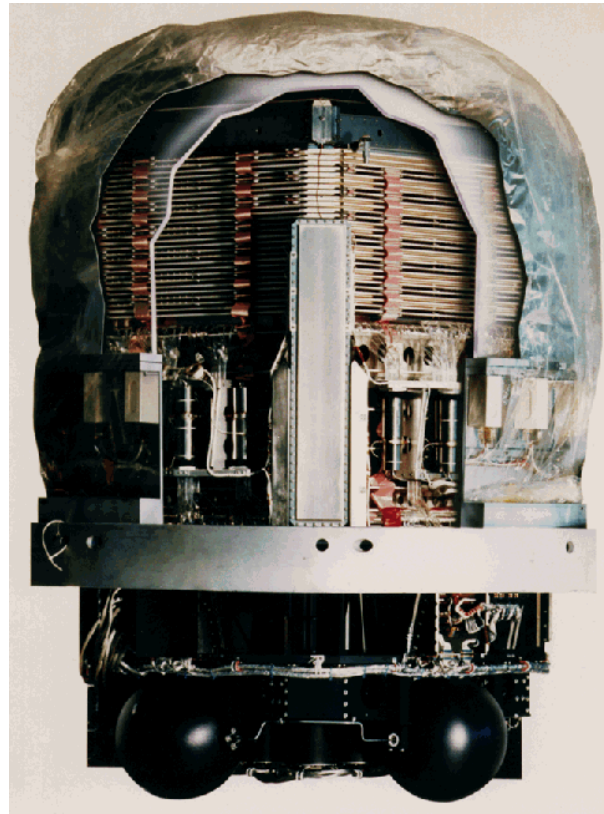


FIG. 4.8: Photographie et schéma de principe du détecteur EGRET. Lors de la traversée de la chambre à étincelles, le γ incident se convertissait en une paire $e^+ - e^-$, cette paire étant détectée par le système de temps de vol. L'énergie de cette paire était mesurée à l'aide d'un calorimètre de 8.5 longueurs de radiation.

Avant de souligner l'héritage d'EGRET, nous souhaitons mentionner les défauts ayant empêché ce détecteur d'être optimum. D'une part, la surface effective était diminuée à haute énergie (~ 10 GeV) car les particules issues de la gerbe pouvaient être rétrodiffusées et traverser le dôme, interdisant le déclenchement. Pour une source comme la nébuleuse du Crabe, non seulement les flux attendus au GeV sont précisément plus faibles que ceux associés à la centaine de MeV, mais de plus, la surface effective étant diminuée, la statistique était cruellement abaissée. D'autre part, le temps mort était relativement élevé, de l'ordre de la milliseconde.

Cependant, grâce à une surface de collection d'environ 1000 cm^2 , soit 10 fois celle de SAS-2 et de COS-B, et une meilleure résolution angulaire, EGRET a permis la mesure de l'émission diffuse galactique et mis en évidence plus de 270 sources ponctuelles [17] (**fig. 4.9**). Concernant l'émission diffuse galactique, EGRET a testé, avec succès, la corrélation entre les nuages d'hydrogène - atomique et moléculaire - et l'intensité de l'émission diffuse. Concernant les sources ponctuelles, une centaine a été détectée dans d'autres plages du spectre électromagnétique.

L'ensemble des sources du catalogue d'EGRET se répartit comme suit :

- 93 blazars dont 66 sont identifiés comme tels et 27 sont des candidats sérieux à cette association,
- 6 pulsars (Vela, le Crabe, Geminga, B1951+32, B1706-44 et B1055-52),
- le grand nuage de Magellan (LMC),
- une radiogalaxie (Cen A),
- un sursaut d'activité solaire,
- 170 sources- γ non-identifiées, c'est-à-dire non corrélées dans d'autres longueurs d'onde.

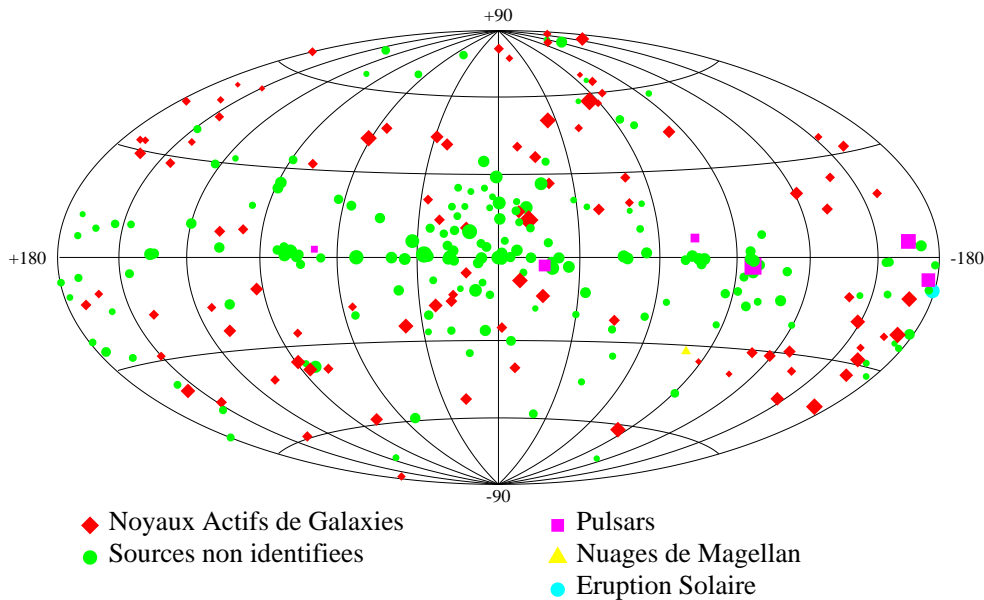


FIG. 4.9: Position sur la carte céleste des objets répertoriés dans le troisième catalogue EGRET, à partir d'une énergie de 100 MeV. Les coordonnées utilisées sont celles galactiques.

La distribution des sources non-identifiées semble liée à une composante galactique, non strictement associée au plan galactique³. Cette composante galactique serait à associer aux nuages à forte activité stellaire et faible proportion d'étoiles jeunes [18]. Les sources non-identifiées pourraient ainsi être des restes de supernovae ou de pulsars, qui n'ont pas encore été mis en évidence dans d'autres domaines de longueur d'onde.

³Ces sources se répartissent aussi bien dans le plan galactique ($|b| < 10^\circ$) qu'en-dehors ($|b| > 10^\circ$).

4.3.3 AGILE

AGILE [19] est un détecteur de petite taille, prévu pour opérer de 30 MeV à 30 GeV durant la période 2005-2007. Il est construit sur le même principe qu'EGRET, à savoir un détecteur de traces et un calorimètre. Ce détecteur a une sensibilité comparable à celle d'EGRET, cependant le calorimètre possède seulement 1.5 longueurs de radiation de Iodure de Césium, d'où une mesure imprécise de l'énergie ($\delta(1/E)/(1/E) \sim 1$). Son intérêt est d'assurer une surveillance du ciel- γ avant le lancement de GLAST.

4.3.4 GLAST

GLAST (Gamma-ray Large Area Space Telescope) [20] est le successeur d'EGRET. Sa mise en service est prévue début 2007, pour une durée minimale de 5 ans. Il est équipé d'un détecteur LAT (Large Area Telescope) qui opère dans la gamme d'énergie de 20 MeV à 300 GeV, et dispose d'un champ de vue de 2.4 sr.

Le détecteur LAT est constitué de 4 x 4 tours où chaque tour est faite d'un détecteur de traces et d'un calorimètre. Le détecteur de traces, de plus de 1 longueur de radiation, est constitué de couches de tungstène et de pistes de silicium, dont l'orientation est changée de 90° d'une couche à l'autre. Le calorimètre de 96 cristaux de CsI a 8.5 longueurs de radiation (**fig. 4.10**). L'ensemble du détecteur de traces est couvert de tuiles de scintillateur organique utilisées en anticoincidence.

La résolution en énergie attendue est de l'ordre de 5% à 1 GeV, mais au-delà de 100 GeV, seuls les γ arrivant à grand angle voient un nombre suffisant de longueurs de radiation pour que leur énergie soit contenue (le maximum de la gerbe pour un γ de 1 TeV est à 13 X_0); dans ce dernier cas, la surface effective de collection est diminuée de 40% pour un angle d'incidence à 45° par rapport à un angle d'incidence nul. La surface de détection est de l'ordre du m^2 pour un angle d'incidence nul et une énergie supérieure à 100 MeV : cette surface est 10 fois plus grande que celle d'EGRET (**fig. 4.11**). Quant à la résolution angulaire et au facteur de sensibilité pour la détection d'une source ponctuelle extragalactique, ils sont respectivement d'un facteur 5 et 50 fois meilleurs que ceux d'EGRET.

Le but de GLAST est une étude systématique des sources- γ^4 . Ce détecteur a un potentiel de 2000 blazars détectables par an, et est adapté, grâce à un temps mort très petit ($< 20 \mu s$) et à un grand champ de vue à la détection des sursauts- γ .

4.3.5 AMS-02 sur l'ISS

Nous nous bornons ici à rappeler les excellentes résolutions en énergie et en angle associées au trajectomètre et au calorimètre d'AMS (**fig. 4.12**). La [table 4.2](#) dresse un comparatif des performances attendues des détecteurs EGRET, GLAST et AMS-02.

⁴En une journée, GLAST sera capable de détecter l'ensemble des sources d'EGRET.

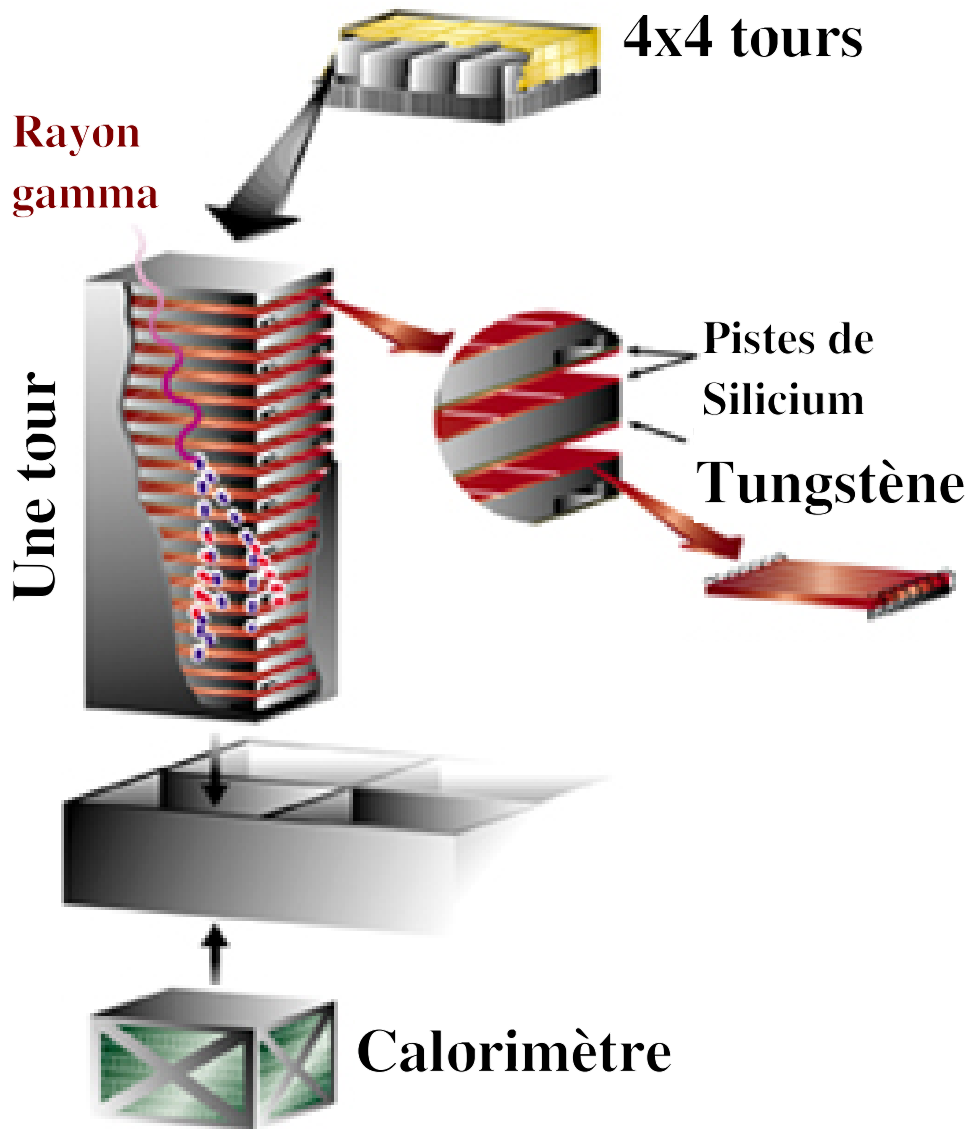


FIG. 4.10: Schéma de principe du détecteur LAT de GLAST composé de 16 tours [5].

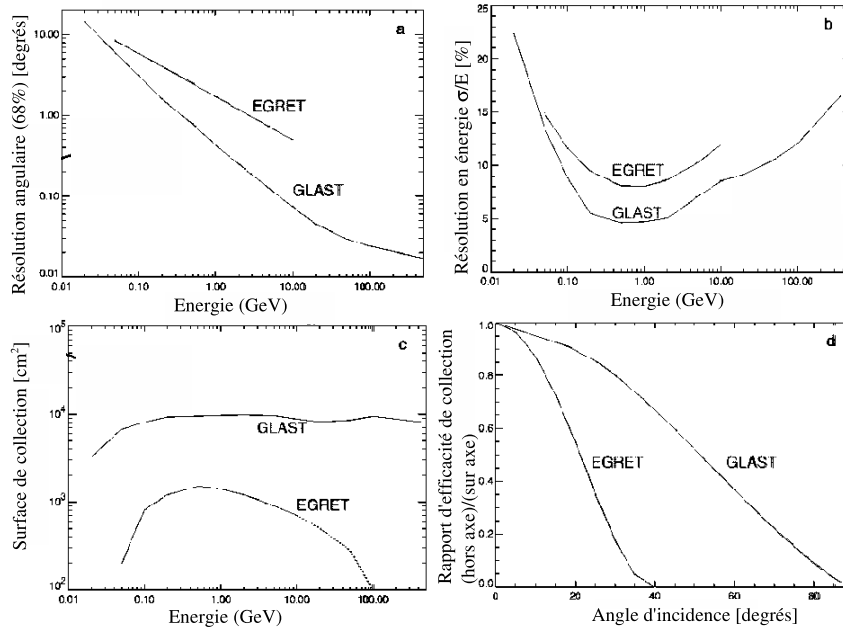


FIG. 4.11: Performances du détecteur LAT du satellite GLAST comparées à celles d'EGRET. De haut en bas et de gauche à droite : résolution angulaire (à 68% de niveau de confiance) en fonction de l'énergie du γ , résolution en énergie en fonction de l'énergie, surface effective de collection pour un angle d'incidence nul en fonction de l'énergie, et rapport entre les surfaces effectives de collection pour un angle d'incidence quelconque et pour un angle d'incidence nul en fonction de l'angle d'incidence [5].

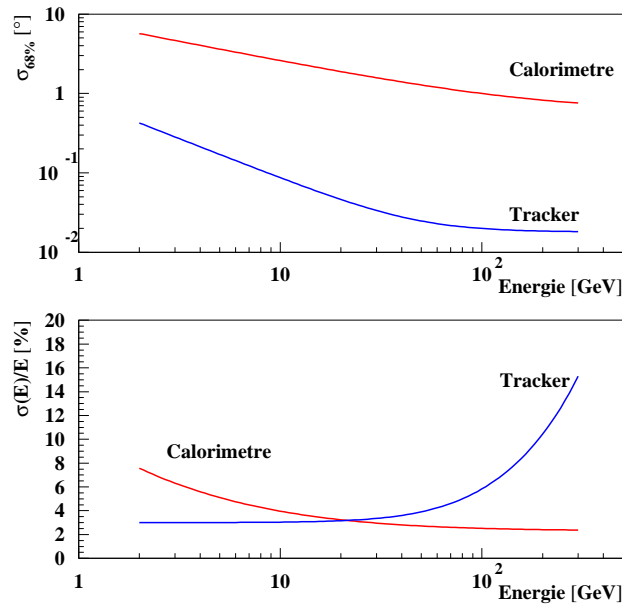


FIG. 4.12: Résolutions angulaire et en énergie des détecteurs- γ d'AMS-02. La résolution angulaire du trajectomètre est de 2 ordres de grandeur en-dessous de celle du calorimètre à haute énergie. La complémentarité des deux instruments est soulignée par la courbe de résolution en énergie. Les résolutions angulaire et en énergie pour le trajectomètre sont données dans [37].

instrument	EGRET 1,83 tonnes	GLAST 2,7 tonnes	AMS-02 7 tonnes
domaine en énergie	0.02-30 GeV	0.02-300 GeV	1-300 GeV (TRK) 2-1000 GeV (ECAL)
détection e^+e^-	ch. à étincelles	sandwich convertisseur/ détecteurs en silicium	trajectomètre au silicium
calorimètre	temps de vol scint. NaI(Tl) [8.5 X_0]	scint. CsI et/ou cal. à fibres/W [10 X_0]	scint. + plomb [16.5 X_0]
$\Delta E/E$			0.05% $\times E \oplus$ 3% (TRK) 10.2%/ $\sqrt{E} \oplus$ 2.3% (ECAL)
à 0.1 GeV	12%	9%	—
à 1 GeV	8%	5%	3% (TRK) / — (ECAL)
à 10 GeV	12%	8.5%	3% (TRK) / 4% (ECAL)
à 100 GeV	—	12%	5.8% (TRK) / 2.5% (ECAL)
$\sigma_{68\%}$			0.85°/ $E \oplus$ 0.018° (TRK) 8.0°/ $\sqrt{E} \oplus$ 0.6° (ECAL)
à 0.1 GeV	6°	3°	—
à 1 GeV	1.7°	0.4°	0.85° (TRK) / — (ECAL)
à 10 GeV	0.5°	0.07°	0.09° (TRK) / 2.6° (ECAL)
à 100 GeV	—	0.03°	0.02° (TRK) / 1.2° (ECAL)
localisation de la source	5' à 10'	0.5' à 5'	3'-6' à 1 GeV <2' pour E >10 GeV
champ de vue	0.20 $\pi \simeq$ 0.6 sr	2.4 sr	1.6 sr (TRK) 0.5 sr (ECAL)
section efficace de détection au zénith			
à 0.1 GeV	800 cm ²	8000 cm ²	—
à 1 GeV	1200 cm ²	10000 cm ²	
à 10 GeV	700 cm ²	9000 cm ²	
> 10 GeV			450 cm ² à 32 GeV (TRK)
100 GeV	—	9000 cm ²	
flux minimal $>5\sigma$ pour E > 0.1 GeV pour E > 1 GeV	5,4 $\times 10^{-8}$ 1,2 $\times 10^{-8}$	1,5 $\times 10^{-9}$ 1,5 $\times 10^{-10}$	en (cm ⁻² s ⁻¹) —
pour E > 10 GeV	—		
remarque	pas de mesure pour E>10 GeV		

TAB. 4.2: Tableau comparatif des détecteurs de haute énergie EGRET, GLAST et AMS-02 [37]. Le flux minimal détectable avec un degré de confiance de 5σ est donné pour une couverture complète du ciel en 1 an. La section efficace de détection au zénith pour le trajectomètre d'AMS-02 est estimée en tenant compte de la probabilité de conversion des γ en e^+e^- dans le TRD ($\sim 20\%$). Les sections efficaces de détection pour le calorimètre d'AMS et les flux minimaux détectables sont discutés au chapitre 6 de cette thèse.

4.4 Sources- γ ponctuelles et galactiques

4.4.1 Pulsars

Les étoiles à neutrons sont des étoiles nées de l'effondrement d'étoiles massives : ce sont des restes de supernovae. La stabilité de ces étoiles est assurée par un équilibre entre la gravitation et la pression de dégénérescence des neutrons, ceux-ci constituant un gaz de Fermi. L'axe de rotation est à priori non aligné avec l'axe du moment magnétique dipolaire. Les étoiles constituent alors des phares. Si les faisceaux de photons viennent à croiser la Terre, ces étoiles sont appelés pulsars. Ces derniers sont des sites efficaces d'accélération de particules chargées, le facteur de Lorentz étant de l'ordre de $10^5 - 10^7$. Une incertitude forte demeure sur les lieux d'accélération des particules, et les mesures au-delà du GeV devraient permettre de les lever. En outre, dans le cadre d'un modèle dit de la cavité externe, une émission- γ est prédite à une énergie de l'ordre du TeV : celle-ci n'a pas été mise en évidence expérimentalement [8].

EGRET a détecté 6 pulsars γ : Vela, le Crabe, Geminga - qui est radio-muet et seulement vu aussi dans le domaine X -, B1951+32, B1706-44 et B1055-52 (fig. 4.13) [22].

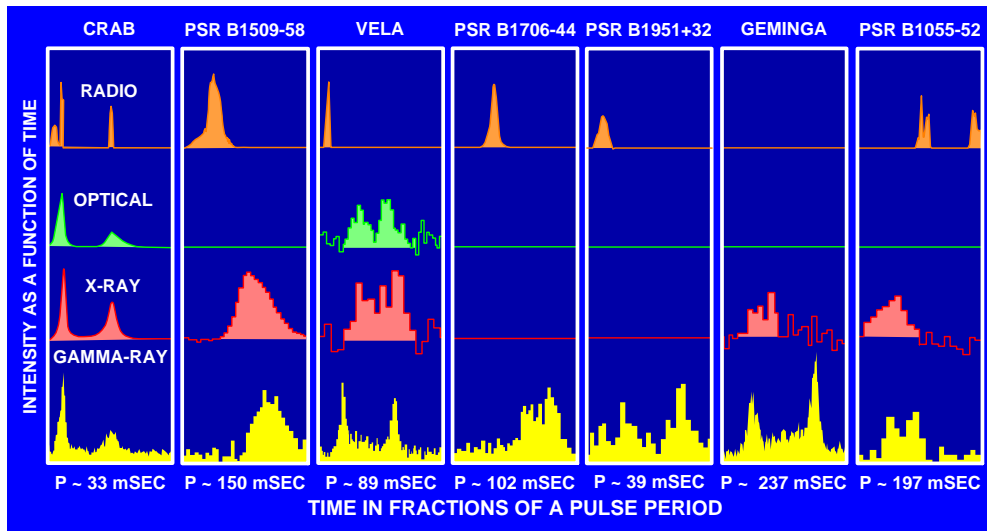


FIG. 4.13: Phasogrammes dans différentes longueurs d'onde des sept pulsars- γ (B1509-58 n'a pas été observé par EGRET, mais par COMPTEL) classés de gauche à droite dans l'ordre croissant de leur âge.

L'émission- γ et le potentiel d'AMS pour les pulsars sont décrits au chapitre 7 de cette thèse.

4.4.2 Plérions

Les plérions sont des nébuleuses en expansion rapide, émettant un fort rayonnement synchrotron. Ces *nébuleuses synchrotron* correspondent à des restes jeunes de supernovae (<10000 ans). Les γ d'énergie inférieure au GeV sont émis par l'émission synchrotron des électrons, et ceux d'énergie supérieure au GeV par l'interaction Compton inverse des électrons sur des photons. Le processus à l'origine de l'émission- γ non périodique est décrit ci-dessous.

Des électrons sont arrachés à la surface du pulsar et le champ magnétique tournant permet, par effet dynamo, leur accélération dans la magnétosphère jusqu'à des vitesses relativistes. L'interaction de ce

vent relativiste d'électrons avec les restes de matière éjectée de la supernova donne naissance à une onde de choc. La zone délimitée par cette dernière forme un plérior, d'un rayon typique de l'ordre de 1 pc. Les électrons sont dès lors accélérés au niveau du choc, par processus de Fermi, jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{14} eV (**fig. 4.14**). Ce sont ces derniers qui sont responsables de l'émission- γ synchrotron.

Tandis que l'émission synchrotron des électrons dans le champ magnétique de la nébuleuse s'étend de la radio aux γ mous en dessous du GeV, l'émission γ de plus haute énergie est due à l'interaction Compton inverse des électrons sur les photons mous cités précédemment (mécanisme d'"auto-comptonisation") [17] , ou encore sur les photons du rayonnement cosmologique en micro-ondes et sur les photons infrarouges créés par la poussière ou les étoiles environnantes (**fig. 4.15**).

Un plérior typique est la nébuleuse du Crabe, âgée de plus de 900 ans et dont l'émission γ s'étendrait à plus de 50 TeV [24]. De par sa stabilité et sa visibilité dans pratiquement toutes les longueurs d'onde, cette nébuleuse est l'étalon de sensibilité pour l'astronomie des hautes énergies (**fig. 4.16 et 4.17**).

4.4.3 Restes de supernovae en coquille

Une question majeure de l'astrophysique est l'origine des rayons cosmiques galactiques, du GeV jusqu'au PeV . Ceux-ci, que l'on soupçonne être produits par des restes de supernovae, sont déviés par les champs magnétiques chaotiques de notre Galaxie et atteignent de manière isotrope la Terre. La mise en évidence de l'accélération des particules dans ces sources serait apportée par la détection de l'émission- γ de restes de supernovae en coquille.

La forme de ces objets, celle d'une coquille, est interprétée comme l'onde de choc créée par le gaz de la nébuleuse en expansion avec le milieu interstellaire. L'extension est plus grande que dans le cas des plérior, ce qui signifie un âge plus grand (~ 100000 ans), nécessaire à l'accélération des protons, jusqu'à une énergie typique de 10^{15} eV. Cette dernière accélération s'effectue au niveau de l'onde de choc, via un mécanisme de Fermi.

Le spectre à haute énergie serait constitué de 3 composantes [28] :

- au MeV, une émission par rayonnement de freinage des électrons dans le gaz environnant,
- entre quelques dizaines de MeV et quelques TeV, une interaction entre protons accélérés et protons du milieu interstellaire produisant des pions neutres,
- au-delà du TeV, une diffusion Compton inverse des électrons sur les photons ambiants.

C'est la seconde composante, dépendante de la quantité de matière interstellaire balayée, qui est révélatrice de l'accélération des protons.

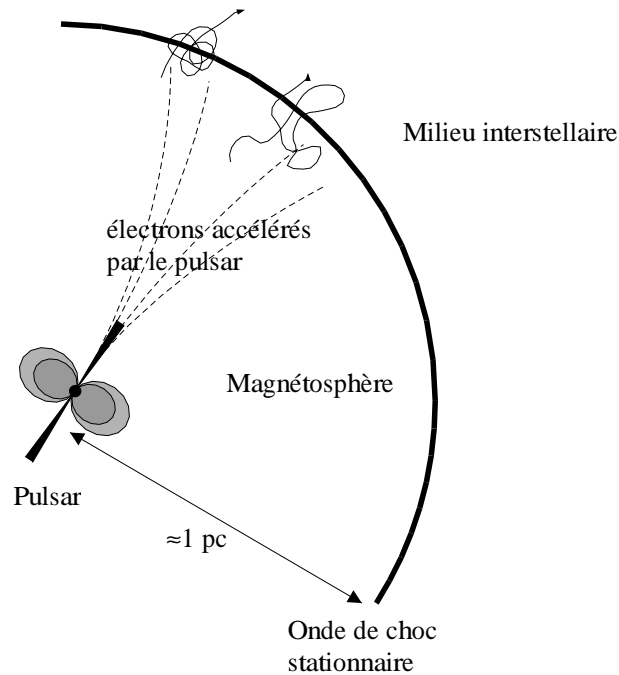


FIG. 4.14: Schéma d'un plérion. Le vent des électrons accélérés par le pulsar entretient une onde de choc stationnaire contre les restes de matière de la supernova et le milieu interstellaire, à une distance de l'ordre de 1 pc du pulsar. Les électrons sont aussi réaccélérés au niveau de l'onde du choc par un mécanisme de Fermi [7].

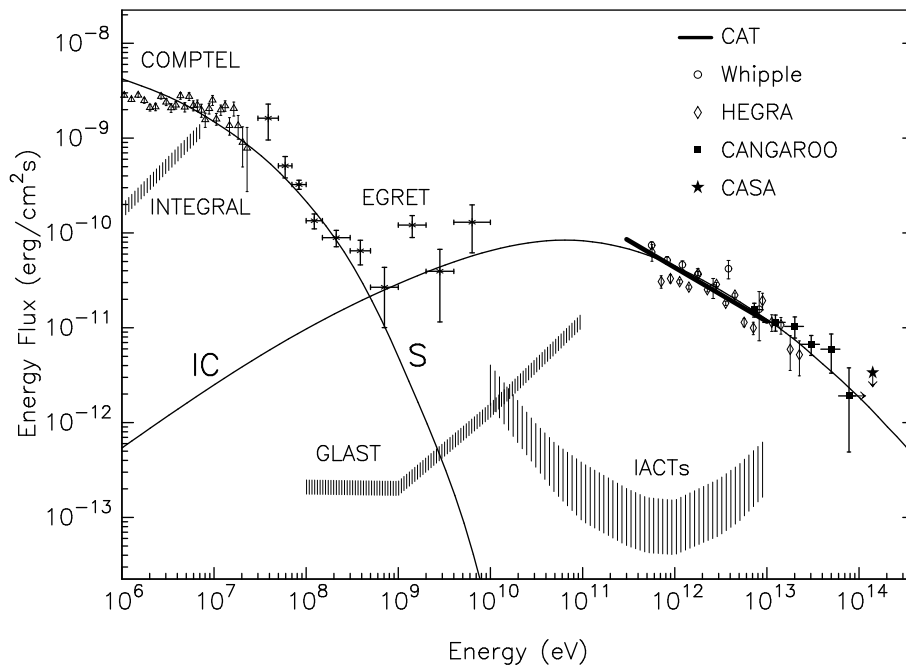


FIG. 4.15: Spectre de densité d'énergie ($E^2 dN/dE$) du plérion au coeur de la nébuleuse du Crabe, depuis le domaine des X durs aux γ de haute énergie comparé aux niveaux de sensibilité attendus pour l'expérience GLAST et la prochaine génération de réseaux d'imageurs (notés IACTs). La composante à basse énergie est due à l'émission synchrotron (S) des électrons, et la composante de haute énergie à l'émission Compton Inverse (IC) des électrons sur les photons ambiants [59].

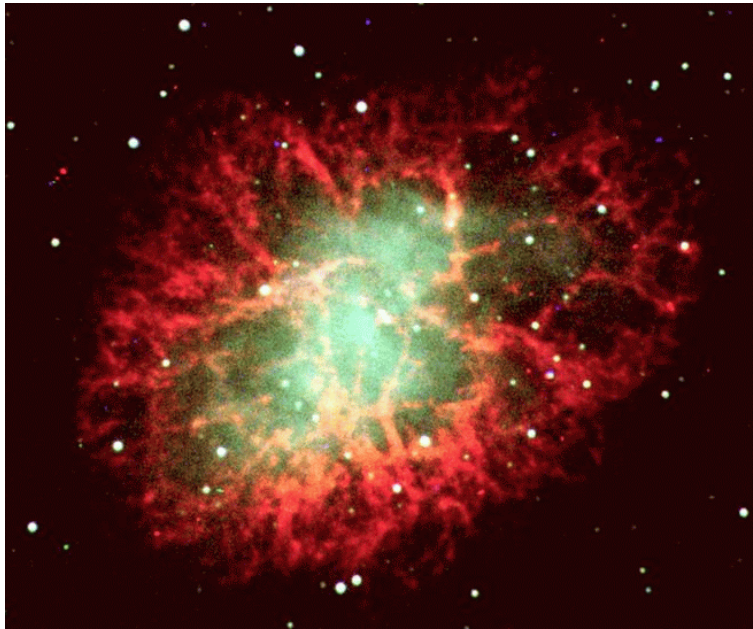


FIG. 4.16: *Image, par le télescope spatial Hubble [26], de la nébuleuse du Crabe, supernova qui explosa en 1054 et fut observée par les astronomes chinois et japonais.*

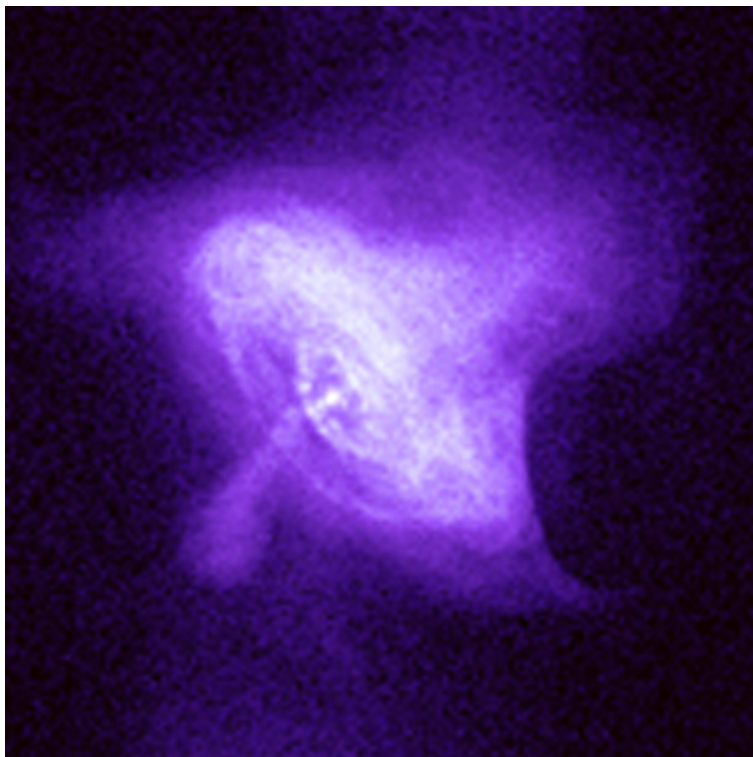


FIG. 4.17: *Image, par le satellite X Chandra [27], de la nébuleuse du Crabe. Le tore interne de photons serait produit par l'onde de choc du vent relativiste d'électrons avec les restes de matière éjectée de la supernova.*

4.5 Sources- γ ponctuelles et extragalactiques

4.5.1 Noyaux actifs de galaxie

Description

La géométrie d'un noyau actif de galaxie (AGN - Active Galaxi Nucleus) est la suivante :

- Un trou noir d'une masse de quelques $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$ est niché au coeur d'une galaxie.
- Un disque en rotation autour du trou noir accrète la matière et émet un rayonnement thermique du domaine optique au domaine X. Le disque a une taille de l'ordre de 0.1 pc, la partie qui rayonne une taille vraisemblablement inférieure à 0.01 pc, cette dernière considération étant essentielle pour expliquer la rapide variabilité de l'objet.
- Un tore de poussière, plus froid et visible notamment en infrarouge, enveloppe à son tour le disque. La taille du tore est de l'ordre de $10^2 - 10^3$ pc.
- Des nuages de matière ionisée gravitent autour de l'ensemble : les nuages éloignés du centre ont une petite vitesse et émettent des raies d'émission étroites, tandis que les nuages plus proches du centre possèdent une grande vitesse et émettent des raies élargies par effet Doppler.
- Enfin, certains noyaux actifs possèdent des jets relativistes s'étendant le long de l'axe de rotation du système jusqu'à des distances de quelques Mpc, ceux-ci émettent dans le domaine radio (**fig. 4.18**). Ces mêmes jets, et plus particulièrement leurs bases, seraient le site privilégié d'une émission γ de haute énergie.

Une description d'un noyau actif de galaxie est donnée sur les **figures 4.19 et 4.20**.

Seuls quelques pourcents des galaxies sont dites actives. L'intensité de l'émission radio et l'orientation du jet par rapport à l'observateur (**fig. 4.21**) permettent de classer les noyaux actifs de galaxies . 5% des noyaux actifs de galaxie présentent une émission radio forte, et 1% des noyaux, appelés blazars, une émission radio forte et un jet dirigé vers la Terre. Ces derniers sont des sources de haute luminosité en γ et des objets très variables avec un temps caractéristique, de l'ordre de l'heure à la dizaine d'heures⁵. Pour une vitesse β du jet défini et un angle θ formé par le jet et la ligne de visée, le facteur Doppler δ vaut [30] :

$$\delta = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (4.1)$$

Une représentation graphique du facteur Doppler en fonction de l'angle, pour quelques facteurs de Lorentz, est montrée sur la **figure 4.22**. Les grandeurs dans le référentiel d'observation et celles dans le référentiel du jet (noté avec un prime) sont reliées par les égalités suivantes :

$$\begin{cases} \Delta E &= \delta \Delta E' \\ \Delta t &= \delta^{-1} \Delta t' \\ \Delta \Omega &= \delta^{-2} \Delta \Omega' \\ \Delta \nu &= \delta \Delta \nu' \end{cases} \rightarrow \left\{ L \propto \frac{\Delta E}{\Delta t \Delta \Omega \Delta \nu} \right\} = \delta^3 L' \quad (4.2)$$

Dans le cas des blazars où l'angle θ est pratiquement nul, le facteur de Doppler δ est maximal (de l'ordre de plusieurs dizaines), permettant, lors du passage du référentiel du jet à celui d'observation, une luminosité différentielle (intégrée) en fréquence amplifiée par un facteur δ^3 (δ^4), une énergie augmentée d'un facteur δ et un temps de variabilité diminué d'un facteur δ^{-1} . Dans le reste de cette section, nous nous référons uniquement à cette classe particulière de noyaux actifs de galaxie.

⁵Pour une revue de la variabilité, on consultera [29].

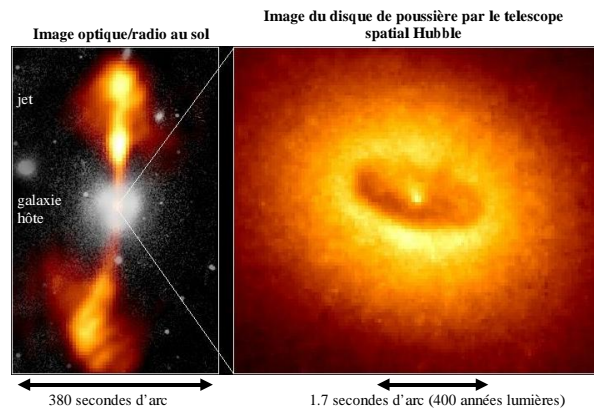


FIG. 4.18: Photographie du noyau de la galaxie NGC 4261 dans les domaines optique et radio par des télescopes au sol, le tore de poussière est résolu par le télescope spatial Hubble.

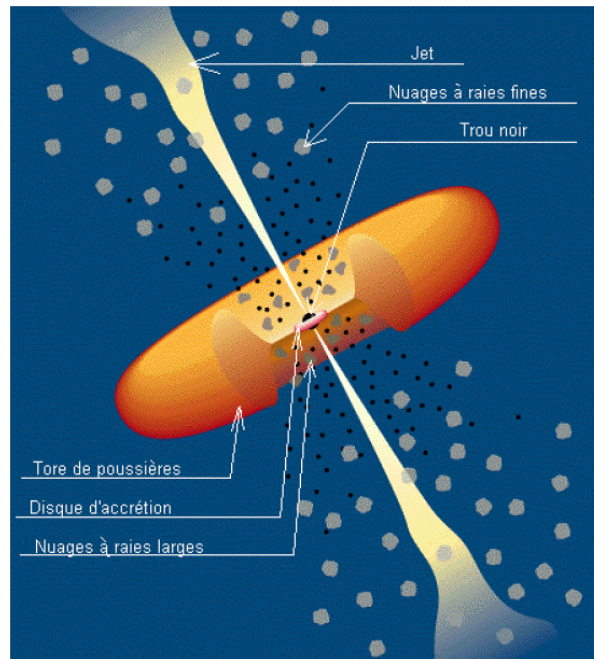


FIG. 4.19: Schéma des principaux composants d'un noyau actif de galaxie (l'échelle n'est pas respectée) : un trou noir supermassif accréant de la matière sous forme de disque, un tore de poussières plus grand, des jets, et des nuages de gaz responsables pour l'émission des raies larges et étroites [33].

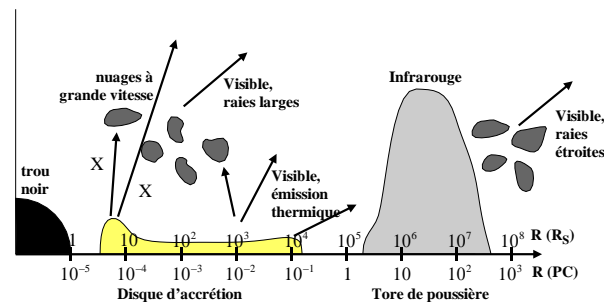


FIG. 4.20: Emission dans le visible par un noyau actif de galaxie. Les dimensions transverses sont données en Parsec et en unité de rayon de Schwarzschild [7].

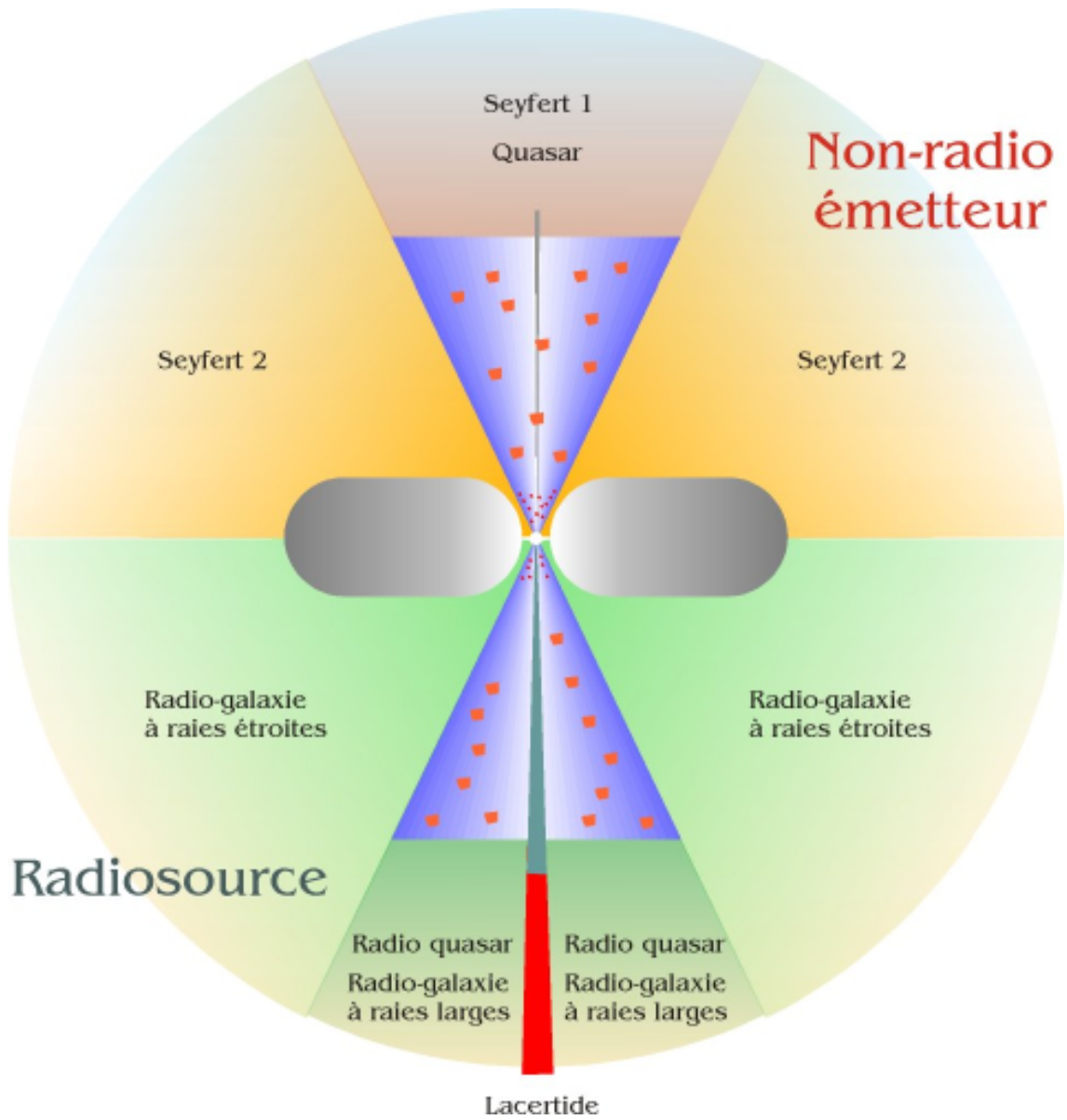


FIG. 4.21: Zoologie des noyaux actifs de galaxie [34].

Spectre des blazars

Le spectre en énergie des blazars est véritablement particulier : d'une part, on note une structure à deux bosses dans le plan $(E^2 dN/dE, E)$ et d'autre part, le flux intégré en énergie varie au cours du temps. La bosse de basse fréquence est due à un rayonnement synchrotron des électrons accélérés dans le jet, tandis que la source de l'émission à haute énergie n'est pas identifiée et dépend du modèle théorique choisi (modèle leptonique ou modèle hadronique).

Le modèle leptonique [31] se base sur l'accélération d'électrons (**fig. 4.23**). Si des électrons de haute énergie distribués au sein d'une région compacte du jet se déplacent à vitesse relativiste, alors l'interaction de ceux-ci avec le champ magnétique ambiant permet la production d'une émission synchrotron s'étendant du domaine radio au domaine X. La production de γ s'effectue par diffusion Compton inverse, soit entre les électrons et les photons précédemment produits (modèle SSC - Synchrotron Self-Compton), soit entre les électrons et les photons provenant des nuages entourant le jet ou le disque d'accrétion (modèle EC - External Compton). L'ensemble de ces émissions est isotrope dans le référentiel du jet mais fortement focalisé dans un référentiel au repos.

Un exemple est montré sur les **figures 4.24 et 4.25**. La première figure montre le flux en fonction de l'énergie, pour les journées du 7, 11 et 16 avril 1997. Les points expérimentaux sont comparés à un modèle SSC, l'effet de l'absorption par le fond infrarouge extragalactique est prise en compte. La seconde figure montre les flux du 2 au 20 avril 1997 en γ , X et radio. La corrélation entre les flux X et γ suggère un modèle SSC, où une même population d'électrons est à l'origine des deux flux : émission synchrotron pour le premier, effet Compton inverse pour le second.

Le modèle hadronique [32] se base sur l'accélération de protons. Les protons provenant du disque d'accrétion du trou noir sont accélérés par onde de choc dans les jets, via des processus de Fermi. L'interaction de ces protons avec les photons ambiants - provenant du disque d'accrétion, de l'émission synchrotron du jet, ou encore des nuages isolés entourant le jet - produit des π^0 , ces derniers se désintégrant en γ . Ces mêmes γ , interagissant avec le champ magnétique du jet, crée des paires e^+e^- . Les paires peuvent, soit créer des cascades électromagnétiques productrices de γ , ou encore, engendrer des γ par diffusion Compton inverse avec le champ de photons ambiants et avec le rayonnement synchrotron des électrons. Des électrons sont aussi créés par désintégration de π^\pm , ces derniers étant émis par photoproduction sur les protons.

Prospective

Quelque soit le modèle considéré, les blazars émettent des γ dans la gamme d'énergie du GeV au TeV. Or ces derniers interagissent avec le fond cosmologique infrarouge, créant des paires e^+e^- et modifiant leur spectre en énergie. Comme les blazars se situent à des distances forts différentes, et à condition de bien modéliser leurs spectres, on peut ainsi sonder ce fond infrarouge en fonction du décalage vers le rouge (*redshift*). Insistons sur le fait qu'il est nécessaire de disposer d'une haute statistique de blazars à différents *redshifts*, afin de pouvoir s'affranchir des incertitudes sur la modélisation de ces sources.

Une étude prédit pour AMS la détection d'environ 500 blazars par an [37]. AMS complètera ainsi le spectre en énergie dans la région du GeV au TeV : cette région correspond à la montée de la bosse γ (pour un blazar du type Markarian 501). La corrélation avec un satellite X sera précieuse. En outre, l'effet du fond infrarouge sur les spectres pourra aussi être étudié.

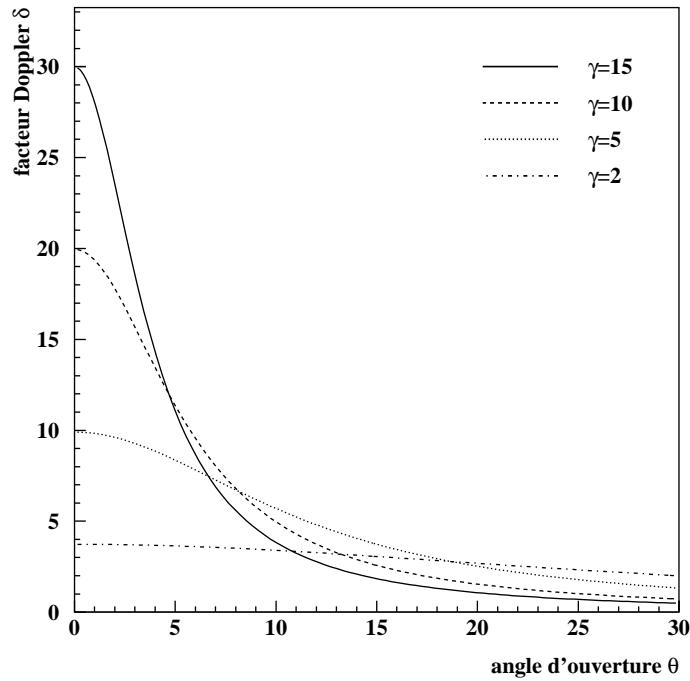


FIG. 4.22: Facteur Doppler δ en fonction de l'angle d'ouverture θ .

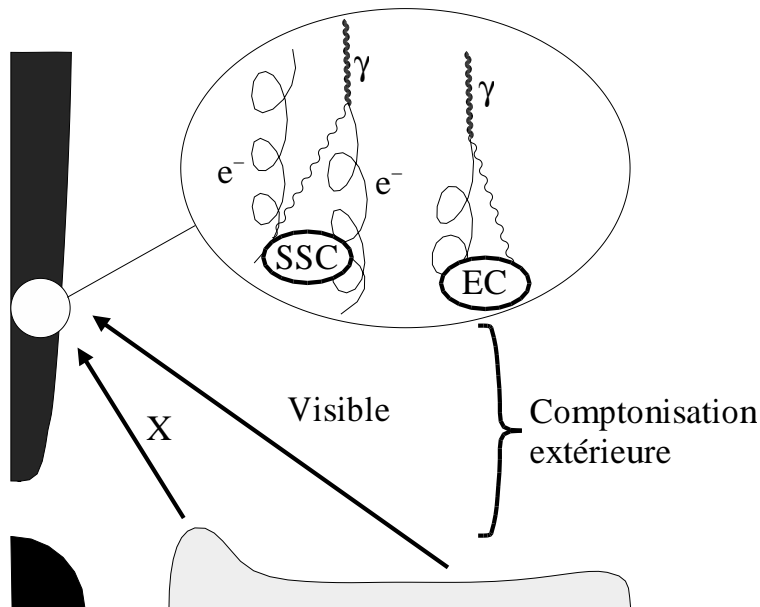


FIG. 4.23: Emission de γ de haute énergie par le jet d'un noyau actif de galaxie. Dans la cadre du modèle leptonique, les γ de haute énergie (en gras) sont émis par effet Compton inverse des électrons relativistes soit sur les photons synchrotron émis par ces électrons dans le cas du modèle SSC, soit sur les photons de basse énergie émis par le disque d'accrétion et les nuages environnants dans le cas du modèle EC [7].

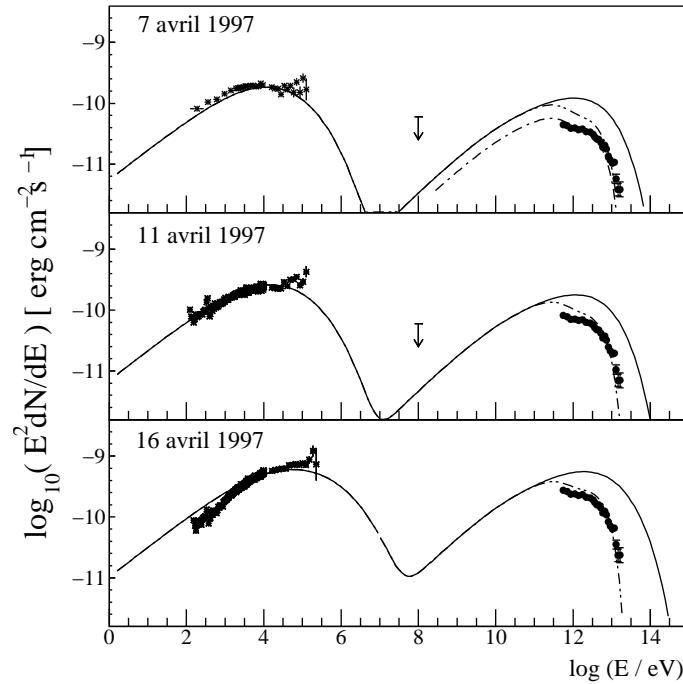


FIG. 4.24: Spectre de densité d'énergie $E^2 dN/dE$ de Markarian 501 observé par BeppoSAX en X et par HEGRA au TeV à trois périodes (la flèche verticale représente la limite supérieure obtenue par EGRET). Les courbes en trait plein montrent les résultats dans le cas du modèle SSC, les courbes en tiret l'absorption par le fond infrarouge extragalactique. Dans le cadre du modèle SSC, la première bosse est due à un rayonnement synchrotron, et la seconde bosse à une émission Compton inverse [35].

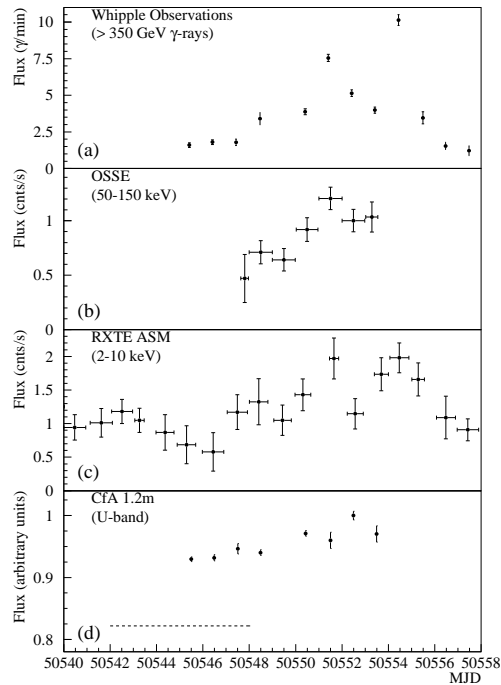


FIG. 4.25: Observations simultanées de Markarian 501 en γ , X, et radio, du 2 avril 1997 (MJD 50540) au 20 avril 1997 (MJD 50558) [36].

4.5.2 Sursauts- γ

Historique

Les sursauts- γ (GRBs - Gamma-Ray Bursts) ont été découverts dès 1967 par les satellites militaires américains Vela, chargés de surveiller d'éventuels essais nucléaires soviétiques dans l'atmosphère. A cause du caractère confidentiel des satellites, la découverte des sursauts est rendue publique seulement 6 ans plus tard. L'émission γ non répétitive des sursauts- γ est brève (de l'ordre de 10 ms à 1000 s) et intense (le signal intégré correspondant à l'énergie de masse du soleil, de l'ordre de 10^{47} Joules). Durant les années 90, les sursauts- γ ont bénéficié de trois découvertes majeures.

En premier lieu, le détecteur BATSE à bord de CGRO a observé, de 1991 à 2000, 2704 sursauts- γ , soit en moyenne 0.82 sursaut- γ par jour : la répartition finale sur la carte du ciel (**fig. 4.27**) a montré le caractère isotrope de tels objets. Cependant la localisation étant précise à 5° , la recherche de contreparties optiques était difficilement envisageable.

Ensuite, des émissions dans d'autres longueurs d'onde associées à un sursaut- γ - GRB970228 - ont été trouvées. Ainsi le 28 février 1997, une source X associée à ce sursaut a été identifiée huit heures après celui-ci, par le satellite BeppoSAX. Grâce à une localisation précise à moins de 3 minutes d'arc près sur la source X, une contrepartie optique a été aussi découverte, cette dernière étant constituée d'une source ponctuelle de magnitude 20, adjacente à une nébuleuse rouge. Cette émission optique fut suivie plusieurs mois et on observa une décroissance lente de la luminosité qui se stabilisa à une magnitude 28 après une centaine de jours. Depuis cette date, on observe des sursauts- γ avec une contrepartie optique, à un rythme de 5 à 10 par an.

Enfin deux mois plus tard, le télescope KECK a permis l'observation de raies d'absorption dans la contrepartie optique de GRB970508, sursaut observé par BATSE et BeppoSAX. Ces raies d'absorption sont produites par le gaz de la galaxie d'origine du sursaut. Le décalage vers le rouge mesuré ($z=0.835$) démontre que le sursaut était situé à une distance cosmologique. Grâce aux observations de KECK et de HUBBLE, la contrepartie fut associée à une galaxie naine. Depuis, divers décalage vers le rouge ont été mesurés, de $z=0.0085$ pour GRB980425 à $z=3.418$ pour GRB971244.

Plus récemment, l'année 2003 a été riche de trois avancées :

- La possible découverte de la polarisation linéaire de l'émission- γ , à un niveau de $(80 \pm 20)\%$, pour le sursaut GRB021206 indiquerait l'existence synchrotron d'électrons relativistes dans un champ magnétique [38]. Ce résultat est contredit, d'autres physiciens estiment qu'aucune contrainte significative ne permet d'affirmer l'existence d'une polarisation [39]. La prudence semble être de mise, certains ne rejettent ni l'hypothèse d'une polarisation nulle, ni celle d'une polarisation non nulle [40].
- Il est établi, par analyse spectroscopique, que certains sursauts- γ longs (où la durée de l'émission- γ est supérieure à la seconde) tels GRB030329 (**fig. 4.26**) sont liés à une supernovae de type Ic [41]. Ces sursauts longs sont ainsi liés aux effondrements des étoiles massives.
- Le sursaut GRB030501 a montré la capacité du satellite INTEGRAL à distribuer une alerte seulement 30 secondes après le début du sursaut, avec une incertitude sur la position de seulement ~ 4 minutes d'arc [42]. La compréhension des sursauts- γ peut donc reposer désormais sur la stratégie d'observation suivante :
 - détection par des satellites X/ γ avec une incertitude sur la position de quelques minutes d'arc et une alerte donnée en quelques secondes,
 - réaction rapide par de petits télescopes robotisés avec une position à quelques secondes d'arc près,
 - étude de la courbe de lumière durant les premiers jours par des télescopes de la taille de 1-4 m,
 - spectroscopie optique sur quelques semaines avec des télescopes de la taille de 8 m pour la mesure du décalage vers le rouge,
 - observations radio pour la connaissance de l'énergie cinétique totale dissipée par l'explosion.

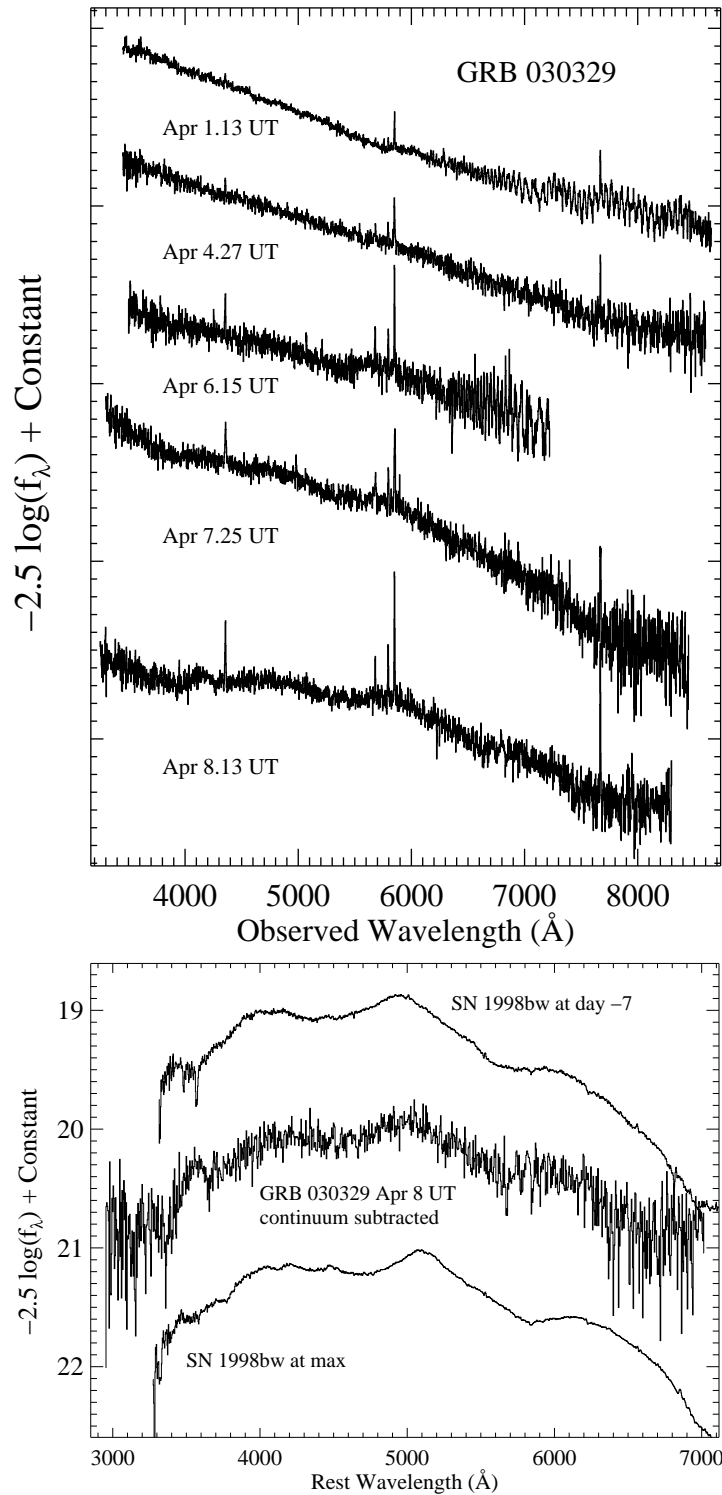


FIG. 4.26: *En haut*, évolution du spectre de GRB030329/SN2003, du 1er au 13 avril 2003 (de 2.64 à 9.64 jours après le sursaut). Les spectres des premiers jours consistent en une loi de puissance ($F_\nu \propto \nu^{-0.9}$) avec des raies d'émission étroites provenant de régions d'hydrogène ionisé dans la galaxie-hôte à un redshift de $z=0.168$. Les spectres pris après le 5 avril montrent le développement de bosses caractéristiques d'une supernovae, à approximativement 4200 et 5000 Å. *En bas*, spectre du 8 avril avec la loi de puissance soustraite. Le spectre obtenu montre bien les bosses à 4200 et 5000 Å, ce spectre est similaire à celui de SN1998bw une semaine avant le maximum de lumière. La correspondance n'est pas aussi bonne pour SN1998bw au maximum de lumière, particulièrement à petite longueur d'onde [41].

Description et modèle de la boule de feu

La haute intensité du rayonnement des sursauts- γ et les distances cosmologiques mises en jeu indiquent une grande luminosité intrinsèque. De plus, la variation rapide du signal γ suggère une région émettrice avançant vers l'observateur avec un mouvement relativiste. Le facteur de Lorentz est de l'ordre de plusieurs centaines⁶. Ces grandes valeurs du facteur de Lorentz font des sursauts- γ des candidats sérieux pour l'accélération des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

Le modèle de la boule de feu en expansion ultra-relativiste [43][44] est capable d'expliquer la brièveté associé au sursaut- γ . On considère un plasma chaud de γ , électrons et positons en équilibre thermique. La profondeur optique - distance au bout de laquelle un γ interagit avec un autre γ pour donner une paire e^+e^- - étant faible devant les dimensions du plasma, les γ ne peuvent pas s'échapper. Le plasma suit une expansion relativiste et adiabatique de ce plasma, la température décroît. Lorsque cette dernière atteint 0.5 MeV, les γ n'ont plus assez d'énergie pour créer des paires e^+e^- : le taux de particules chargées décroît, au fur et à mesure que qu'électrons et positons s'annihilent. A une température de 20 KeV, le plasma est transparent aux γ , et toute l'énergie est libérée en un temps pouvant être très bref. Les photons qui s'échappent ont une énergie de 20 KeV dans le référentiel de la boule de feu, mais cette énergie est dans le référentiel de l'observateur multipliée par le facteur de Lorentz de la boule de feu (4.28).

Ce modèle fournit une explication correcte pour la brièveté du phénomène, mais avec des facteurs de Lorentz de plusieurs centaines, l'émission prédite dépasse difficilement quelques MeV. Dans la version initiale du modèle, l'éjecta est supposé complètement leptonique et toute l'énergie est rayonnée afin de produire le sursaut. Le spectre prédit est thermique, et en contradiction avec les observations. Pour éviter ce problème, on suppose une petite pollution en baryons lorsque l'énergie est libérée. L'éjecta relativiste ne devient optiquement fin qu'à grande distance de la source, de nouveaux processus convertissent une fraction de l'énergie cinétique en radiation et produisent le sursaut et la contrepartie observés.

Ces considérations conduisent à un scénario en trois étapes [45].

- Le moteur central est d'origine stellaire mais très mal connu : un événement initial libère une grande quantité d'énergie. L'événement initial pourrait être une coalescence d'une étoile à neutrons avec une autre ou avec un trou noir, ou un effondrement gravitationnel d'une étoile très massive, les dimensions typiques sont une masse de 3 à 10 masses solaires pour un disque d'accrétion d'une centaine de kilomètres. L'énergie libérée est injectée dans un éjecta hautement relativiste.
- A grande distance de la source, l'éjecta relativiste devient transparent et une partie de l'énergie cinétique est utilisée pour produire le sursaut- γ . Les photons γ sont émis soit directement par rayonnement synchrotron des électrons accélérés, soit par effet Compton inverse des photons synchrotron sur les électrons.
- A encore plus grande distance, la décélération de l'éjecta relativiste par le milieu local devient importante. Si l'énergie cinétique restante après la seconde étape est toujours appréciable, un choc fort apparaît - le choc externe - et se propage dans le milieu interstellaire. Les électrons accélérés en arrière de ce choc rayonnent et produisent la contrepartie observée.

Dans la [table 4.3](#), les trois étapes sont résumées, les échelles caractéristiques sont aussi données.

⁶Cet ordre de grandeur est à comparer au facteur de Lorentz de plusieurs dizaines pour les jets des blazars.

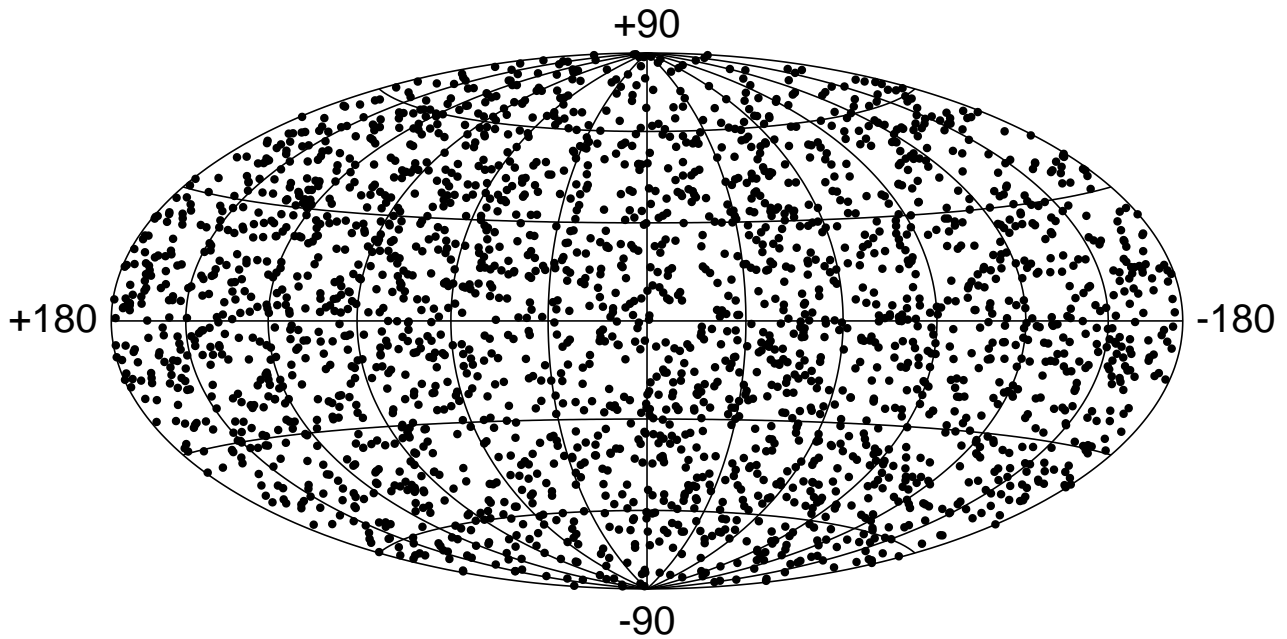


FIG. 4.27: Répartition sur la carte céleste des 2704 sursauts- γ vus par BATSE.

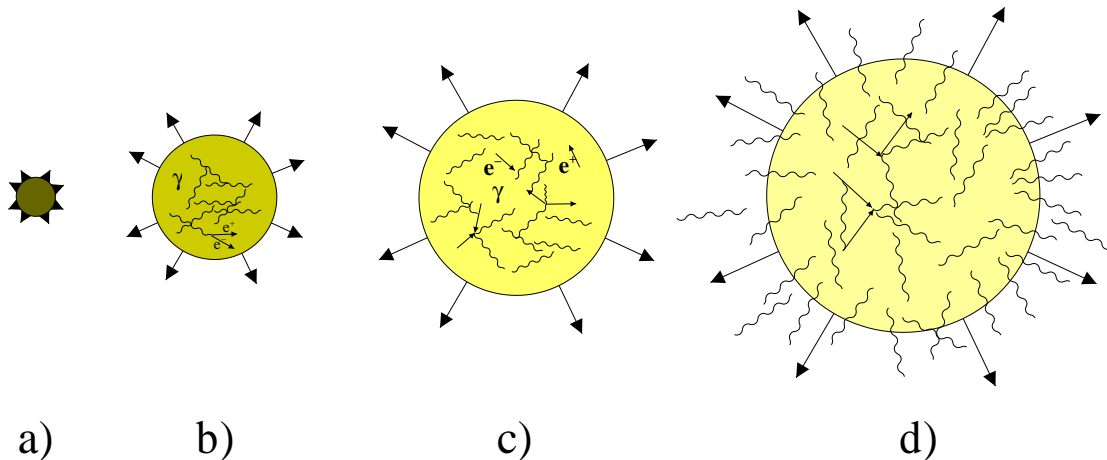


FIG. 4.28: Modèle de la boule de feu en expansion ultra-relativiste. Une explosion initiale (en a)) libère une grande quantité de γ se convertissant en paires e^+e^- (en b)). Il se forme un plasma électromagnétique (γ , électrons et positons), opaque aux γ (en c)). La température du plasma, en expansion ultra-relativiste, diminue. A 0.5 MeV, le taux de particules chargées décroît au fur et à mesure que les électrons et positons s'annihilent. A 20 KeV, le plasma est transparent aux photons, les rayonnements X et γ s'échappent [7].

Moteur central	10-100 km	éjecta relativiste facteur de Lorentz > 100
Emission prompte γ	100 millions de km ~ 300 secondes-lumière	transparence énergie cinétique \rightarrow radiation
Contreparties X, visible, radio	100 milliard de km ~ 4 heures-lumière	décélération \rightarrow choc externe avec le milieu interstellaire

TAB. 4.3: *Le scénario théorique en trois étapes pour les sursauts- γ [45].*

Un modèle concurrent est le modèle *cannonball* (boulet de canon) [46]. On s'intéresse à la phase explosive de l'effondrement d'une étoile massive. On considère qu'une partie de la matière éjectée retombe vers le coeur de l'étoile et s'enroule pour former un anneau. L'accrétion de matière génère des jets discontinus qui percutent le gaz éjecté par la supernova : une intense émission γ est provoquée.

Enfin, une hypothèse raisonnable et qui s'accorde avec le modèle de la boule de feu est que l'énergie initiale ne soit pas dissipée dans toutes les directions, mais au contraire étroitement focalisée : deux jets de matière seraient éjectés de part et d'autre d'un trou noir en rotation. La dispersion uniforme des sursauts- γ s'expliquerait par la répartition au hasard des jets. Néanmoins, les observations disponibles suggèrent la formation de jets seulement dans certains sursauts : c'est encore un sujet de débat [47].

Prospective

A cause de la courte émission- γ et de la nécessité d'un pointage, les sursauts- γ sont difficiles à observer. Les détecteurs- γ au sol avec un champ de vue au maximum égal à 5° et un cycle utile de 10% sont, sur ce sujet, désavantagés par rapport à un instrument spatial comme BATSE qui disposait d'un champ de vue de 4π sr avec un cycle utile de 100%. En outre, dans le domaine du TeV, l'absorption des γ par le fond infrarouge oblige à se restreindre aux sursauts proches. Ainsi l'observation des sursauts- γ à haute énergie nécessite un besoin de nouveaux satellites.

On estime pour AMS la détection des GRBs à une quinzaine par an [48]. Pour un sursaut- γ analogue à GRB910503 et d'une durée de 100 secondes, une centaine de γ d'énergie supérieure à un GeV dont une dizaine d'énergie supérieure à 10 GeV seront collectés par le calorimètre d'AMS.

4.6 Sources- γ diffuses

4.6.1 Emission diffuse galactique

Plus de 60% des γ détectés par EGRET proviennent de l'interaction du rayonnement cosmique avec le milieu galactique [49]. Les photons sont engendrés, d'une part, par la décroissance des pions neutres, résultats de l'interaction des protons et du gaz interstellaire, et d'autre part, par le rayonnement de freinage des électrons et la diffusion inverse Compton entre électrons et photons de basse énergie. Les contributions relatives dépendent des spectres en énergie des noyaux et électrons interstellaires, des valeurs des champs magnétiques et des distributions de gaz.

La **figure 4.29** permet la comparaison entre les mesures de l'émission diffuse galactique et un modèle prenant en compte les contributions discutées ci-dessus. Au-delà du GeV, on note, d'une part, un excès du spectre moyen mesuré par rapport au modèle, et d'autre part, que le spectre est modélisable par la loi de puissance suivante :

$$\frac{dN}{dE} = 2.87 \times 10^{-5} \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right)^{-2.63} (cm^2.s.sr.GeV)^{-1} \quad (4.3)$$

Le programme GALPROP [51] a pour but de modéliser la propagation des rayons cosmiques dans la Galaxie et de confronter les résultats de cette modélisation aux données observationnelles, et en particulier à celles sur l'émission- γ diffuse. Des spectres initiaux de protons et électrons légèrement différents de ceux observés sur Terre sont considérés : les données sur les spectres d'antiprotons sont utilisées pour estimer le spectre des protons, celles sur l'émission- γ diffuse pour estimer le spectre des électrons. Les spectres de protons et d'électrons prédits pour une observation sur Terre sont compatibles avec ceux mesurés, à cause des fluctuations dues aux pertes par énergie ou à la propagation. Le spectre de l'émission diffuse γ de 30 MeV à 100 GeV est alors non seulement reproduit, mais le ciel- γ l'est également, autant en latitude qu'en longitude. Bien que le modèle utilisé ne soit pas unique, notamment dans le choix de la taille du halo, des coefficients de diffusion, des sources, du spectre des rayons cosmiques, les résultats obtenus ont aussi le mérite d'être en accord avec les données des antiprotons et positrons.

4.6.2 Emission diffuse extragalactique

L'émission- γ extragalactique, isotrope, a aussi été exploré par EGRET [52]. Le spectre suit une loi de puissance, continue de quelques dizaines de MeV à quelques dizaines de GeV, d'indice spectrale 2.10 ± 0.03 . La modélisation du spectre est la suivante (**fig. 4.30**) :

$$\frac{dN}{dE} = (7.32 \pm 0.34) \times 10^{-6} \left(\frac{E}{0.451 \text{ GeV}} \right)^{-2.10 \pm 0.03} (cm^2.s.sr.GeV)^{-1} \quad (4.4)$$

Or EGRET a mesuré des spectres de blazars jusqu'à une énergie maximale de 10 GeV avec des indices spectrales comparables. L'émission extragalactique serait vraisemblablement la superposition de blazars non résolus. Pour confirmer cette hypothèse, il est nécessaire de faire des mesures à haute énergie de l'émission extragalactique et des blazars. La connaissance des spectres à la source des blazars et de l'absorption des γ par le fond infrarouge permettant des prédictions sur la forme du spectre de l'émission extragalactique aux hautes énergies. Certains auteurs attendent ainsi une cassure spectrale de l'émission vers 20 GeV [53].

La mesure des spectres des émissions galactique et extragalactique par AMS est discutée au chapitre 6 de cette thèse.

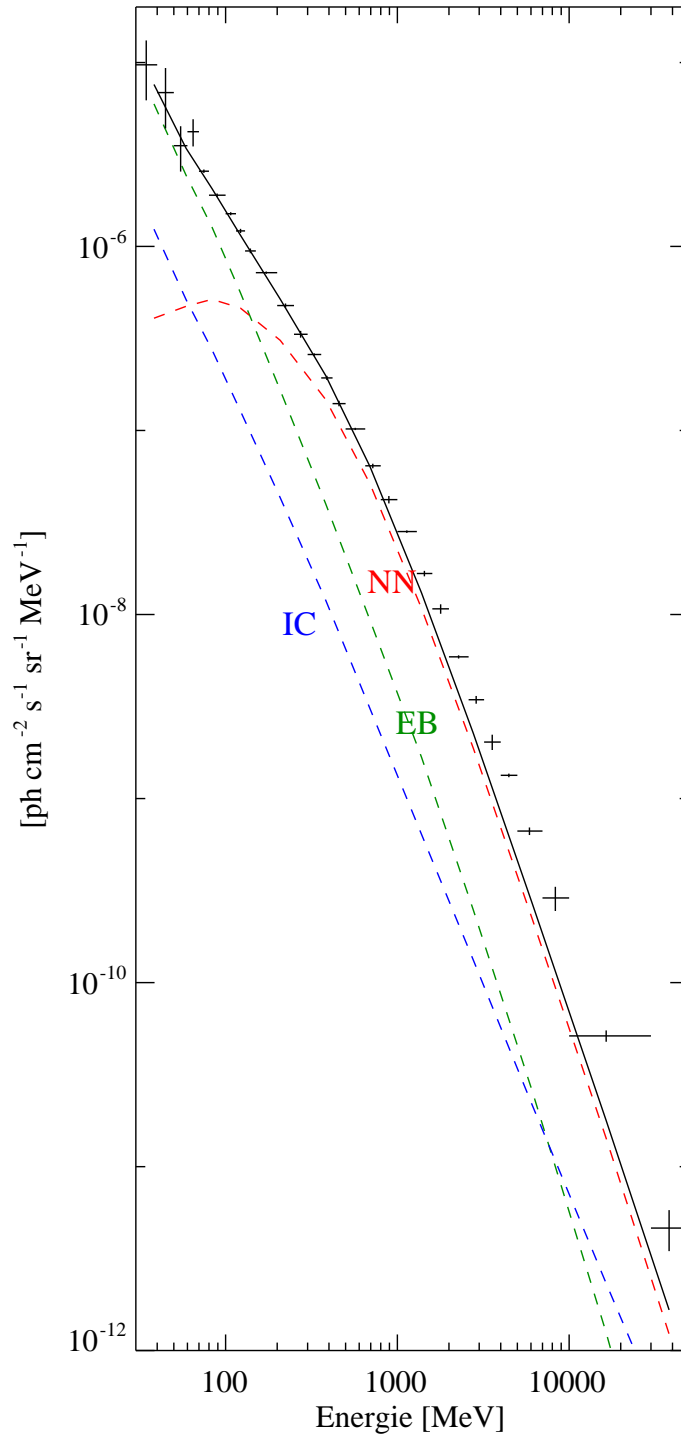


FIG. 4.29: Spectre moyen de l'émission diffuse galactique ($|b| < 10^\circ$, $60 < l < 360^\circ$), par l'instrument EGRET (croix). Un modèle basé sur le spectre observé des rayons cosmiques est montré sous la forme d'une ligne continue. Les mesures deviennent moins précises à partir de 1 GeV. Les composantes du modèle, tels la désintégration de π^0 formés lors des collisions nucléon-nucléon (NN), le rayonnement bremsstrahlung de l'électron (EB), et la diffusion inverse Compton (IC) sont représentés par les lignes en pointillé [50].

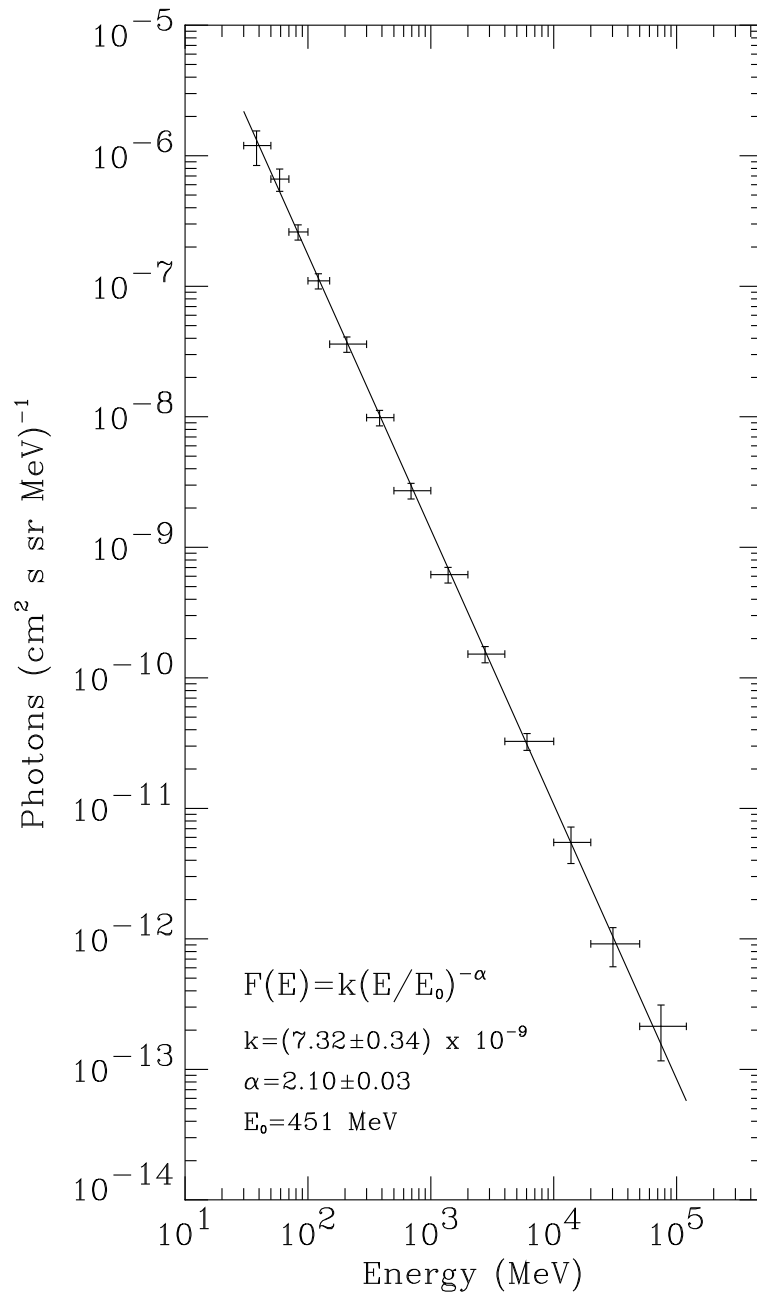


FIG. 4.30: Spectre du fond diffus extragalactique, mesuré par EGRET, de 30 MeV à 120 GeV [52]. Ce spectre est décrit par une simple loi de puissance.

4.7 Le Centre Galactique

Le Centre Galactique n'est pas constitué d'une unique source ponctuelle mais est, au contraire, une région très complexe. Tandis que la mesure des mouvements propres d'étoiles dans la région centrale de la Galaxie a permis la déduction de la présence d'un trou noir de $(2.6 \pm 0.2) M_{\odot}$ au niveau de la source radio Sag A* [54], des émission- γ de haute énergie [55] et de très haute énergie [56] ont aussi été détectées. Divers mécanismes peuvent expliquer cette émission :

- accélération de particules dans des chocs entre vents stellaires ou dans les restes de supernovae,
- interaction des particules accélérées avec la matière ambiante ou les photons,
- ou encore annihilation de particules liées à la matière noire et accumulées au centre.

Deux résultats ont réaffirmé récemment l'intérêt d'une étude du Centre Galactique.

D'une part, les mesures de la raie d'annihilation électron-positon en direction du Centre Galactique ont été réalisées avec le spectromètre SPI installé sur le satellite INTEGRAL (International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory). A la raie de valeur centrale (511.06 ± 0.18) KeV et de largeur (2.95 ± 0.45) KeV est associé un flux égal à $(9.9 \pm 4.7) \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ [57]. Quant à la région d'émission large de $9_{-3}^{+7} \text{ }^{\circ}$, elle est identifiée avec le bulbe galactique [58] (**fig. 4.31**). Puisque le flux mesuré correspond à un taux de production de 1.3×10^{43} positons par seconde, la région centrale de la Galaxie est donc une zone de production de positons très active, qui plus est particulièrement étendue. Ces positons pourraient être formés lors d'explosions d'étoiles particulièrement massives, les hypernovae, ou par désintégration de particules exotiques constituant une matière noire légère.

D'autre part, la collaboration HESS a rapporté la détection d'une source ponctuelle γ de très haute énergie, localisée à moins de $1'$ de Sgr A* [59]. Le spectre mesuré, d'indice spectral $(-2.2 \pm 0.09 \pm 0.15)$, possède un flux intégré, au-dessus d'une énergie de 165 GeV, égal à $(1.82 \pm 0.22) \times 10^{-7} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (**fig. 4.32**). Si l'on interprète le spectre γ observé comme un continuum d'hadronisation dû à l'annihilation de neutralino, la présence possible d'une coupure à 4 TeV implique une masse pour le neutralino le plus léger supérieure à 12 TeV. En général, de telles valeurs de masses sont plutôt défavorisées [17].

En conclusion, l'identification future des diverses sources- γ du Centre Galactique nécessite une très bonne résolution angulaire. Le Centre Galactique constitue actuellement un sujet en pleine évolution où l'accumulation de statistique et la maîtrise du fond seront prépondérants pour une bonne étude.

La mesure du spectre de signaux supersymétriques provenant du Centre Galactique est discutée au chapitre 8 de cette thèse.

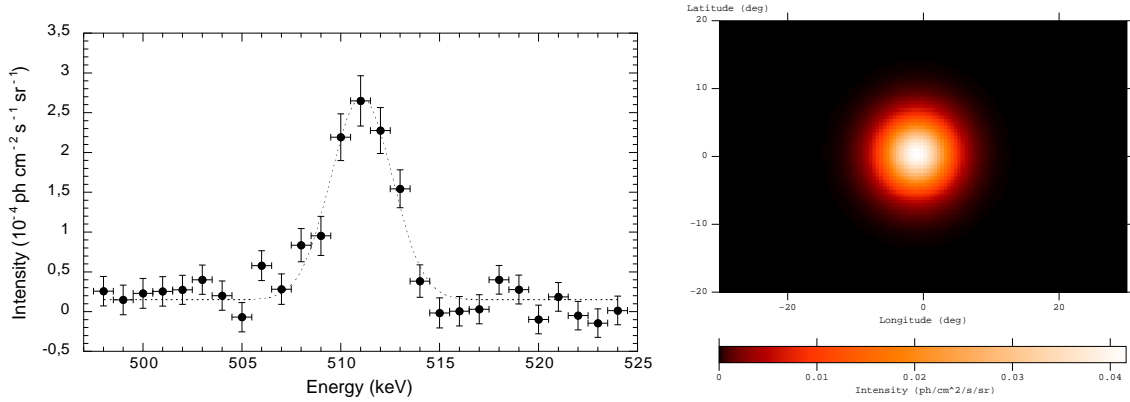


FIG. 4.31: A gauche, spectre à 511 KeV en direction du Centre Galactique mesuré par SPI/INTEGRAL [57]. A droite, cartographie de la région d'émission pour la raie à 511 KeV [58]. La distribution gaussienne s'ajuste au bulbe galactique.

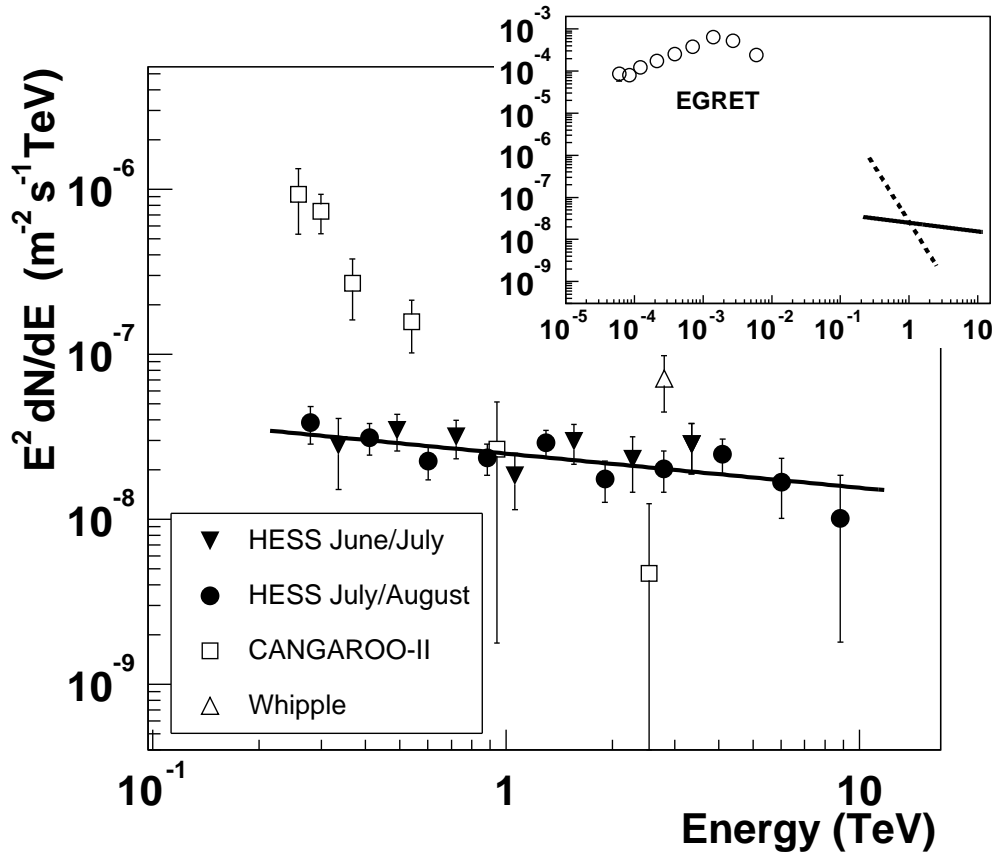


FIG. 4.32: Spectre en énergie des γ en provenance du Centre Galactique [59]. Cercles (triangles) pleins : données de HESS pendant la campagne de Juin/Juillet (Juillet/Août) 2003. Carrés vides : données de CANGAROO-II de 2001 et 2002. Triangles vides : données de WHIPPLE de 1995 à 2003. La figure du haut montre le flux mesuré par EGRET de 1991 à 1995 comparé aux ajustements sur les données de CANGAROO-II (ligne en pointillés) et de HESS (ligne pleine). A cause d'une résolution angulaire de 1° , le flux montré par EGRET peut inclure d'autres sources.

Bibliographie

Intérêt des γ

- [1] **B. Degrange**, Rayonnements cosmiques de haute énergie, (2002)
<http://polywww.in2p3.fr/HESS/documents/annaes.ps.gz>

Détecteurs- γ au sol

Echantillonneurs de particules chargées : MILAGRO

- [2] <http://www.lanl.gov/milagro/>
[3] **G.B. Yodh**, Water Cherenkov Detectors : MILAGRO,
SSR 75 (1996) 199-212

Echantillonneurs Cerenkov : CELESTE

- [4] **M. de Naurois**, L'expérience CELESTE : Reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie γ .
Premières observations de la Nébuleuse du Crabe et du Blazar Markarian 421 entre 30 et 300 GeV,
Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, (2000),
<http://tel.ccsd.cnrs.fr/documents/archives0/00/00/42/61/>

Imageurs Cerenkov : HESS

- [5] **J. Guy**, Premiers résultats de l'expérience HESS et étude du potentiel de détection de matière noire
supersymétrique,
Thèse de Doctorat de l'université Paris VI, (2003),
<http://tel.ccsd.cnrs.fr/documents/archives0/00/00/34/88/>
[6] http://lppn90.in2p3.fr/hess/Construction/Free_Elec/Install_camera1/index-cam1.html
[7] **N. Leroy**, Premières observations du ciel austral dans le domaine du TeV par l'expérience HESS,
Séminaire au LAPP, (2004),
<https://edms.in2p3.fr/file/I-002793/1/Hess.pdf>

Autres Imageurs Cerenkov

- [8] **A. Konopelko et al.**, Performance of the Stereoscopic System of the HEGRA Imaging Air Cherenkov
Telescopes : Monte Carlo Simulations & Observations,
astro-ph/9901199
[9] **A.M. Hillas et al.**, The Spectrum of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula,
ApJ 503 (1998) 744-759
[10] **A. Barrau et al.**, The CAT imaging telescope for very-high-energy gamma-ray astronomy,
NIM A 416 (1998) 278-292
[11] **P. Armstrong et al.**, The University of Durham Mark 6 Gamma Ray Telescope,
astro-ph/9804212

- [12] **T.C. Weekes et al.**, VERITAS : the Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System, *Astropart. Phys.* 17 (2002) 221-243
- [13] **E. Lorentz**, Status of the MAGIC Telescope, *Conférence The Universe viewed in Gamma Rays, Tokyo, Japon (2002)*
<http://hegra1.mppmu.mpg.de/MAGIC/papers/tokyo02/status.pdf>
- [14] **M. Mori**, Status of the CANGAROO-III Project,
astro-ph/0011355

Détecteurs- γ embarqués sur satellites

SAS-2

- [15] **Derdeyn S.M. et al.**, SAS-B Digitized Spark Chamber Gamma Ray Telescope,
NIM 98 (1972) 557-566

EGRET

- [16] **D.J. Thompson et al.**, Calibration of the Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) for the Compton Gamma-Ray Observatory,
ApJS 86 (1993) 629-656
- [17] **R.C. Hartman et al.**, The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma Ray Sources,
ApJS 123 (1999) 79-202
- [18] **I.A. Grenier**, Gamma-Ray sources as relics of recent supernovae in the nearby Gould Belt,
A&A 364 (2000) L93-L96

AGILE

- [19] <http://agile.mi.iasf.cnr.it/>

GLAST

- [20] <http://www-glast.stanford.edu/>

Sources- γ ponctuelles et galactiques

Pulsars

- [21] **A.K. Harding**, Gamma-Ray Pulsars : Models and Predictions,
astro-ph/0012268
- [22] **D.J. Thompson**, Gamma Ray Pulsars : Observations,
astro-ph/0101039

Plérions

- [23] **De Jager, O.C. et al.**, Gamma-Ray observations of the Crab Nebula : A study of the Sychro-Compton spectrum,
ApJ 457 (1996) 253-266
- [24] **T. Tanimori et al.**, Detection of Gamma Rays of up to 50 TeV from the Crab Nebula,
ApJL 492 (1998) L33-L36
- [25] **F.A. Aharonian**, Galactic TeV gamma-ray sources,
Astropart. Phys. 11 (1999) 225-234
- [26] <http://hubble.nasa.gov/>
- [27] <http://chandra.harvard.edu/>

Restes de supernovae en coquille

- [28] **M.G. Baring et al.**, Radio to Gamma-Ray Emission from Shell-Type Supernova Remnants : Predictions from nonlinear shock acceleration models,
ApJ 513 (1999) 311-338

Sources- γ ponctuelles et extragalactiques*Noyaux actifs de galaxie*

- [29] **M.H. Ulrich, L. Maraschi et C.M. Urry**, Variability of Active Galactic Nuclei,
Annual Review of Astronomy and Astrophysics 35 (1997) 445-502
- [30] **A. Celotti**, High Energy Emission of AGN,
Session LXXVIII, Les Houches,
Disques d'accrétion, jets et phénomènes de haute énergie en astrophysique, (2002)
- [31] **G. Ghisellini et al.**, A theoretical unifying scheme for gamma-ray bright blazars,
MNRAS 301 (1998) 451-468
- [32] **J.P. Rachen**, Hadronic blazar models and correlated X-ray/TeV flares,
astro-ph/0003282
- [33] **C.M. Urry, P. Padovani**, Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei,
PASP 107 (1995) 803-845
- [34] <http://www-obs.univ-lyon1.fr/gilles.adam/optionINSA/etoilgal/images/noyau2.jpg>
- [35] **H. Krawczynski, P.S. Coppi, F.A. Aharonian**, Time Dependent Modeling of the Markarian 501 X-ray and TeV Gamma-Ray Data Taken During March and April, 1997,
MNRAS 336 (2002) 721-735
- [36] **M. Catanese et al.**, Multiwavelength Observations of a Flare from Markarian 501,
ApJL 487 (1997) L143 **M. Catanese et al.**, Multiwavelength Observations of a Flare from Markarian 501,
ApJL 487 (1997) L143
- [37] **G. Lamanna**, Gamma-Ray Detection with the AMS detector,
First International Conference on Particle and Fundamental Physics in Space,
La Biodola, Isola d'Elba, Italy, 14-19 Mai 2002,
ams.cern.ch/AMS/Analysis/gamma-pos/elba-lamanna.pdf

Sursauts- γ

- [38] **W. Coburn et S.E. Boggs**, Polarization of the prompt γ -ray emission from the γ -ray burst of 6 December 2002,
astro-ph/0305377
- [39] **R.E. Rutledge et D.B. Fox**, Re-Analysis of Polarization in the γ -ray flux of GRB 021206,
astro-ph/0310585
- [40] **C. Wigger et al.**, Gamma-Ray Burst Polarization : Limits from RHESSI Measurements,
astro-ph/0405525
- [41] **K.Z. Stanek et al.**, Spectroscopic Discovery of the Supernova 2003dh Associated with GRB030329,
astro-ph/0304173
- [42] **V. Beckmann et al.**, Time resolved spectroscopy of GRB030501 using INTEGRAL,
astro-ph/0307070
- [43] **M. Rees et P. Meszaros**, Relativistic fireballs : energy conversion and time-scales
MNRAS 258 (1992) 41P-43P

- [44] **T. Piran**, Gamma-Ray Bursts and the Fireball Model,
Phys. Rep. 314 (1999) 575-667
- [45] **F. Daigne**, Gamma-Ray Bursts,
Session LXXVIII, Les Houches,
Disques d'accrétion, jets et phénomènes de haute énergie en astrophysique, (2002)
http://www2.iap.fr/users/daigne/ARTICLES_PS/leshouches.ps.gz
- [46] **A. Dar et A. De Rújula**, Towards a complete theory of Gamma Ray Bursts,
astro-ph/0308248
- [47] **J.E. Rhoads**, Evidence for and against collimation of gamma ray bursts,
astro-ph/0103028
- [48] **F. Piron**, Gamma-ray Bursts with AMS- γ ,
http://ams.cern.ch/AMS/Analysis/gamma-pos/talk_jpv_182.ps

Sources- γ diffuses

Fond diffus galactique

- [49] **S.W. Digel et al.**, The Origin of Cosmic Rays and The Diffuse Galactic Gamma-Ray Emission,
astro-ph/0110630
- [50] **S.D. Hunter et al.**, EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane,
ApJ 481 (1997) 205-240
- [51] **A.W. Strong, I.V. Moskalenko et O. Reiner**, Diffuse Galactic continuum gamma rays. A model compatible with EGRET data and cosmic-ray measurements.,
astro-ph/0406254

Fond diffus extragalactique

- [52] **P. Sreekumar et al.**, EGRET Observations of the Extragalactic Gamma-Ray Emission,
ApJ 494 (1998) 523-534
- [53] **M.H. Salamon et F.W. Stecker**, Absorption of High-Energy Gamma Rays by Interactions with Extragalactic Starlight Photons at High Redshifts and the High-Energy Gamma-Ray Background,
ApJ 493 (1998) 547-554

Centre Galactique

- [54] **Ghez, A. M. ; Klein, B. L. ; Morris, M. ; Becklin, E. E.**, High Proper-Motion Stars in the Vicinity of Sagittarius A* : Evidence for a Supermassive Black Hole at the Center of Our Galaxy,
Astrophysical Journal 509 (1998) 678-686
- [55] **H.A. Mayer-Hasselwander et al.**, High-energy gamma-ray emission from the Galactic Center,
Astronomy and Astrophysics 335 (1998) 161-172
- [56] **K. Tsuchiya et al.**, Detection of Sub-TeV Gamma Rays from the Galactic Center Direction by CANGAROO-II,
Astrophysical Journal 606 (2004) L115-L118,
K. Kosack et al., TeV Gamma-Ray Observations of the Galactic Center,
Astrophysical Journal 608 (2004) L97-L100
- [57] **Jean et al.**, Early SPI/INTEGRAL measurements of 511 KeV line emission from the 4th quadrant of the Galaxy,
A&A 407 (2003) L55

-
- [58] **G. Weidenspointner et al.**, SPI observations of positron annihilation radiation from the 4th galactic quadrant : sky distribution,
astro-ph /0406178
- [59] **F. Aharonian** Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A*,
A&A 425 (2004) L13-L17
- [60] **J. Ellis, K.A. Olive, Y. Santoso, V.C. Spanos**, Supersymmetric Dark Matter in Light of WMAP,
Phys.Lett. B565 (2003) 176-182

Chapitre 5

Exposition du détecteur

Résumé du chapitre :

AMS ne peut pas pointer : pour connaître la surface et le temps disponibles pour l'ensemble des sources, nous estimons, à partir de la trajectoire de la station, des cartes d'observabilité. La station, située à 386 km d'altitude en moyenne, effectue le tour de la Terre en 91.9 minutes. De plus, la trajectoire est composée d'un mouvement de précession, la période associée étant de 71.1 jours. AMS observe ainsi certaines régions du ciel plus longtemps que d'autres. Ce chapitre décrit comment nous construisons des cartes d'observabilité, et présente les premiers résultats pour quelques sources.

5.1 Méthode pour le calcul des expositions

Pour une période donnée de 91.9 minutes, la trajectoire de la station ISS, localisée à une altitude moyenne de 386 km, est une ellipse¹ inclinée de 51.57° par rapport au plan de l'écliptique, ce dernier contenant la trajectoire de la Terre autour du Soleil. La **figure 5.1** montre la trajectoire d'ISS sur une mappemonde terrestre. En outre, la station est animée d'un mouvement de précession : l'ellipse tourne autour de l'axe de la Terre en 71.1 jours. Sur la station, AMS n'est pas orientable et pointe toujours selon la verticale locale. Du fait de la trajectoire complexe de la station, AMS voit une grande partie du ciel. La connaissance précise des orbites permet de savoir la fraction du temps (sur une période de 71.1 jours ou une année) pendant laquelle une source est visible par le trajectomètre et le calorimètre d'AMS. Nous expliquons dans cette partie comment de telles orbites sont calculées.

5.1.1 Orbite de la station dans le repère équatorial.

Si l'on considère un référentiel galiléen centré sur la Terre, deux repères permettent de localiser une position de la sphère céleste :

- le repère équatorial (**fig. 5.2 et 5.3**) utilise le jeu de coordonnées équatoriales, où la première coordonnée appelée déclinaison varie sur $[-\pi/2, \pi/2]$, et la seconde appelée ascension droite varie sur $[0, 2\pi]$;
- le repère galactique (**fig. 5.4 et 5.5**) utilise le jeu de coordonnées galactiques, où la première coordonnée appelée latitude galactique varie sur $[-\pi/2, \pi/2]$, et la seconde appelée longitude galactique varie sur $[0, 2\pi]$.

¹L'altitude étant pratiquement constante, l'ellipse est en fait un cercle.

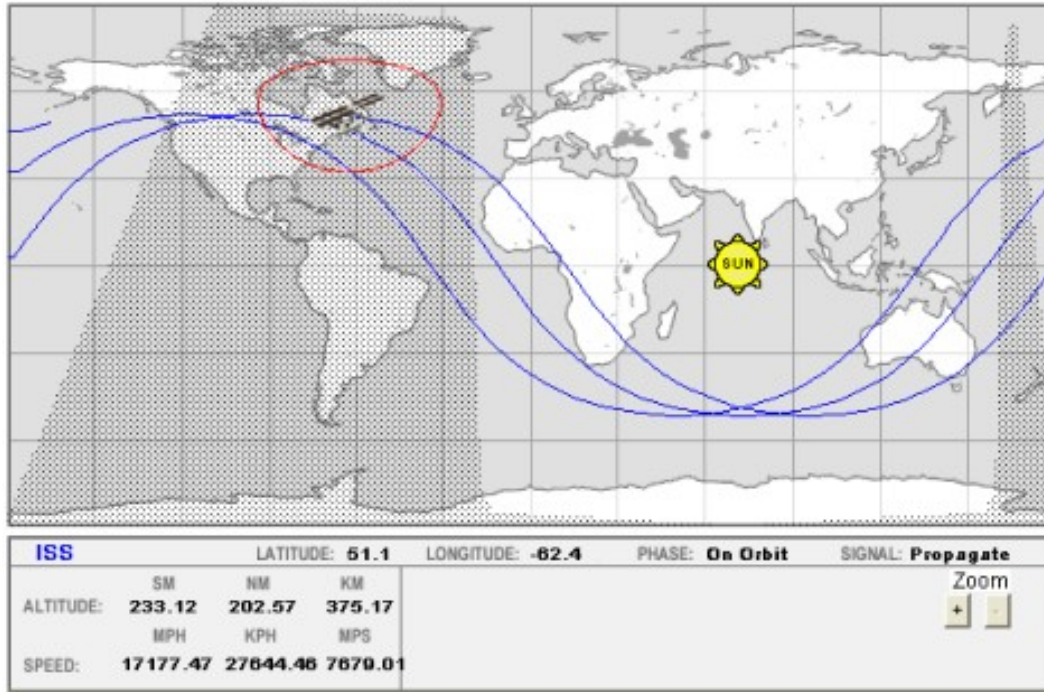


FIG. 5.1: Trajectoire d'ISS projeté sur une mappemonde terrestre : la station monte (descend) jusqu'à une latitude de 51.57° N (51.57° S) [1].

Si l'on s'intéresse au repère équatorial (**fig. 5.6**), les vecteurs unitaires \mathbf{i}_E , \mathbf{j}_E , \mathbf{k}_E le définissant sont tels que : \mathbf{i}_E est colinéaire à l'équinoxe vernal², \mathbf{j}_E est porté par l'axe de rotation de la Terre, et \mathbf{k}_E est le produit vectoriel $\mathbf{j}_E \wedge \mathbf{k}_E$.

Les angles relatifs à la trajectoire de la station sont $\alpha(t)$, $\Omega(t)$ et i :

- $\alpha(t)$ est l'angle que suit la station dans le plan contenant une seule révolution orbitale ; cette révolution dure 91.9 minutes,
- $\Omega(t)$ est l'angle défini par l'équinoxe vernal et l'axe intersecté par le plan défini ci-dessus et celui équatorial ; au bout de 71.1 jours, Ω est égal à 360° ,
- i désigne l'inclinaison fixe du plan contenant une orbite par rapport au plan équatorial.

Les valeurs de ces trois angles sont respectivement :

$$\begin{cases} \alpha(t) &= (360^\circ/91.9 \text{ min}) \times t \\ \Omega(t) &= (360^\circ/71.7 \text{ jours}) \times t \\ i &= 51.57^\circ \end{cases} \quad (5.1)$$

Dans le repère équatorial, l'orbite de la station internationale est définie par les coordonnées angulaires $(\theta, \phi)(t)$, calculée à partir des angles $\alpha(t)$, $\Omega(t)$ et i :

$$\begin{cases} \cos \theta(t) \cos \phi(t) &= \cos \Omega(t) \cos \alpha(t) - \cos i \sin \Omega(t) \sin \alpha(t) \\ \cos \theta(t) \sin \phi(t) &= \sin \Omega(t) \cos \alpha(t) - \cos i \cos \Omega(t) \sin \alpha(t) \\ \sin \theta(t) &= \sin i \times \sin \alpha(t) \end{cases} \quad (5.2)$$

²L'équinoxe vernal est l'axe que croisent l'équateur céleste, projection de l'équateur terrestre sur la sphère céleste, et l'écliptique.

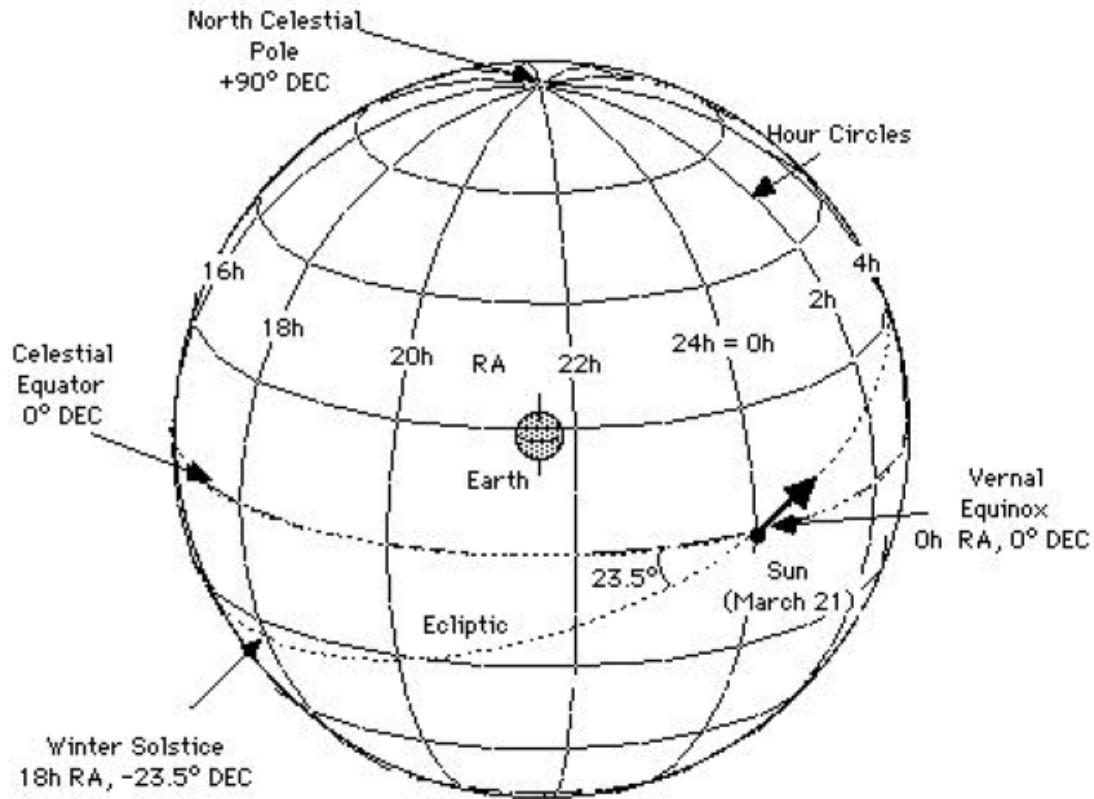


FIG. 5.2: Description du repère équatorial [2].

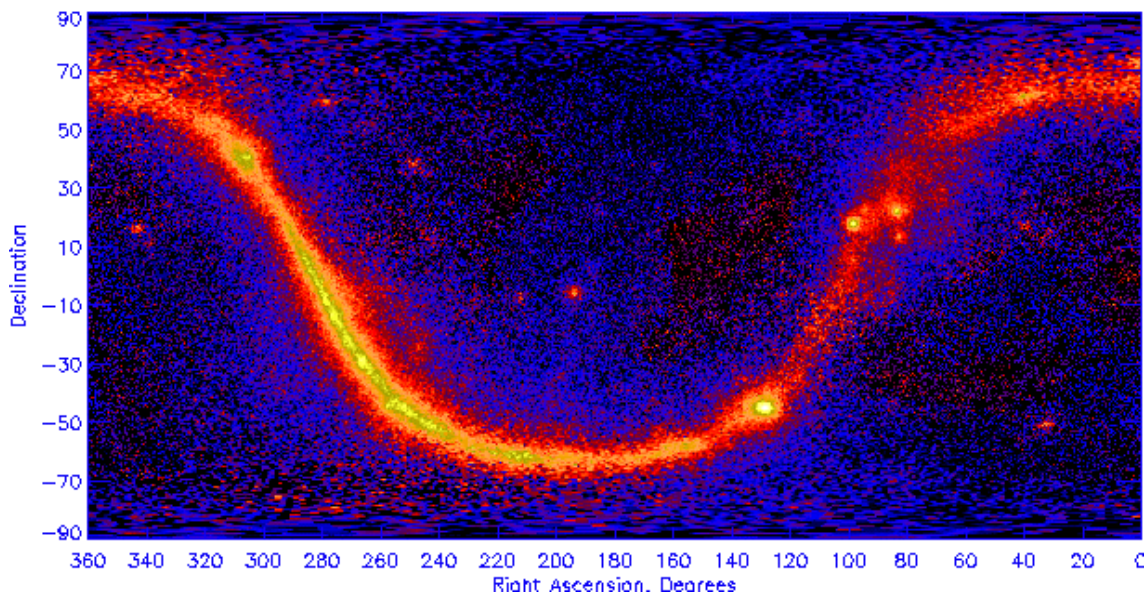


FIG. 5.3: Ciel vu par EGRET ($E > 0.1$ GeV) dans le repère équatorial [3]. Pour le centre galactique, les ascension droite et déclinaison sont égales respectivement à 265.61° et -28.92° . Pour le nord galactique, les ascension droite et déclinaison sont égales respectivement à 192.25° et 27.40° .

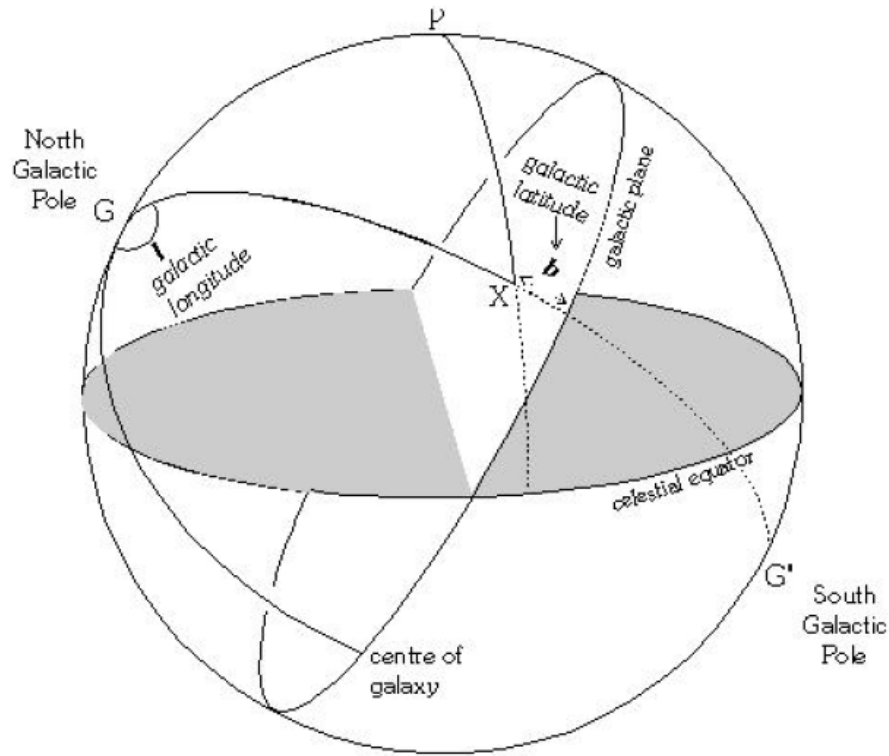


FIG. 5.4: Description du repère galactique [2].

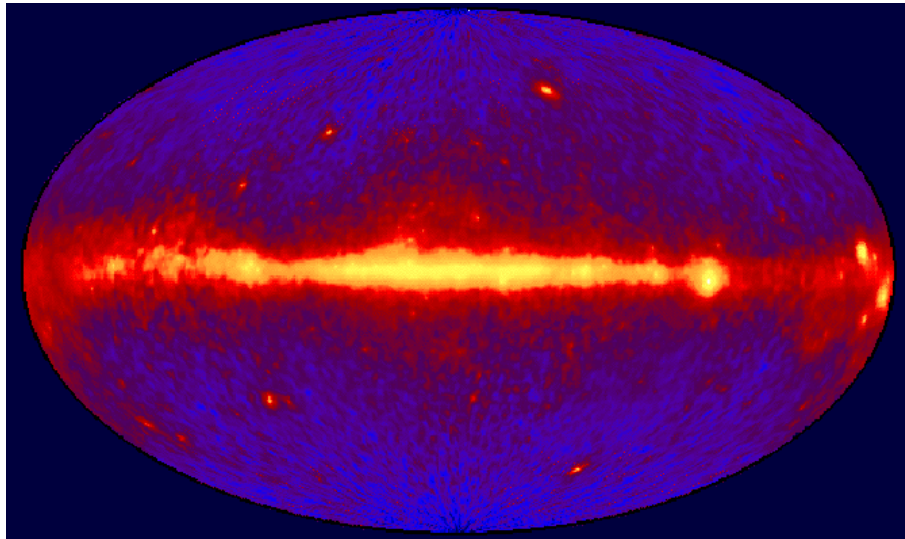
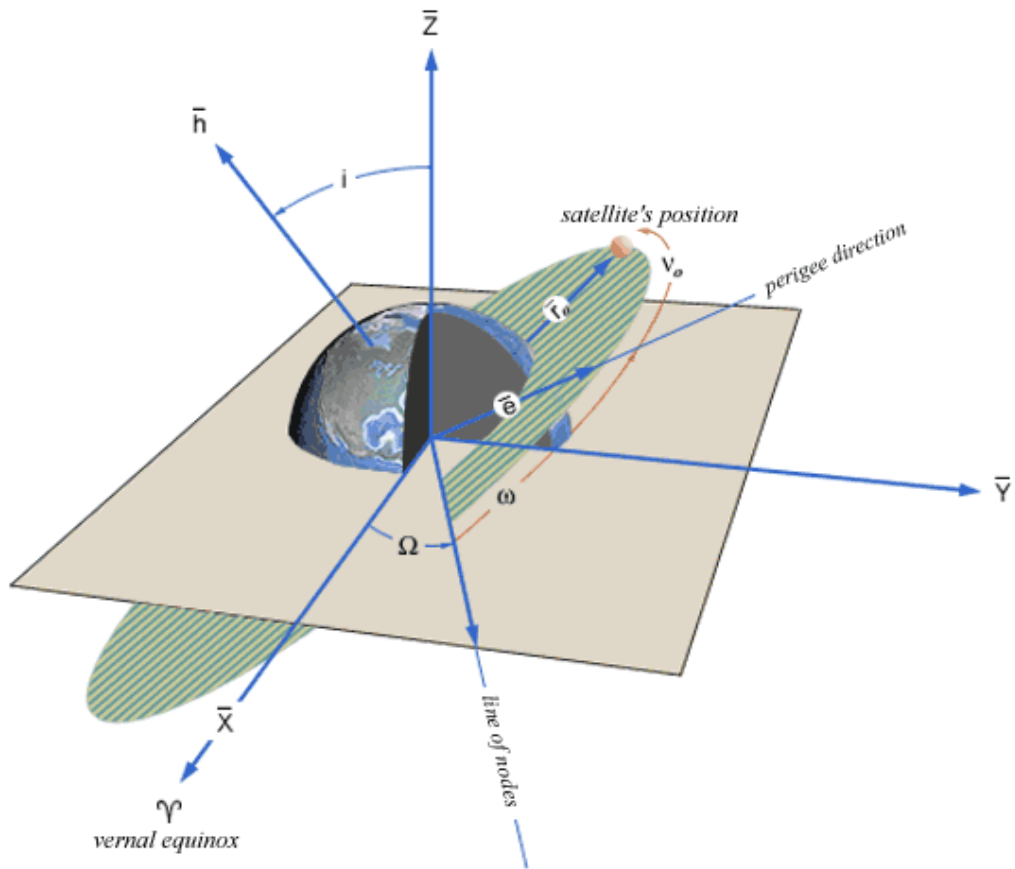


FIG. 5.5: Ciel vu par EGRET ($E > 0.1$ GeV) dans le repère galactique selon une projection d'Aitoff [3]. La projection d'un point de coordonnées angulaires (b, l) où b et l sont les latitude et longitude galactiques exprimées en radians est la suivante :

$$\begin{cases} l' = \frac{2\sqrt{2}\cos(b)\sin(l/2)}{\sqrt{1+\cos(b)\cos(l/2)}} \\ b' = \frac{\sqrt{2}\sin(b)}{\sqrt{1+\cos(b)\cos(l/2)}} \end{cases}$$



- a - defines the size of the orbit
- e - defines the shape of the orbit
- i - defines the orientation of the orbit with respect to the Earth's equator.
- ω - defines where the low point, perigee, of the orbit is with respect to the Earth's surface.
- Ω - defines the location of the ascending and descending orbit locations with respect to the Earth's equatorial plane.
- V - defines where the satellite is within the orbit with respect to perigee.

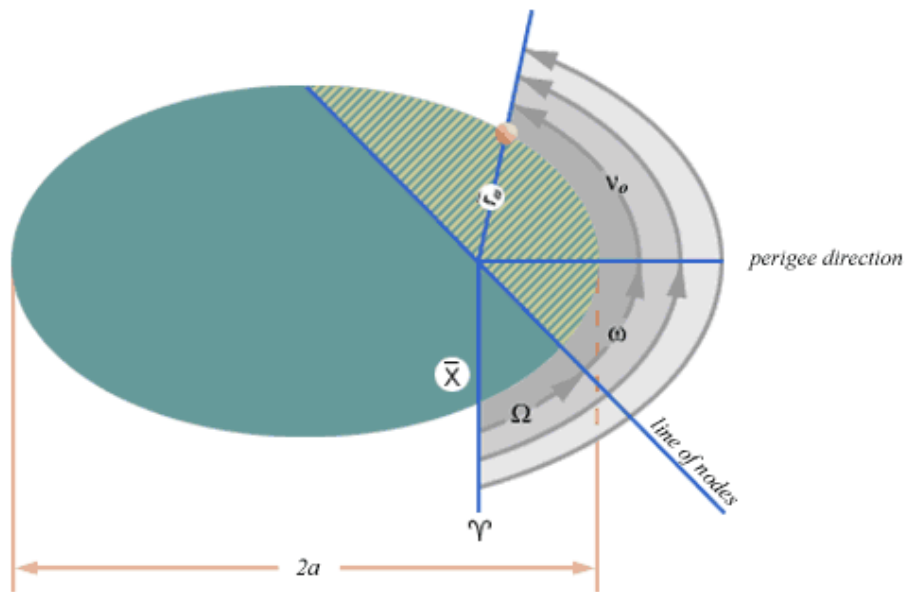


FIG. 5.6: Schéma de repérage d'une orbite dans le repère équatorial [4].

5.1.2 Coordonnées galactiques et équatoriales

Pour savoir si une source est visible par AMS, nous calculons l'angle formé avec ces deux objets. La position angulaire $(\theta, \phi)(t)$ de la station est donnée dans le repère équatorial, celle (b, l) de la source dans le repère galactique. Ainsi, pour une source donnée, la position angulaire (Dec, AD) dans le repère équatorial doit être exprimée en fonction de celle (b, l) exprimée dans le repère galactique.

La position \mathbf{S} d'une source exprimée dans le repère galactique est :

$$\begin{cases} \mathbf{S} & \equiv x_G \cdot \mathbf{i}_G + y_G \cdot \mathbf{j}_G + z_G \cdot \mathbf{k}_G, \text{ avec} \\ x_G & = \cos(b) \sin(l) \\ y_G & = \cos(b) \cos(l) \\ z_G & = \sin(b) \end{cases} \quad (5.3)$$

La position de cette même source dans le repère équatorial est :

$$\begin{cases} \mathbf{S} & \equiv x_E \cdot \mathbf{i}_E + y_E \cdot \mathbf{j}_E + z_E \cdot \mathbf{k}_E, \text{ avec} \\ x_E & = \cos(Dec) \cos(AD) \\ y_E & = \cos(Dec) \sin(AD) \\ z_E & = \sin(Dec) \end{cases} \quad (5.4)$$

Le problème revient à exprimer les coordonnées (x_E, y_E, z_E) du repère équatorial aux coordonnées (x_G, y_G, z_G) du repère galactique :

$$\begin{cases} x_E & = x_G \cdot (\mathbf{i}_G \cdot \mathbf{i}_E) + y_G \cdot (\mathbf{j}_G \cdot \mathbf{i}_E) + z_G \cdot (\mathbf{k}_G \cdot \mathbf{i}_E) \\ y_E & = x_G \cdot (\mathbf{i}_G \cdot \mathbf{j}_E) + y_G \cdot (\mathbf{j}_G \cdot \mathbf{j}_E) + z_G \cdot (\mathbf{k}_G \cdot \mathbf{j}_E) \\ z_E & = x_G \cdot (\mathbf{i}_G \cdot \mathbf{k}_E) + y_G \cdot (\mathbf{j}_G \cdot \mathbf{k}_E) + z_G \cdot (\mathbf{k}_G \cdot \mathbf{k}_E) \end{cases} \quad (5.5)$$

Il faut donc connaître les expressions des vecteurs $(\mathbf{i}_G, \mathbf{j}_G, \mathbf{k}_G)$ en fonction des vecteurs $(\mathbf{i}_E, \mathbf{j}_E, \mathbf{k}_E)$. Or les définitions de $\mathbf{i}_G, \mathbf{j}_G$, et \mathbf{k}_G sont les suivantes :

- \mathbf{i}_G pointe dans la direction du centre galactique,
- \mathbf{k}_G est le vecteur normal au plan galactique et pointe dans la direction du nord galactique, et
- \mathbf{j}_G est le produit vectoriel $\mathbf{k}_G \wedge \mathbf{i}_G$.

Les expressions de \mathbf{i}_G et \mathbf{j}_G sont :

$$\begin{cases} \mathbf{i}_G = \cos(Dec_i) \cos(AD_i) \mathbf{i}_E + \cos(Dec_i) \sin(AD_i) \mathbf{j}_E + \sin(Dec_i) \mathbf{k}_E, \\ \mathbf{j}_G = \cos(Dec_j) \cos(AD_j) \mathbf{i}_E + \cos(Dec_j) \sin(AD_j) \mathbf{j}_E + \sin(Dec_j) \mathbf{k}_E, \\ \text{avec } (Dec_i, AD_i) = (-28.92^\circ, 265.61^\circ) \text{ et } (Dec_j, AD_j) = (27.40^\circ, 192.25^\circ) \end{cases} \quad (5.6)$$

L'algorithme pour connaître les coordonnées angulaires galactiques en fonction de celles équatoriales est finalement le suivant.

Dans une première étape, on lie pour le repère galactique les coordonnées angulaires (b, l) aux coordonnées (x_G, y_G, z_G) . Dans une seconde étape, on connaît la dépendance entre les coordonnées (x_G, y_G, z_G) et (x_E, y_E, z_E) des deux repères. Et dans une troisième étape, on lie pour le repère équatorial les coordonnées (x_E, y_E, z_E) aux coordonnées angulaires (Dec, AD) .

5.1.3 Calcul du temps d'observation

Les coordonnées angulaires d'AMS et de la source sont décrites dans le repère équatorial. Si on intègre sur une période de précession, le temps d'observation de la source est indépendant de son ascension droite et ne dépend plus que de sa déclinaison. La source de coordonnées (Dec, AD) peut alors, pour une ou plusieurs période(s) de précession, être considérée de coordonnées $(Dec, 0)$. Quant à AMS, il est localisé en $(\theta, \phi)(t)$. Le produit scalaire de ces deux vecteurs, l'un caractérisé par $(Dec, 0)$ et l'autre par $(\theta, \phi)(t)$ est le cosinus de leur angle d'intersection. Si cet angle est plus petit que l'angle d'ouverture considéré, alors la source est vue. L'angle d'ouverture dépend du sous-détecteur d'AMS considéré, environ 23° pour le calorimètre et plus de 45° pour le trajectomètre.

La **figure 5.7** montre, pour deux sources de même déclinaison mais dont les ascensions droites sont différentes, le temps d'observation par la calorimètre par rapport au temps de fonctionnement, ce dernier s'étendant sur une période de précession. Une des deux sources est le pulsar du Crabe.

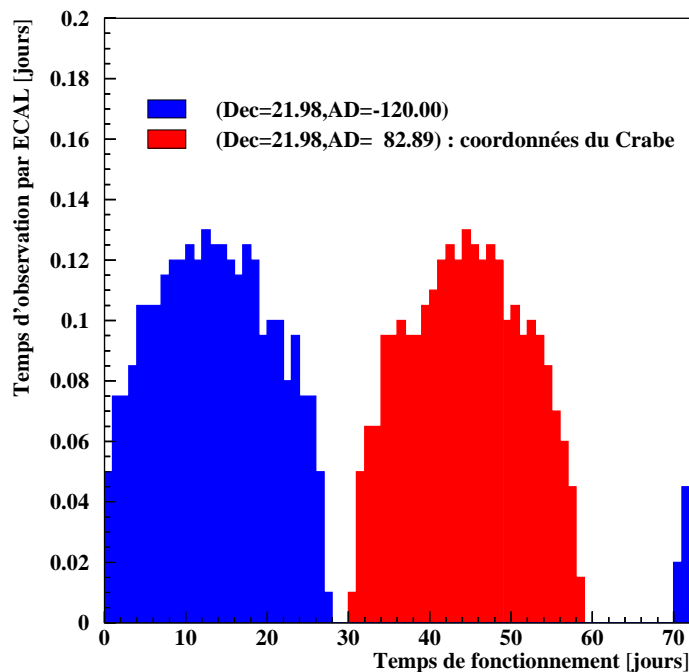


FIG. 5.7: Temps d'observation par la calorimètre versus temps de fonctionnement pour deux sources de même déclinaison, mais dont les ascensions droites sont différentes. Sur une période de précession, les sources sont vues pendant des temps égaux.

5.1.4 Anomalie Sud Atlantique

La magnétosphère terrestre est générée par un effet dynamo : les liquides métalliques du coeur de la Terre sont mis en mouvement par des forces de convection, de Coriolis et de gravitation et ces masses créent le champ magnétique terrestre. Ce dernier protège des radiations cosmiques en déviant les particules hautement énergétiques ou en les capturant au sein des ceintures de Van Allen.

Cependant, au-dessus d'une certaine position de l'Océan Atlantique Sud, près de la côte brésilienne, le bouclier constitué par la magnétosphère exhibe un défaut, que l'on pense être dû à la non-coïncidence

des pôles magnétiques et terrestres (fig. 5.8). Pour des orbites inclinées de 35 à 60° par rapport à l'équateur terrestre et à des altitudes de quelques centaines de kilomètres, les satellites passent périodiquement sur cette région appelée Anomalie Sud Atlantique (SAA - South Atlantic Anomaly). Le bouclier magnétique étant réduit, ceux-ci sont soumis à un plus grand flux de particules et les compteurs sont saturés. La prise de données étant inexploitable au-dessus de cette région, celle-ci est alors interrompue.

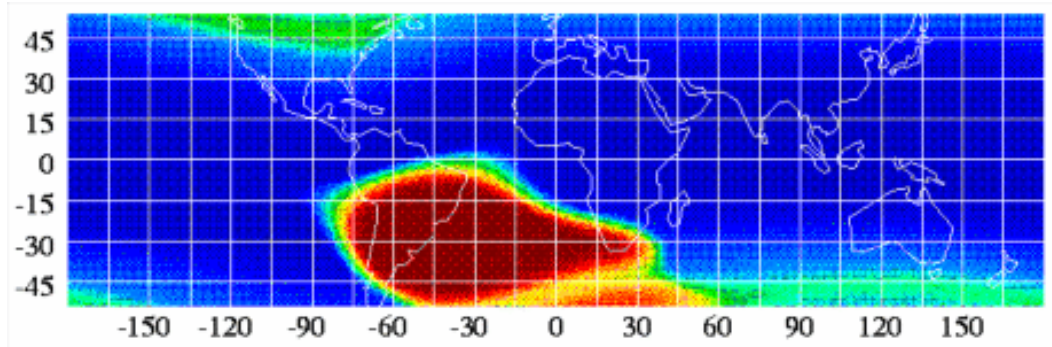


FIG. 5.8: Données concernant l'Anomalie Sud Atlantique. Celles-ci ont été collectées par South Atlantic Anomaly Detector (SAAD) à bord de l'observatoire ROSAT [5].

5.2 Résultats pour le temps d'observation

Pour une source et une durée de fonctionnement données, le temps d'observation est celui pendant lequel la source est vue par AMS. Dans cette section, nous donnons les temps d'observation des sources ponctuelles pour une durée de 5 périodes de précession [6][7].

5.2.1 Temps d'observation pour le trajectomètre

La figure 5.9 montre le temps d'observation en fonction de la déclinaison, sans et avec l'Anomalie Sud Atlantique considérée. Avec cette dernière considérée, la figure devient asymétrique. L'angle d'ouverture maximal du détecteur de plus de 45° couplé à une latitude maximale d'environ 52° permet de considérer toute déclinaison comprise entre -90° et +90° : le trajectomètre couvre ainsi l'ensemble du ciel.

Sur la carte 5.10, on observe deux régions où le temps d'observation est minimum. Entre ces deux *puits*, existe une *rivière* où le temps d'observation est stabilisé à une valeur d'environ 3.10^6 s. La figure 5.11 permet d'apprécier en trois dimensions le temps d'observation en fonction des coordonnées galactiques, et en particulier les *puits* et la *rivière*.

5.2.2 Temps d'observation pour le calorimètre

Les résultats des temps d'observation pour le calorimètre sont montrés sur les figures 5.12 et 5.13. On note sur la figure 5.12 que les sources localisées sur des déclinaisons en-dehors de la plage $[-75^\circ, 75^\circ]$ ne sont pas observées. Cette valeur limite de 75° est en cohérence avec les valeurs d'environ 52° et 23° pour l'inclinaison et l'angle d'ouverture maximal vis-à-vis du calorimètre. La figure 5.14 permet d'apprécier en trois dimensions le temps d'observation en fonction des coordonnées galactiques. La *rivière* correspond à un temps d'observation d'environ 1.10^6 s. Cette valeur est moindre que celle associée au trajectomètre, l'angle d'ouverture du calorimètre étant 2 fois plus petit que celui du trajectomètre.

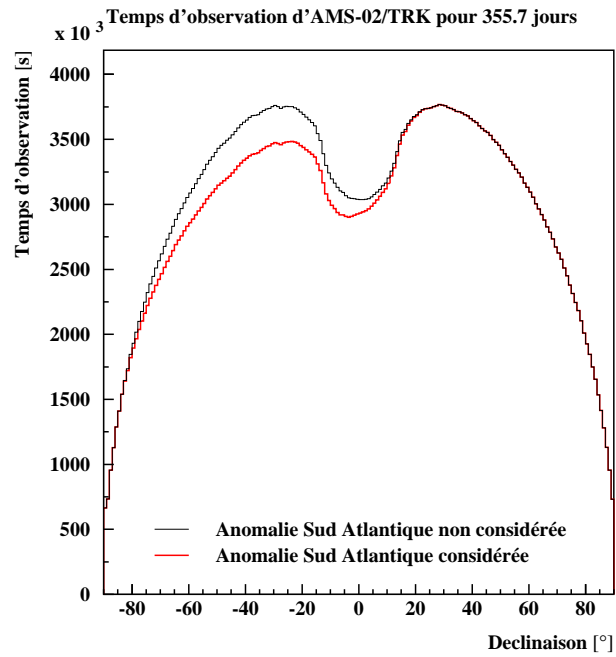


FIG. 5.9: Temps d'observation pour le trajectomètre en fonction de la déclinaison, pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours (5 périodes de précession). Le temps d'observation est celui pendant lequel la verticale locale et l'axe de pointé vers la source forment un angle inférieur à 45.6° .

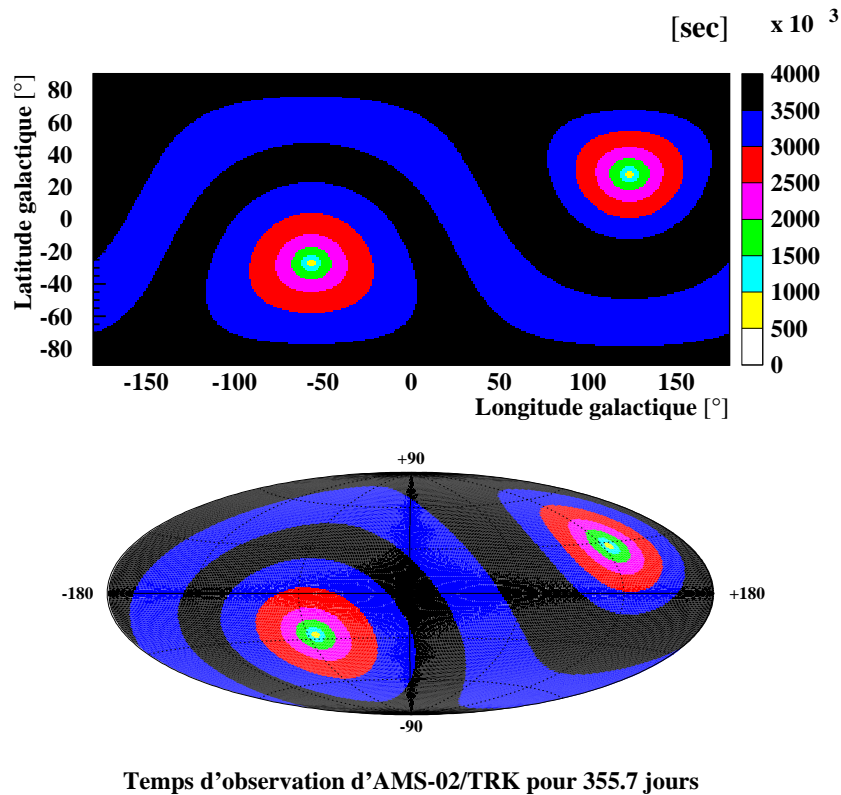


FIG. 5.10: Temps d'observation pour le trajectomètre en fonction des latitude et longitude galactiques pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours. L'Anomalie Atlantique-Sud est considérée. La résolution spatiale utilisée pour cette figure est égale à $1^{\circ} \times 1^{\circ}$.

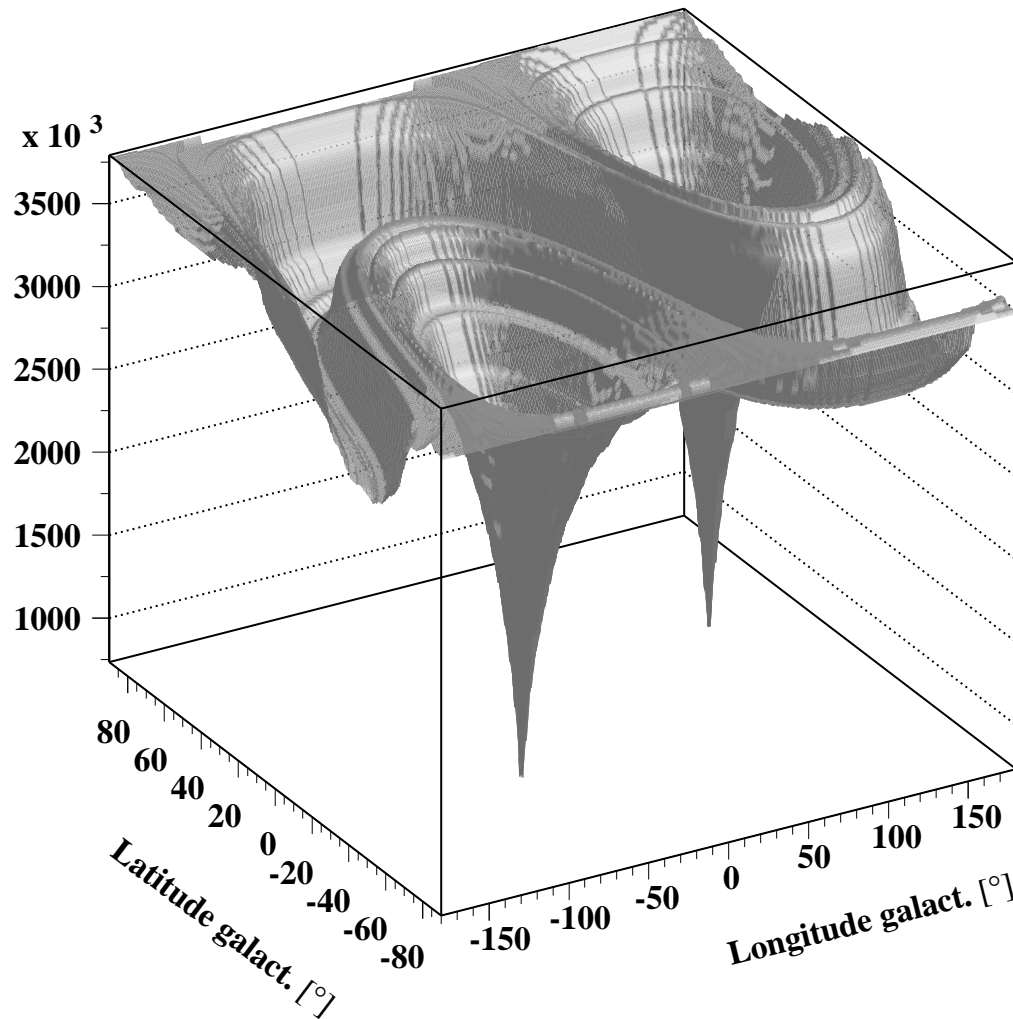
Temps d'observation d'AMS-TRK pour 355.7 jours

FIG. 5.11: Temps d'observation pour le trajectomètre en fonction des latitude et longitude galactiques pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours. L'Anomalie Atlantique-Sud est considérée. On observe deux régions pour lesquelles les temps d'observation sont minimaux. A proximité de ces puits, les temps d'observation sont maximaux. Entre ces puits, les temps d'observation sont uniformes et on devine une rivière.

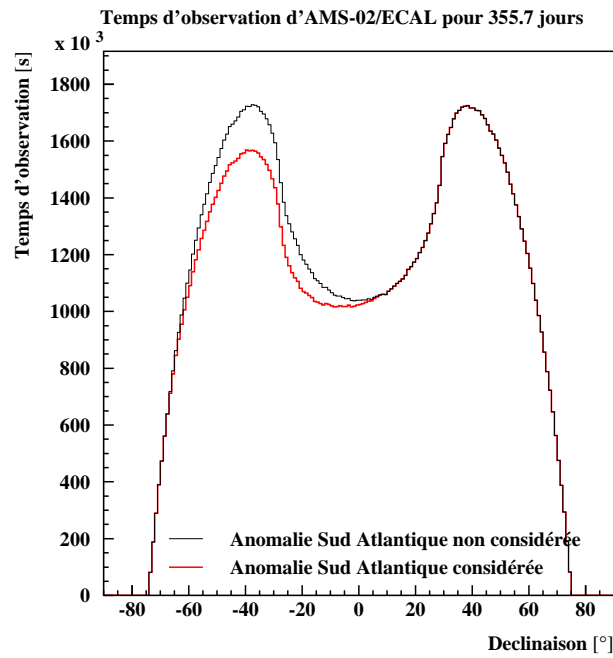


FIG. 5.12: Temps d'observation pour le calorimètre en fonction de la déclinaison, pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours (5 périodes de précession). L'Anomalie Atlantique-Sud est considérée.

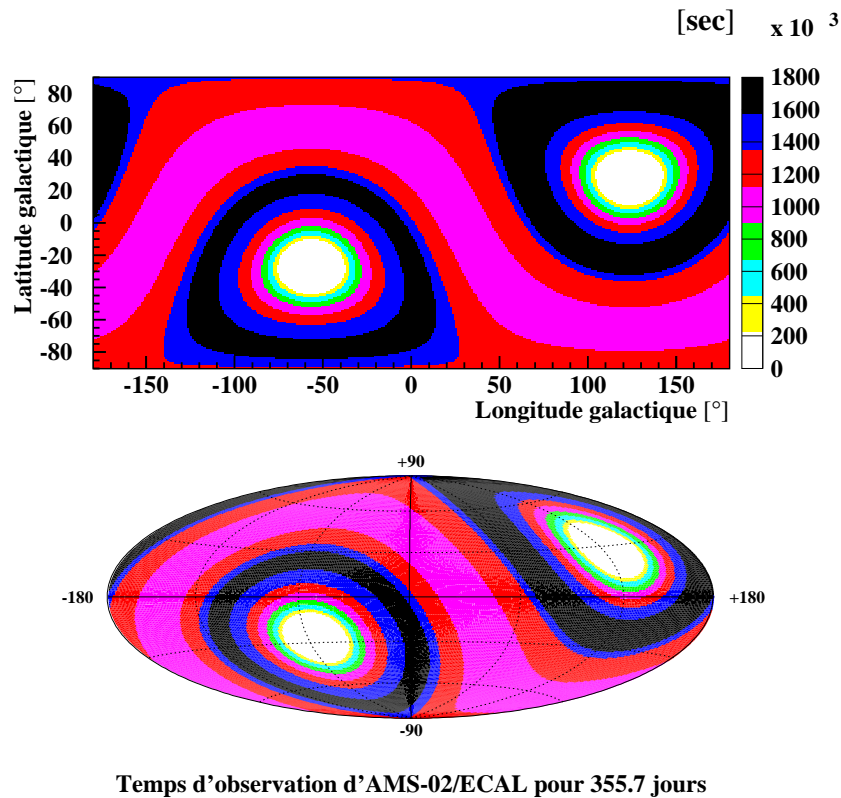


FIG. 5.13: Temps d'observation pour le calorimètre en fonction des latitude et longitude galactiques, pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours. L'Anomalie Atlantique-Sud est considérée.

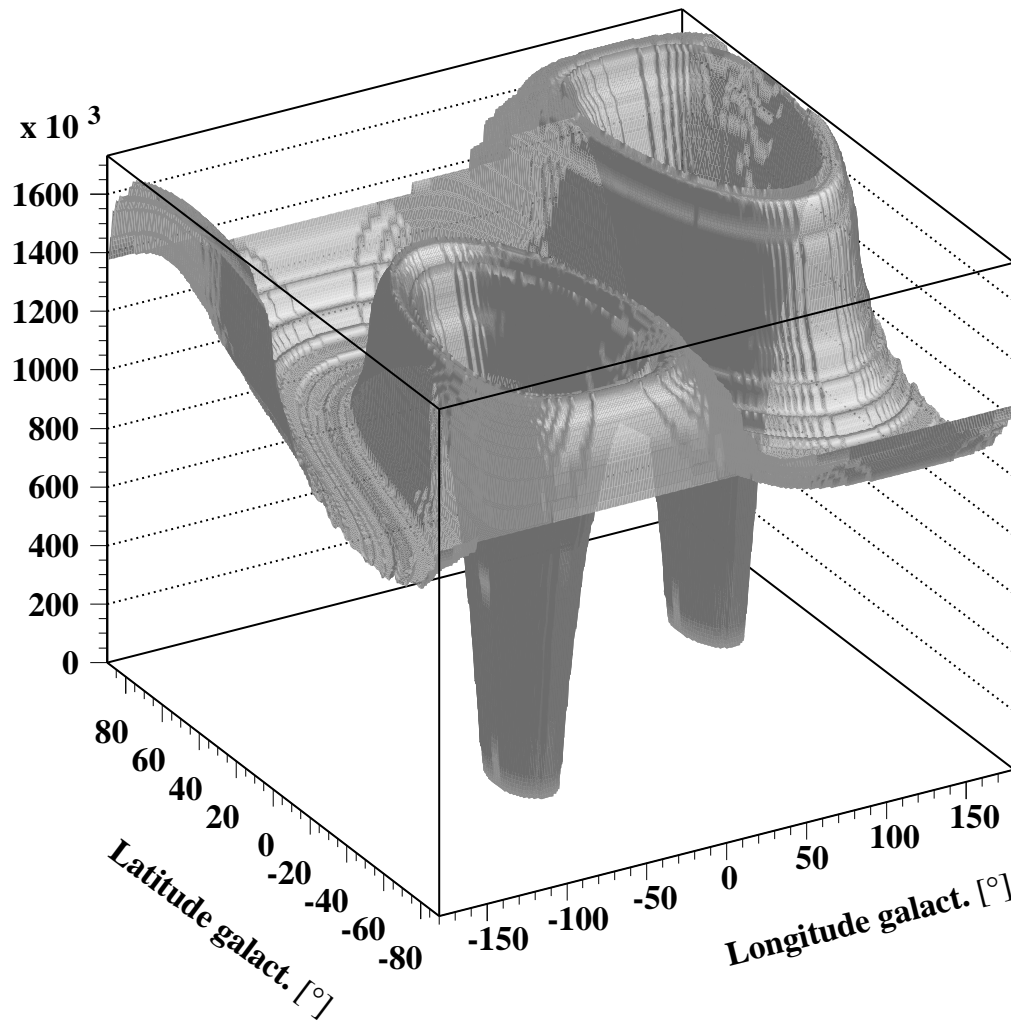
Temps d'observation d'AMS-ECAL pour 355.7 jours

FIG. 5.14: Temps d'observation pour le calorimètre en fonction des latitude et longitude galactiques, pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours. L'Anomalie Atlantique-Sud est considérée.

5.3 Résultats pour l'acceptance

Nous considérons désormais l'acceptance, c'est-à-dire le produit entre la surface effective du détecteur et le temps pendant lequel cette dernière est vue par une source ponctuelle.

5.3.1 Acceptance du trajectomètre

La **figure 5.15** présente la surface effective de détection du trajectomètre en fonction de l'angle d'incidence, pour des γ de 32 GeV convertis en e^+e^- . Celle-ci est limitée par la probabilité de conversion des γ^3 et l'efficacité de reconstruction. En intégrant sur l'angle d'incidence la surface effective de détection du trajectomètre décrite sur la **figure 5.15**, l'acceptance calculée est égale à $0.060 \text{ m}^2\text{sr}$.

Si l'on considère des γ de 32 GeV, l'utilisation de cette figure permet d'obtenir, pour le trajectomètre, le produit de la surface et du temps effectifs en fonction des coordonnées galactiques (**fig. 5.16**). On retrouve sur la **figure 5.16** la *rivière* et les *puits* décrits précédemment sur la **figure 5.10**. La *rivière* correspond à une valeur moyenne d'environ $10^9 \text{ cm}^2\text{s}$.

5.3.2 Acceptance géométrique du calorimètre

La **figure 5.17** présente la surface pour le calorimètre en fonction de l'angle d'incidence ; cette surface est estimée pour, d'une part, une efficacité de 100% dans le calorimètre, et d'autre part, une probabilité de non-conversion dans le TRD en e^+e^- de 80%. A l'opposé du trajectomètre, l'acceptance considérée est uniquement géométrique.

Pour un angle donné entre la source et la verticale d'AMS, la surface du premier plan du trajectomètre est projetée à l'altitude du calorimètre. Si la projection de cette surface contient toute la surface du calorimètre, alors la surface effective est celle du calorimètre (**fig. 5.18**). Si elle ne contient qu'une partie de la surface du calorimètre, seule cette dernière est alors considéré comme effective (**fig. 5.19**). Dans les deux cas, la surface effective est multiplié par 80%, cette dernière valeur est la probabilité moyenne de non-conversion des γ dans le TRD en e^+e^- .

En intégrant la surface effective de détection sur l'angle d'incidence, l'acceptance est trouvée égale à $0.073 \text{ m}^2\text{sr}$. Les acceptances du trajectomètre et du calorimètre sont donc du même ordre de grandeur. L'utilisation de la **figure 5.17** permet d'obtenir, pour le calorimètre, le produit de la surface et du temps effectifs en fonction des coordonnées galactiques (**fig. 5.20**). La *rivière* dessinée correspond à une valeur moyenne d'environ $1.2 \times 10^9 \text{ cm}^2\text{s}$. Cette dernière valeur est supérieure à celle associée au trajectomètre, l'acceptance du calorimètre étant aussi supérieure à celle du trajectomètre.

La prochaine étape est de connaître la véritable acceptance du calorimètre, c'est-à-dire la surface effective de détection en fonction de l'angle d'incidence, et ce pour différentes énergies, si possible. Comme l'on ne s'intéresse qu'aux γ qui sont situés dans l'acceptance d'AMS et que les protons venant de haut en bas sont déclenchés par le TOF, on travaille uniquement sur une séparation entre les γ venant de haut en bas et les protons venant de côté. Cette séparation permet de savoir la surface effective de détection en fonction de l'angle d'incidence et de l'énergie. Cette étude est l'objet du chapitre 6.

³Environ 20% des γ se convertissent.

5.4 Résultats pour quelques sources

Nous considérons quelques sources dont les coordonnées sont listées dans la [table 5.1](#). Connaissant la déclinaison associée à ces sources, on estime le temps d'observation et l'acceptance, pour le trajectomètre et le calorimètre. Les résultats sont listés dans la [table 5.2](#).

source	l [°]		b [°]	Dec [°]
Pulsar du Crabe	184.56	(-175.44)	-5.78	21.98
Pulsar Geminga	195.13	(-164.87)	4.27	17.81
Pulsar Vela	263.55	(-96.45)	-2.79	-45.00
Mrk 421	179.83	(+179.83)	+65.03	38.48
Centre Galactique	0.00		0.00	-28.92

TAB. 5.1: *Coordonnées galactiques de sources : longitude l et latitude b. Entre parenthèses est indiquée la longitude comprise dans la plage [-180,180°].*

source	t_{TRK} [$\times 10^6 s$]	t_{ECAL} [$\times 10^6 s$]	$(A \times t)_{TRK}$ [$\times 10^9 cm^2.s$]	$(A \times t)_{ECAL}$ [$\times 10^9 cm^2.s$]
Pulsar du Crabe	3.71 (42.9 jours)	1.21 (14.0 jours)	1.33	1.70
Pulsar Geminga	3.61 (41.7 jours)	1.15 (13.3 jours)	1.28	1.62
Pulsar Vela	3.24 (37.5 jours)	1.52 (17.6 jours)	1.22	2.65
Mrk 421	3.68 (42.6 jours)	1.73 (20.0 jours)	1.38	2.67
Centre Galactique	3.46 (40.0 jours)	1.30 (15.0 jours)	1.25	1.71

TAB. 5.2: *Temps t et surface $A \times$ temps d'observation t de quelques sources pour le trajectomètre et le calorimètre.*

Pour les sources citées, les temps d'observation sont environ 2 à 3 fois plus long pour le trajectomètre que pour le calorimètre, tandis que les produits de la surface vue et du temps d'observation sont comparables. La trajectoire complexe d'AMS lui permet d'observer des sources- γ prometteuses tels le pulsar du Crabe et le Centre Galactique pendant un temps non-négligeable : ~ 15 jours pour le calorimètre et 40 jours pour le trajectomètre sur 5 périodes de précession, soit environ une année.

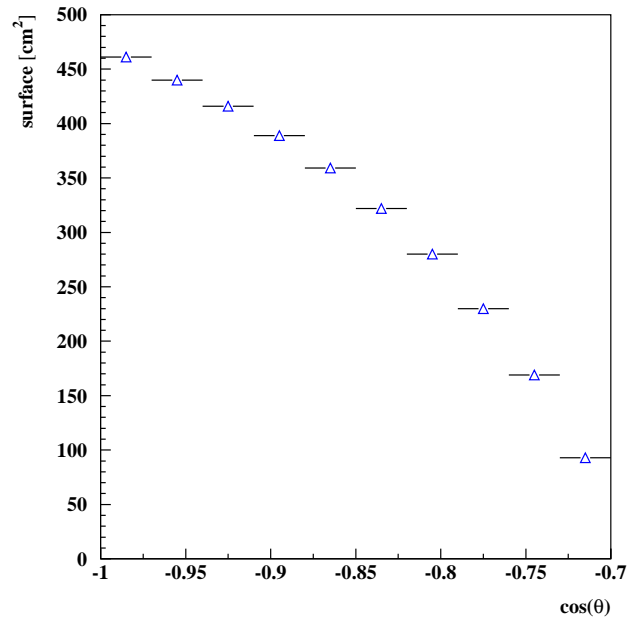


FIG. 5.15: Surface du trajectomètre en fonction de l'angle d'incidence, compris entre 180° (γ venant de haut en bas) et 134.4° (correspondant à un angle d'ouverture de 45.6°), pour des γ de 32 GeV convertis en e^+e^- , le facteur de conversion et l'efficacité de détection sont considérés. Cette courbe définit une acceptation de $0.060 \text{ m}^2 \text{ str}$.

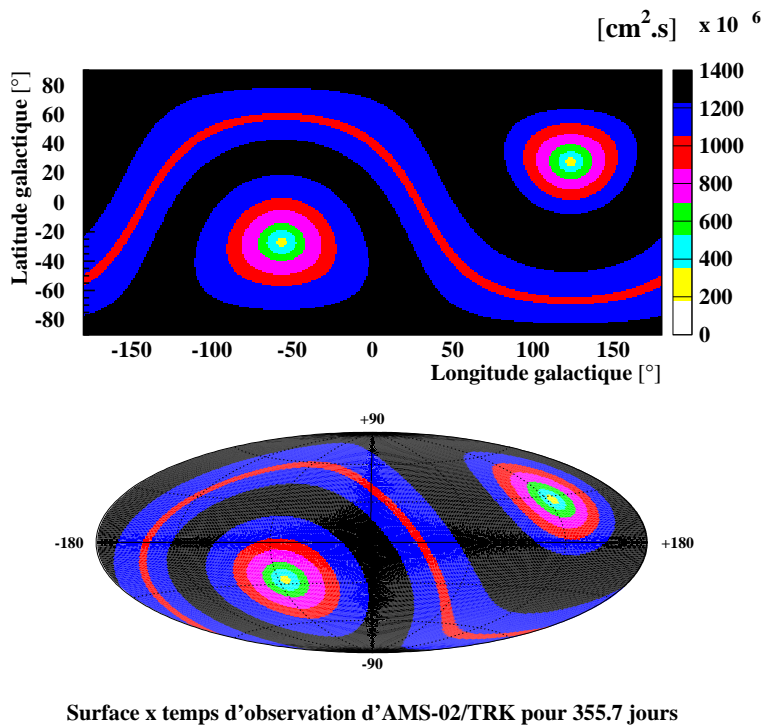


FIG. 5.16: Acceptance pour le trajectomètre, pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours : le produit entre la surface et le temps d'observation est fonction des latitude et longitudes galactiques. L'Anomalie Atlantique-Sud est considérée.

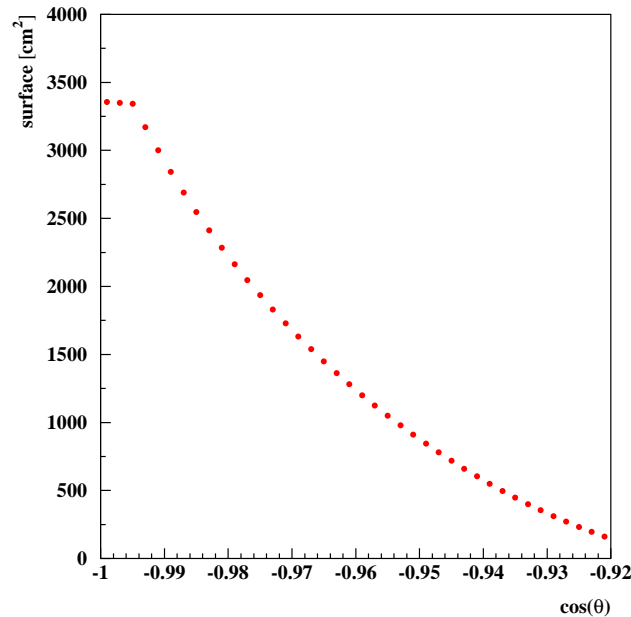


FIG. 5.17: Surface du calorimètre en fonction de l'angle d'incidence compris entre 180° (γ venant de haut en bas) et 156.9° (correspondant à un angle d'ouverture de 23.1°), en supposant une probabilité de non-conversion dans le TRD de 80% et une efficacité dans le calorimètre de 100%. La projection de la surface du premier plan du trajectomètre contient, pour une angle d'incidence typiquement inférieur à 5° , toute la surface du calorimètre, et au-delà, seulement une partie. La courbe définit une acceptation de $0.073 \text{ m}^2 \text{ str}$.

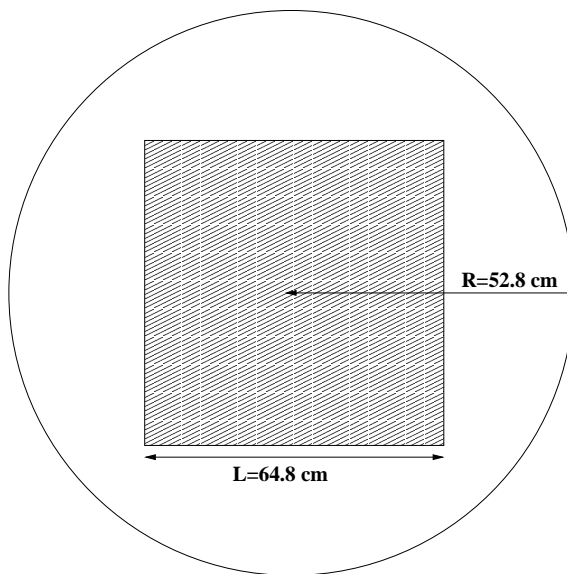


FIG. 5.18: Projection de la surface du premier plan du trajectomètre et surface du calorimètre. La surface effective de détection est celle du calorimètre, à 80% près.

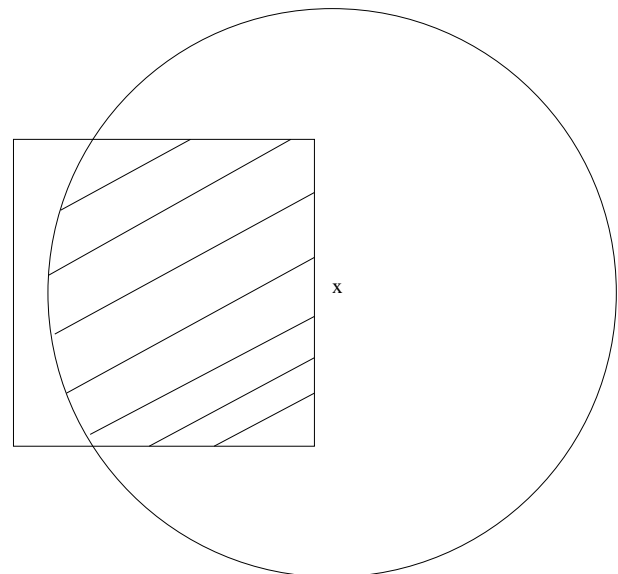
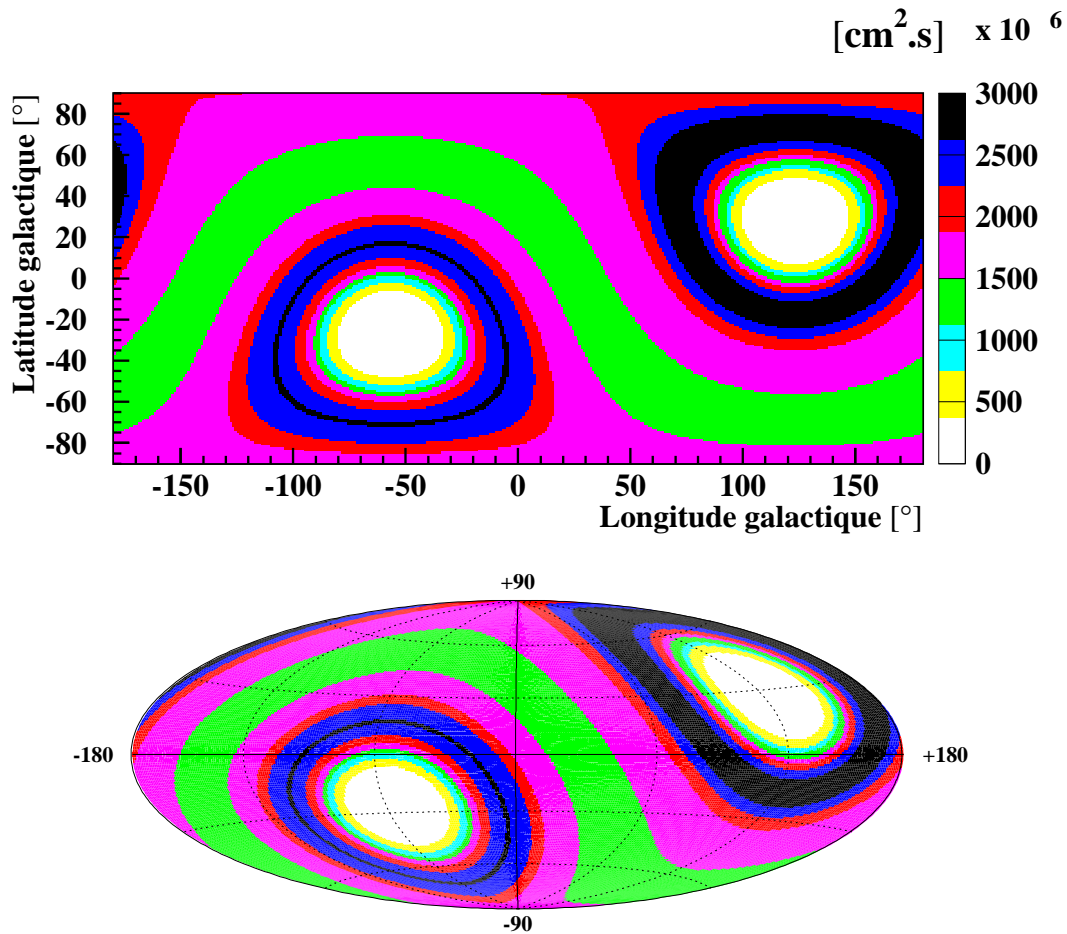


FIG. 5.19: Projection de la surface du premier plan du trajectomètre et surface du calorimètre. La surface effective est l'intersection de ces surfaces multipliée par 80%.



Surface x temps d'observation d'AMS-02/ECAL pour 355.7 jours

FIG. 5.20: Carte d'exposition pour le calorimètre, pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours : le produit entre la surface et le temps d'observation est fonction des latitude et longitudes galactiques. L'Anomalie Atlantique-Sud est considérée.

Bibliographie

Méthode pour le calcul des expositions

- [1] <http://spaceflight.nasa.gov/realdata/tracking/index.html>
- [2] **I. Sevilla Noarbe**, Simulation of the Orbit of AMS on-board the International Space Station, (2004).
AMS Note 2004-03-03
- [3] <http://lheawww.gsfc.nasa.gov/docs/gamcosray/EGRET/pictures.html>
- [4] <http://spaceflight1.nasa.gov/realdata/elements/graphs.html>
- [5] <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/gallery/display/saa.html>

Résultats pour le temps d'observation

- [6] **A. Crida**, Rapport de stage : acceptance du détecteur AMS en rayons gamma, Bibliothèque du LAPP, (2001).
- [7] **L. Girard**, AMS sensitivity on Pulsars,
Présentation du 24 Juin 2002,
http://ams.cern.ch/AMS/Analysis/gamma-pos/girard_pulsars.ppt

Chapitre 6

Estimation des fonds par rapport au signal- γ

Résumé du chapitre :

Concernant les signaux de sources- γ ponctuelles, deux fonds ont été étudiés. Le premier fond est réductible et constitué par le rayonnement cosmique chargé, ce dernier s'il n'est pas détecté par le système de temps de vol peut être confondu avec des γ . Le second fond est irréductible et constitué par de véritables γ émis par l'ensemble de la Galaxie ou à l'extérieur de celle-ci. Pour s'affranchir au maximum du premier fond, la distinction entre les gerbes hadroniques et électromagnétiques développées dans le calorimètre est primordiale. Notre connaissance du comportement du calorimètre, à travers l'expérience du test-faisceau, a permis la création de nouvelles variables discriminantes ; un soin particulier a été apporté à la reconstruction de l'angle d'incidence. Une méthode statistique a ensuite été utilisée pour la séparation. Le second fond issu des γ galactiques ou extragalactiques est mesurable, nous avons développé une méthode pour le mesurer et le soustraire.

6.1 Introduction au bruit des protons

6.1.1 Interaction des protons dans l'appareillage

Le détecteur AMS-02 est constitué de matière. Les protons du rayonnement cosmique peuvent interagir avec cette matière, donner des pions neutres, et donc des γ , ces derniers constituant un fond par rapport au signal de véritables sources- γ . Des études Monte-Carlo [1] ont montré qu'un tel fond peut être combattu, notamment par l'utilisation du compteur anti-coïncidence, ce dernier jouant le rôle d'un veto si des particules chargées l'ont touché. Ce fond n'est pas discuté dans ce chapitre.

6.1.2 Problème des protons venant de côté

AMS-02 est un spectromètre dédié à la collection des particules chargées et en tant que tel possède un système de temps de vol (TOF) permettant leur détection. Cependant, l'ajout d'un calorimètre électromagnétique, permet la collection de γ non-convertis en paires e^+e^- ; la détection de tels photons s'effectue à l'aide d'un déclenchement- γ autonome.

Dans le cas des sources- γ ponctuelles, le signal est représenté par les γ qui sont dans l'acceptance d'AMS (et viennent donc de haut en bas), le fond par les protons qui viennent des cotés et ne sont pas détectés par le TOF. Quelque soit la particule incidente, une gerbe est développée dans le calorimètre

et l'axe de celle-ci peut être évalué, le déclenchement- γ est d'ailleurs basé sur cette évaluation. Dans l'étude développée, des variables discriminantes, fondées sur la topologie et l'axe des gerbes, et utilisées *of f - line*, permettent cette distinction.

6.2 Effet des présélections

En premier lieu, une présélection est appliquée, permettant de considérer une situation où les γ , *non-convertis en paires e^+e^-* , viennent de haut en bas et les protons des côtés. Les événements doivent, d'une part, déposer plus de 1 GeV dans le calorimètre, et, d'autre part, soit n'être détectés par aucun des 4 plans du TOF, soit être détectés seulement à l'aide d'un plan ou encore des deux plans supérieurs ou inférieurs¹ (table 6.1).

aucun plan touché	oui
1 seul plan touché [quelque soit le numéro du plan]	oui
2 plans supérieurs ou inférieurs touchés [plans (1 et 2) ou (3 et 4)]	oui
2 plans touchés [plans (1 et 3), (1 et 4), (2 et 3), (2 et 4)]	non
3 plans touchés	non
4 plans touchés	non

TAB. 6.1: Pour la présélection, conditions correctes ou non sur les plans touchés du TOF. Si la condition sur le TOF est correcte, l'énergie déposée dans le calorimètre doit, en plus, être supérieure à 1 GeV pour que l'événement considéré puisse être présélectionné.

Sur l'ensemble des γ , certains se convertissent en une paire e^+e^- dans le TRD, les deux traces associées dans le trajectomètre sont alors reconstruites (fig. 6.1); d'autres sont collectés par le calorimètre. Parmi ces derniers, certains γ commencent à développer une gerbe, dont les particules secondaires s'échappent du calorimètre et vont de bas en haut, ce dernier processus étant appelé *backsplash* (fig. 6.3).

La probabilité de conversion en paire et l'effet *backsplash* ont été estimés pour des γ d'incidence nulle et de diverses énergies tombant dans l'acceptance du calorimètre.

Pour estimer la probabilité de conversion des γ en e^+e^- , deux méthodes sont disponibles : reconstruire le vertex ou calculer une différence de temps entre les plans du TOF. Ces méthodes sont comparables, et la probabilité de conversion est de $\sim 17\%$ (table 6.2, fig. 6.2). Les erreurs considérées sont uniquement statistiques. La seconde méthode donne cependant une probabilité plus élevée que la première méthode. Après les coupures, moins de 2% des γ restants sont identifiés, uniquement à l'aide de la reconstruction du vertex, comme des γ convertis (la différence de temps ne peut être calculée puisqu'après présélection, on demande au plus deux plans successifs du TOF touchés). Comme nous nous intéressons aux γ non-convertis, cette présélection est satisfaisante.

Quant au *backsplash*, il augmente avec l'énergie et est estimé de l'ordre du % à ~ 100 GeV (table 6.3, fig. 6.4). Les particules concernées sont rétro-diffusées sur les plans inférieurs du TOF, ou encore jusqu'aux plans supérieurs du TOF. Dans ce dernier cas, la coupure utilisée sur le TOF les éliminent. Néanmoins lors de la prise de données, de tels événements seront souhaités en pratique être enregistrés afin d'augmenter la statistique. Ainsi pour un événement de type *backsplash*, si le système d'acquisition est informé du développement d'une gerbe par le trigger- γ , il ne tiendra pas compte de l'information de la présence de particules chargées donnée par les compteurs anti-coïncidence.

¹On rappelle que le niveau 1 du trigger est tel qu'un événement est pris si 3 plans sur 4 du TOF sont touchés et si celui-ci n'est pas rejeté par les compteurs anticoïncidence.

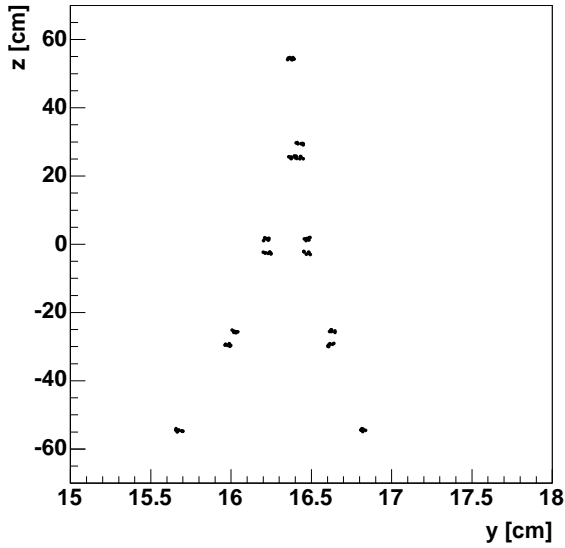


FIG. 6.1: Trace mesurée par le trajectomètre d'une paire e^+e^- issue d'un photon γ . La matérialisation de la paire se fait à travers les différents plans du trajectomètre.

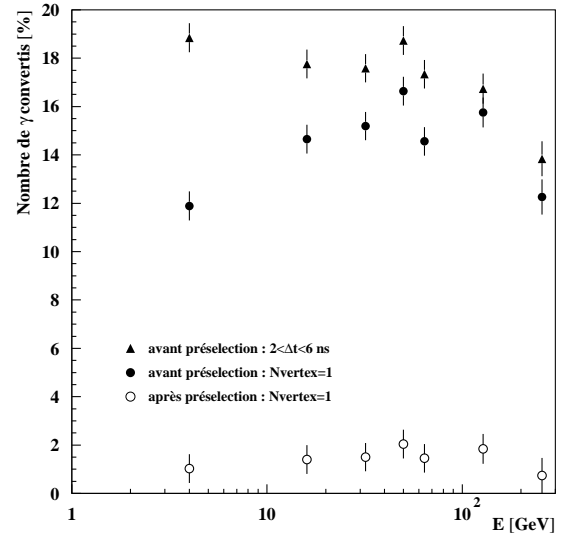


FIG. 6.2: Effet des présélections pour les γ convertis en e^+e^- en fonction de l'énergie.

E [GeV]	avant présélection		après présélection	
	$N_{vertex}=1$	$2 < \Delta t < 6$ ns	$N_{vertex}=1$	$2 < \Delta t < 6$ ns
4	506/4256=11.9±0.5%	802/4256=18.8±0.6%	35/3407=1.03±0.2%	0%
16	603/4117=14.6±0.6%	731/4117=17.8±0.6%	47/3359=1.40±0.2%	0%
32	648/4266=15.2±0.5%	750/4266=17.6±0.6%	52/3461=1.50±0.2%	0%
50	715/4298=16.6±0.6%	805/4298=18.7±0.6%	70/3436=2.04±0.2%	0%
64	608/4176=14.6±0.5%	724/4176=17.3±0.6%	49/3373=1.45±0.2%	0%
128	573/3638=15.8±0.6%	609/3638=16.7±0.6%	53/2873=1.84±0.3%	0%
256	279/2276=12.3±0.7%	315/2276=13.8±0.7%	13/1759=0.74±0.2%	0%

TAB. 6.2: Effet des présélections pour les γ convertis en e^+e^- . Pour chaque colonne, on relève par deux méthodes différentes le nombre de γ convertis sur le nombre de γ initiaux. Les γ sont générés avec une incidence nulle et en $z = +170$ cm dans un carré de 32.4×32.4 cm². Ce carré est parfaitement centré sur le calorimètre.

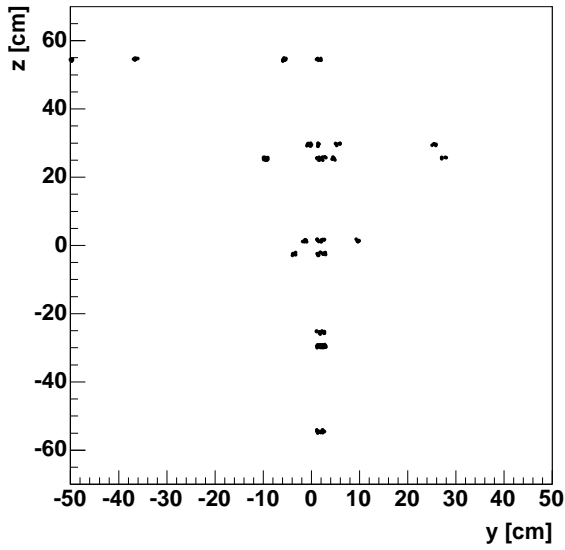


FIG. 6.3: *Événement backplash* : les particules secondaires créées lors du développement de la gerbe d'un photon γ "s'échappent" du calorimètre.

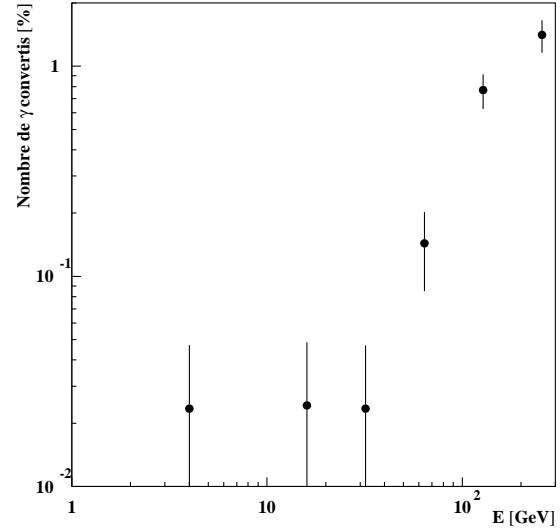


FIG. 6.4: *Effet des présélections pour les événements backplash en fonction de l'énergie.* Les γ considérés sont dans l'acceptance du calorimètre et tirés avec un angle d'incidence nul.

E [GeV]	avant présélection $-6 < \Delta t < -2$ ns	après présélection $-6 < \Delta t < -2$ ns
4	1/4256 = 0.02 ± 0.02%	0%
16	1/4117 = 0.02 ± 0.02%	0%
32	1/4266 = 0.02 ± 0.02%	0%
50	0/4298 = 0.0%	0%
64	6/4176 = 0.14 ± 0.06%	0%
128	28/3638 = 0.77 ± 0.14%	0%
256	32/2276 = 1.41 ± 0.25%	0%

TAB. 6.3: *Effet des présélections pour les événements backplash.* Pour chaque colonne, on relève le nombre d'événements backplash sur le nombre de γ initiaux. Les γ sont générés avec un angle d'incidence nul et en $z = +170$ cm dans un carré de 32.4×32.4 cm². Ce carré est parfaitement centré sur le calorimètre.

6.3 Reconstruction de l'angle d'incidence

Le *software* d'AMS permet l'accès à certaines variables, notamment celles liées à une gerbe électromagnétique telles l'énergie de cette gerbe, le maximum de développement, le rapport entre l'énergie contenue dans 2 cm et l'énergie totale... Cependant, toutes ces variables se réfèrent à une certaine reconstruction de la gerbe électromagnétique, que nous connaissons mal. Or notre travail sur le faisceau-test nous a donné un certain savoir sur le comportement du calorimètre. Il nous a donc semblé utile de mettre à profit ce dernier, des variables discriminantes ont été ainsi créées et celles-ci sont détaillées dans les pages suivantes.

Les variables peuvent être groupées en deux familles : celles basées sur la topologie des gerbes (extension latérale, maximum de la gerbe, ...) et celles basées sur la direction de ces gerbes. Si l'on s'intéresse, de plus, au *backsplash*, d'autres variables, liées à la concordance entre les signaux des sous-détecteurs sensibles aux particules chargées et l'axe de la gerbe développée dans le calorimètre, sont utilisables. Dans cette étude, seules les variables des deux premières familles énoncées ci-dessus sont étudiées.

La qualité de reconstruction de l'angle d'incidence influe, non seulement sur la confiance accordée sur la direction de la gerbe, mais aussi sur la bonne étude des variables basées sur la topologie des gerbes, telles que l'énergie autour de 2 cm de l'axe de la gerbe ou le profil longitudinal suivant cet axe.

Pour estimer la qualité de reconstruction de l'angle d'incidence par le code Monte-Carlo, nous considérons des photons générés dans un cube autour d'AMS. Pour les photons acceptés par le système de déclenchement de niveau 1 d'AMS, la distribution de z_{gerbe} en fonction de l'angle généré (**fig. 6.5**) montre que ceux-ci sont tirés dans toutes les directions, et que ceux situés à une hauteur proche du calorimètre ont un angle d'incidence de 90° , c'est-à-dire qu'ils sont tirés sur les côtés du calorimètre.

La distribution de l'angle d'incidence par la reconstruction standard en fonction de l'angle généré est tracée sur la **figure 6.6**. On note que la reconstruction est correcte jusqu'à un angle généré de 120° , et que certains événements sont reconstruits dans le mauvais sens.

Nous avons ainsi utilisé l'algorithme de reconstruction de l'angle utilisé lors du faisceau-test. Les **figures 6.7 et 6.8** montrent le développement d'une gerbe pour des photons de diverses énergies et pour des angles d'environ 45° et 90° par rapport au zénith. Les traits représentent la trajectoire reconstruite.

Finalement, la distribution de l'angle reconstruit par nos soins en fonction de l'angle généré est tracée sur la **figure 6.9**. Cette distribution montre une reconstruction correcte jusqu'à un angle de 80° . Dans cette étude, l'angle d'incidence est donc désormais estimé à l'aide de notre propre calcul.

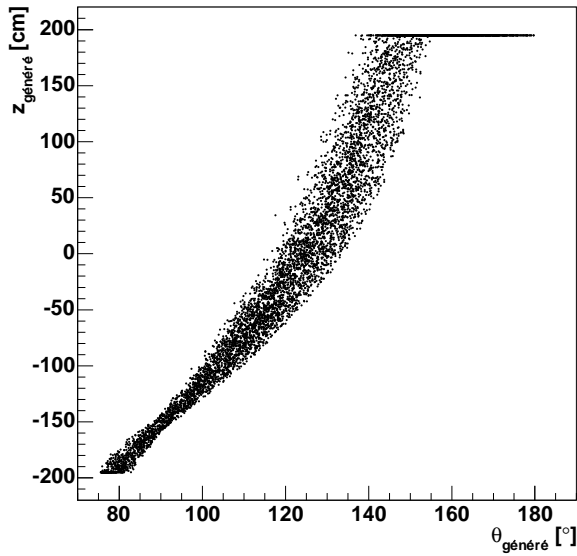


FIG. 6.5: Altitude générée en fonction de l'angle d'incidence généré, pour des γ . Un angle généré de 180° correspond à un γ tiré de haut en bas.

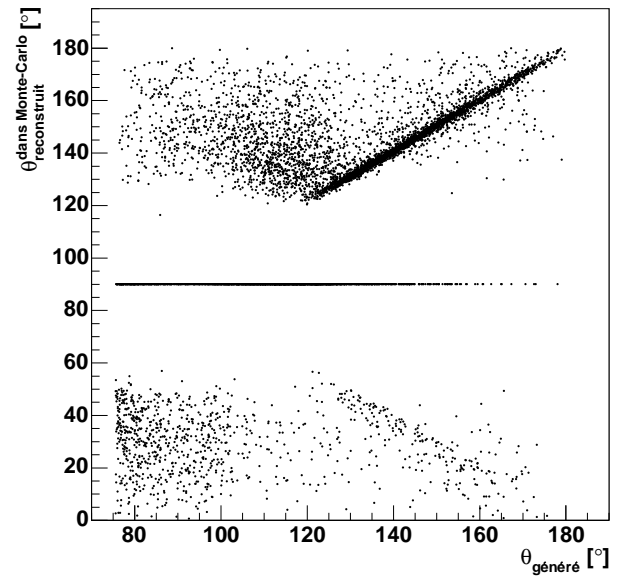


FIG. 6.6: Angle reconstruit dans la simulation Monte-Carlo en fonction de l'angle généré, pour des γ .

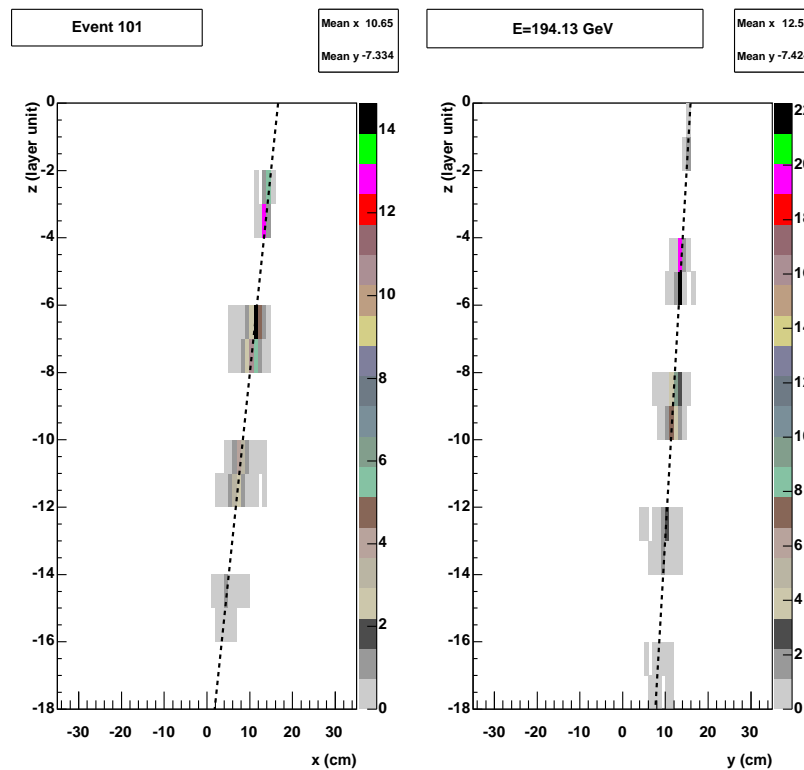


FIG. 6.7: Reconstruction d'un γ dont l'angle généré est égal à 134.5° : l'angle reconstruit est égal à 134.5° .

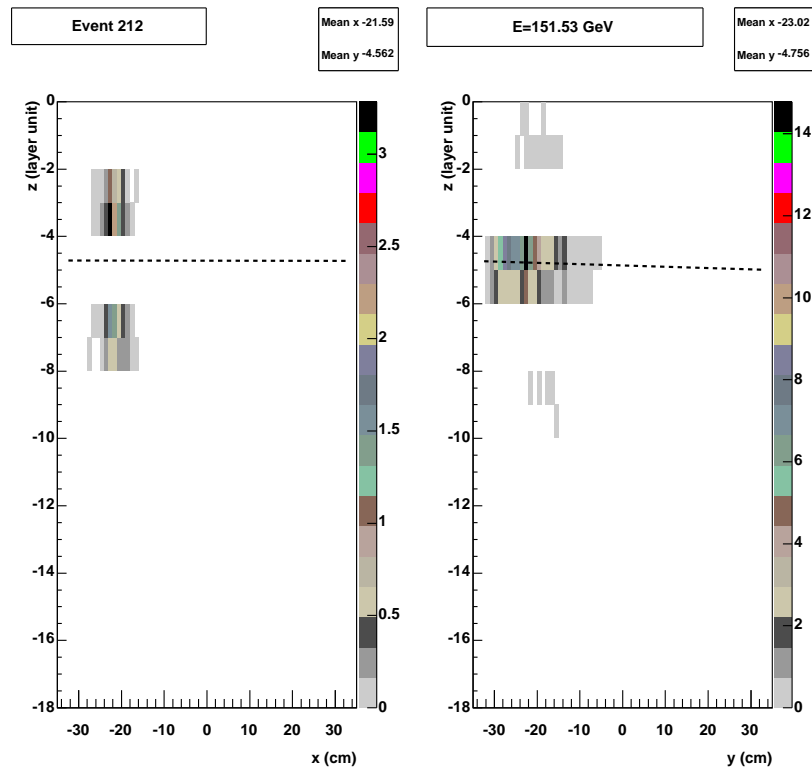


FIG. 6.8: Reconstruction d'un γ dont l'angle généré est égal à 90.0° : l'angle reconstruit est égal à 88.7° .

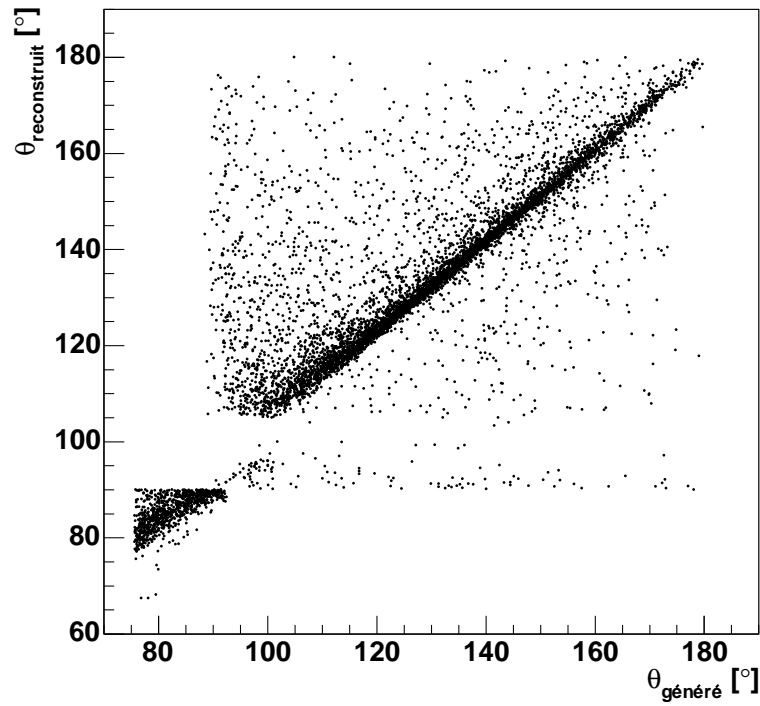


FIG. 6.9: Angle reconstruit par notre propre calcul en fonction de l'angle généré, pour des γ .

6.4 Variables basées sur la forme de la gerbe

Dans cette section sont montrées les distributions de variables discriminantes pour un même lot d'événements. Ce lot est constitué de protons de 10 à 200 GeV selon un spectre en E^{-1} et de γ d'une énergie fixe de 50 GeV. Les protons, générés par la collaboration AMS, sont tirés à partir des 6 faces d'une boîte entourant le détecteur et ont des angles d'incidence quelconques ; tandis que les γ , que nous avons nous-même générés, sont tirés à partir de la face supérieure de la boîte avec un angle d'incidence nul. La simulation des gerbes hadroniques est basée sur le package GHEISHA inclus dans GEANT 3.21.

Dans les fichiers de la collaboration AMS ne sont stockés que les événements ayant survécu au niveau 1 du déclenchement, les autres protons ne sont pas stockés, et seul le nombre d'événement générés est accessible. Pour le lot considéré, 4719195 protons ont été générés, 113661 passent le niveau 1 du déclenchement et parmi ces derniers, 24785 protons survivent aux coupures de la présélection.

A l'opposé, nous avons généré des γ , dont certains survivent au niveau 1 et d'autre non. Sur un ensemble de 10000 γ générés, 3594 γ survivent aux coupures de la présélection.

Les distributions montrées se réfèrent au lot après présélection, soit 24785 protons et 3594 γ .

6.4.1 Energies dans 2 et 5 cm

Pour que l'énergie contenue dans un cylindre, centré autour de l'axe de la gerbe, contienne 90% de l'énergie déposée, le rayon associé doit être d'un rayon de Molière R_M pour une gerbe électromagnétique et d'une longueur d'interaction λ_i pour une gerbe hadronique. Or pour le calorimètre électromagnétique, R_M et λ_i sont égaux à environ 2 cm et 22 cm. L'observation de l'extension latérale des gerbes permet ainsi la distinction entre celles électromagnétiques et celles hadroniques.

Puisque nous savons reconstruire une trajectoire au sein du calorimètre, nous calculons l'énergie contenue dans 2 et 5 cm autour de celle-ci (**fig. 6.10**). Pour les γ , la distribution de l'énergie contenue dans 2 cm autour de la trajectoire est piquée à environ 94% celle de l'énergie contenue dans 5 cm autour de la trajectoire est piquée à 99%. Pour les protons, la distribution de ces variables est plus large, la valeur typique est en deçà de celle prise pour les γ . La **figure 6.11 (gauche)** montre la distribution du rapport entre l'énergie déposée dans 2 cm autour de l'axe de la gerbe et celle déposée dans le calorimètre, pour le lot précédemment discuté.

En outre, on définit le rapport entre l'énergie déposée dans 2 cm autour de l'axe de la gerbe et celle déposée dans 5 cm autour du même axe. La **figure 6.11 (droite)** montre la distribution associée, où les protons et γ sont facilement distinguables les uns des autres.

6.4.2 Energie longitudinale et transverse

Après avoir défini l'axe de la gerbe et le point d'entrée de celle-ci, on peut définir pour chaque cellule i un vecteur de norme égale à l'énergie E_i déposée dans cette cellule et de direction définie par le point d'entrée et le centre de la cellule ; ce vecteur forme avec l'axe de la gerbe un angle θ_i . Ce vecteur est ensuite projeté suivant deux directions que sont l'axe de la gerbe et l'axe orthogonal à cette dernière (**fig 6.12**). Cette opération est itérée pour chaque cellule. L'ensemble des projections suivant l'axe de la gerbe est appelée énergie longitudinale tandis que celui suivant l'axe perpendiculaire est appelée

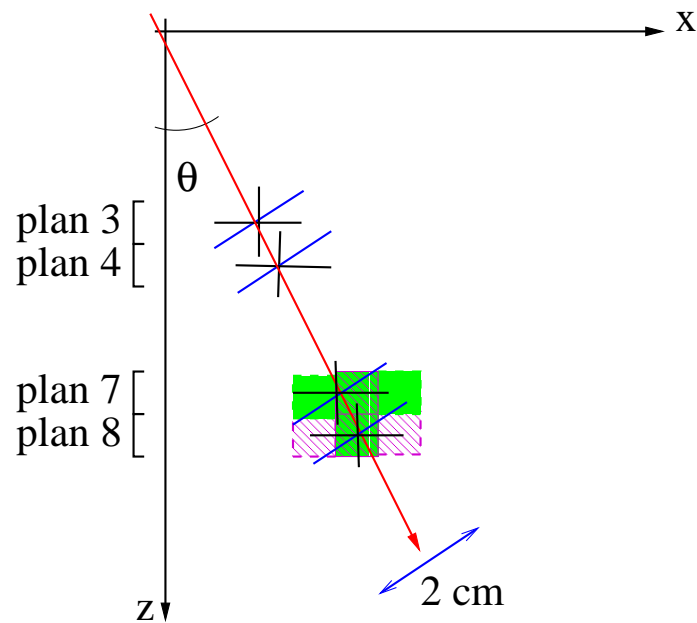


FIG. 6.10: Calcul de l'énergie dans 2 cm autour de l'axe de la gerbe. Pour une trajectoire et un plan xz , on estime pour chaque plan les projections en x et z , les énergies déposées dans les pixels concernés par la projection sont sommées. Par exemple, pour le plan 7 sont considérés quatre pixels en vert et pour le plan 8 quatre pixels hachurées en violet. Les énergies des 6 pixels seront sommées pour le superplan réunissant les plans 7 et 8.

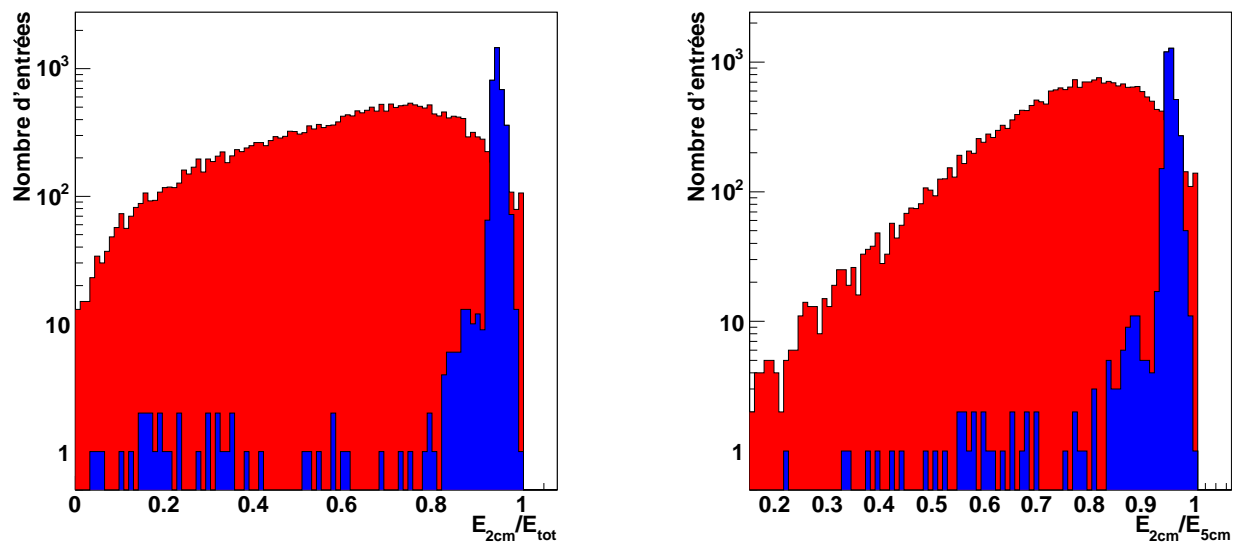


FIG. 6.11: Distribution, pour les γ (en bleu) et les protons (en rouge), du rapport entre l'énergie dans 2 cm autour de l'axe de la gerbe et celle déposée dans le calorimètre (gauche) et distribution du rapport entre l'énergie déposée dans 2 cm autour de l'axe de la gerbe et celle déposée dans 5 cm autour du même axe (droite). Les γ sont générés avec une énergie fixe de 50 GeV et sont **monodirectionnels** : ils sont tirés en haut d'AMS avec un angle d'incidence nul. Les protons de 10 à 200 GeV sont générés selon un spectre en E^{-1} et dans un cube autour d'AMS, ils sont tirés dans toutes les directions.

énergie transverse. Les expressions utilisées sont les suivantes :

$$\begin{cases} E_{longitudinale} &= \sum_i E_i \cos \theta_i \\ E_{transverse} &= \sum_i E_i \sin \theta_i \end{cases} \quad (6.1)$$

La **figure 6.13** montre les distributions associées aux énergies transverses selon xz et yz , pour les γ et les protons. A l'opposé des protons produisant de larges gerbes, les γ , hautement collimés, ont une faible dispersion en énergie, bien inférieure à 5%.

6.4.3 χ^2 pour le profil longitudinal

La paramétrisation du profil longitudinal d'une gerbe électromagnétique étant connue, on peut ajuster le profil mesuré à cette paramétrisation et connaître la qualité de l'ajustement grâce au calcul du χ^2 . Pour un événement associé à un angle d'incidence θ , le taux de perte d'énergie dE/dz' est mesuré en fonction de $z' = z/\cos(\theta)$ (**fig. 6.14**).

L'expression du χ^2 est la suivante :

$$\chi^2 = \sum \left(\frac{dE_i/dz'_i - f(z'_i)}{\Delta(dE_i/dz'_i)} \right)^2, \quad i = 1..18 \quad (6.2)$$

Pour un i donné, z'_i est le numéro du plan divisé par $\cos(\theta)$, dE_i/dz'_i la fraction entre l'énergie déposée dans le plan et z'_i , et f la fonction de paramétrisation. L'erreur $\Delta(dE_i/dz'_i)$ est estimée à 10% de dE_i/dz'_i . Si le χ^2 réduit est proche de 1, alors la particule incidente a de fortes chances d'être un γ .

6.4.4 Maximum du profil longitudinal

L'ajustement du profil longitudinal mesuré à la paramétrisation discutée ci-dessus permet l'estimation de z_{max} . En cette valeur, la fonction de paramétrisation atteint un maximum. Pour une gerbe électromagnétique, z_{max} est proportionnelle au logarithme de l'énergie E . Avec deux nombres a et b bien choisis, la distance z_{max} pour une gerbe électromagnétique est inférieure à l'expression $a \ln(E) + b$, tandis que pour une gerbe hadronique, elle lui est supérieure (**fig. 6.16**).

6.4.5 Énergie déposée dans les 3 (ou 5) premiers (ou derniers) superplans

La distance typique utilisée pour la mesure du développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique est X_0 , et pour celle associée à une gerbe hadronique λ_i . Or la taille de 3 (5) superplans correspond à 5.5 (9.2) X_0 , mais seulement 0.25 (0.4) λ_i . Le rapport entre l'énergie déposée dans les premiers ou derniers superplans est donc différent suivant la nature électromagnétique ou hadronique de la gerbe (**fig. 6.17 et 6.18**).

6.4.6 Largeurs en x et y

Si l'on considère des γ venant de haut en bas et des protons de côté, le nombre de PMs touchés suivant l'axe x ou y est plus grand pour les protons que pour les γ . Un PM est considéré touché si le signal de dynode est plus grand qu'un seuil donné de 100 MeV. La **figure 6.19** visualise la largeur en y selon

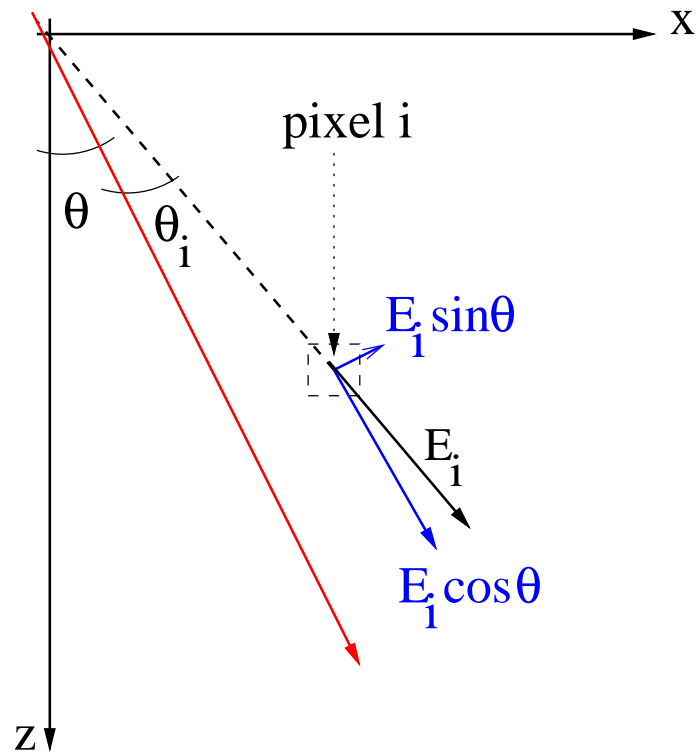


FIG. 6.12: *Calcul des énergie transverse et longitudinale.*

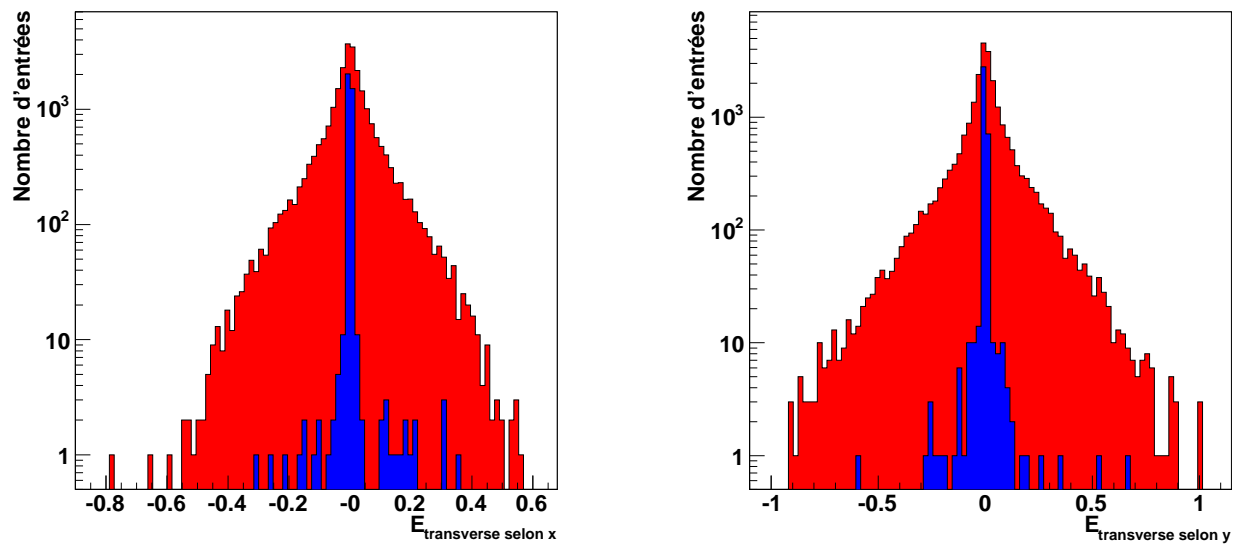


FIG. 6.13: *Distribution en énergie transverse selon xz (gauche) et yz (droite). Les valeurs de la distribution sont uniquement positives car la valeur absolue de l'énergie transverse a été considérée.*

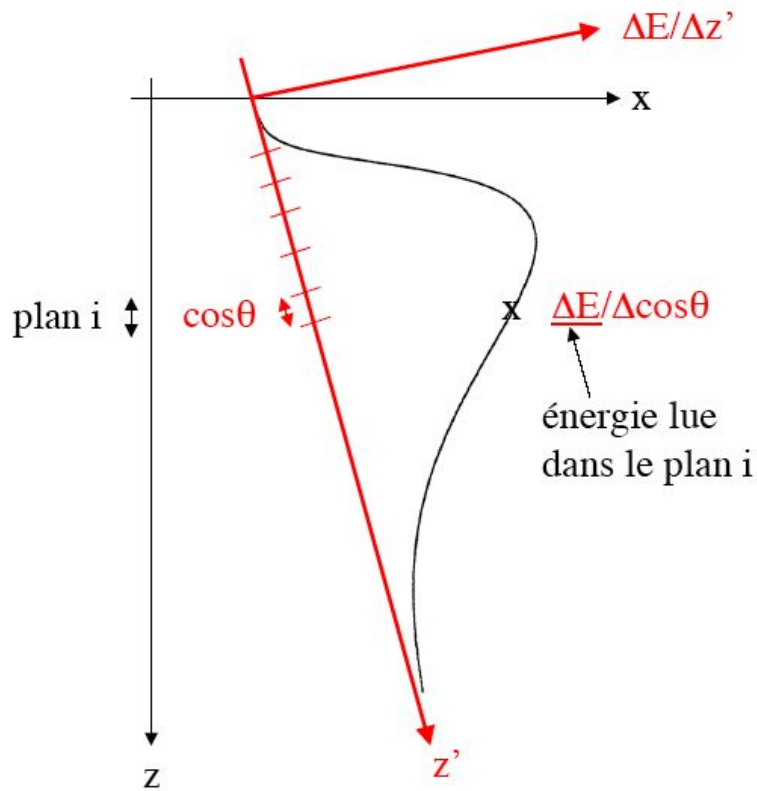


FIG. 6.14: *Changement de variable utilisé pour les électrons d'incidence non nul.*

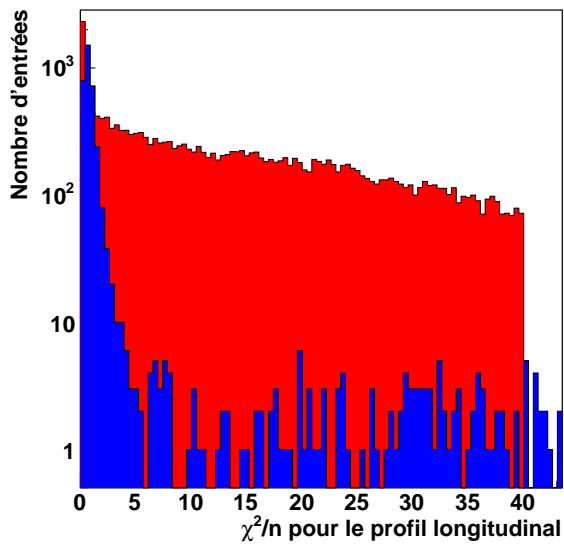


FIG. 6.15: *Distribution du χ^2/n pour le profil longitudinal.*

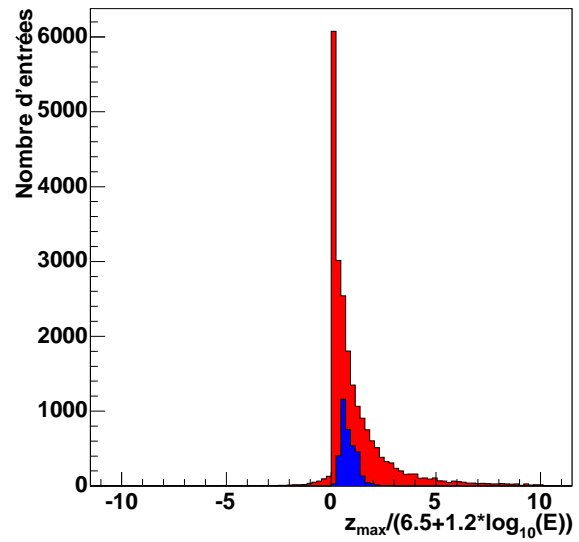


FIG. 6.16: *Distribution de maximum de la gerbe divisée par $(6.5 + 1.2 \times \log_{10}(E))$.*

celle en x , pour les γ et protons. Une coupure du type $x + y < 12$ permet de sélectionner les premiers et de rejeter les seconds.

6.5 Variables pour la reconstruction de la direction

6.5.1 Extrapolation de la trajectoire à l'altitude du TRD

Souhaitant étudier les γ qui sont dans l'acceptance d'AMS, un volume sensible est défini de sorte qu'une particule incidente passant dans le TRD, passe les autres sous-détecteurs, et en particulier le calorimètre. Ce volume sensible est tel que l'angle entre la trajectoire et la verticale ne peut pas excéder $\sim 20^\circ$: la trajectoire extrapolée à l'altitude $z = 114$ cm (cette altitude correspond au milieu du TRD) ne peut pas être éloignée d'environ plus de 90 cm de l'axe central du détecteur (**fig. 6.20**). La distribution de cette variable pour les γ et protons est montrée sur la **figure 6.21 (gauche)** : les γ et protons sont aisément distinguables.

6.5.2 χ^2 pour la direction

Pour estimer le χ^2 associé à la direction, on évalue pour chaque vue xz et yz l'ajustement d'une droite par rapport aux points que sont les barycentres de chaque plan. L'erreur sur ces points est alors inversement proportionnel à l'énergie déposée dans les plans. La qualité des 2 ajustements est alors renseignée par les valeurs de χ_{xz}^2 et χ_{yz}^2 . Le χ^2 concernant la direction est alors la somme de ces deux dernières valeurs :

$$\chi^2 = \sum \left(\frac{x_i - f_{xz}(z_i)}{\sigma_{x_i}} \right)^2 + \left(\frac{y_i - f_{yz}(z_i)}{\sigma_{y_i}} \right)^2 = \chi_{xz}^2 + \chi_{yz}^2 \quad (6.3)$$

La **figure 6.21 (droite)** montre la distribution du χ^2 réduit. Ce dernier est typiquement inférieur à 5 pour les γ , tandis qu'il prend une valeur quelconque pour les protons.

6.6 Classement des variables discriminantes

Pour chaque variable décrite, la **table 6.4** indique à titre indicatif une coupure et les efficacités pour les γ et les protons. Dans la suite de notre étude, nous avons dégagé les variables les plus discriminantes. Ce sont celles pour lesquelles les coupures permettent une efficacité pour les γ et une réjection pour les protons maximales.

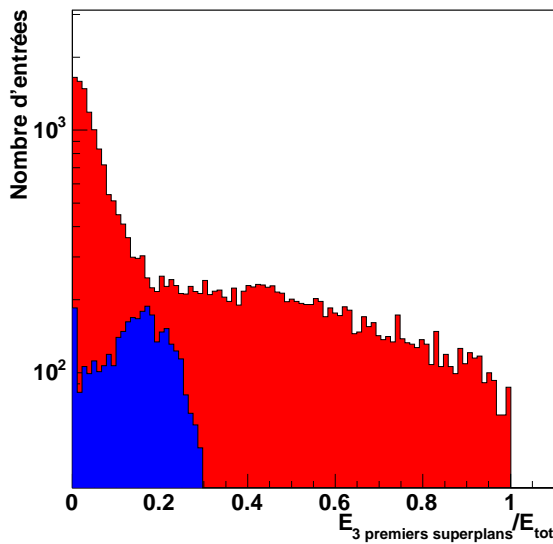


FIG. 6.17: *Distribution du rapport entre l'énergie déposée dans les 3 premiers superplans et l'énergie totale.*

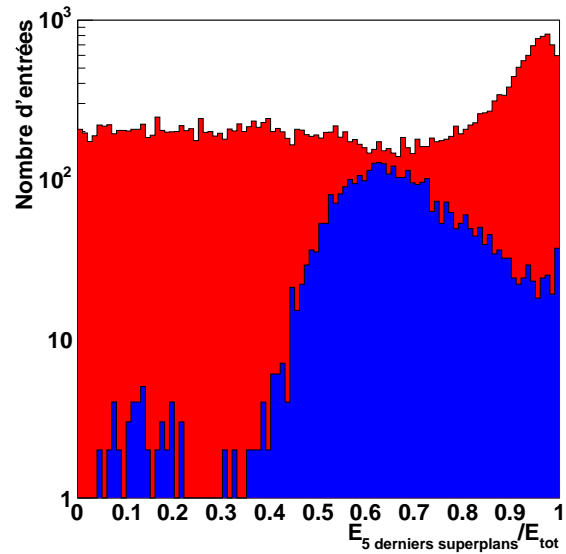


FIG. 6.18: *Distribution du rapport entre l'énergie déposée dans les 5 derniers superplans et l'énergie totale.*

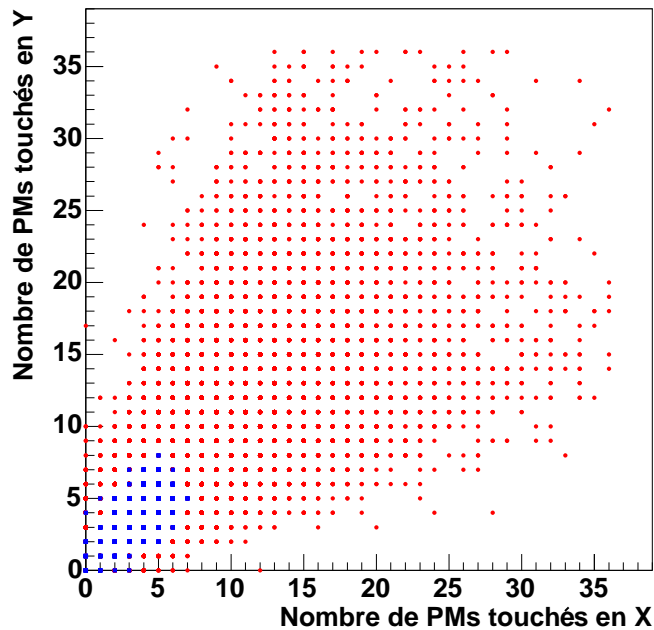


FIG. 6.19: *Distribution des nombres de PMs touchés selon les axes x et y . Les protons (rouge) se distribuent dans l'ensemble du plan tandis que les γ monodirectionnels (bleus) se distribuent près de l'origine et correspondent à de faibles nombres de PMs touchés selon les axes x et y .*

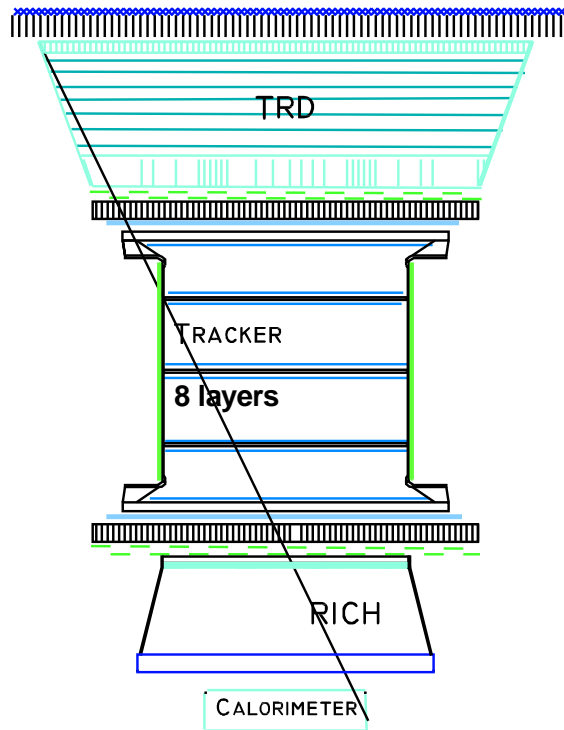


FIG. 6.20: *Un photon passant dans tous les sous-détecteurs d'AMS-02, du TRD au calorimètre. Avec un angle d'ouverture de l'ordre de 20° , la distance maximale, à hauteur du TRD, ne peut pas excéder environ 90 cm [2].*

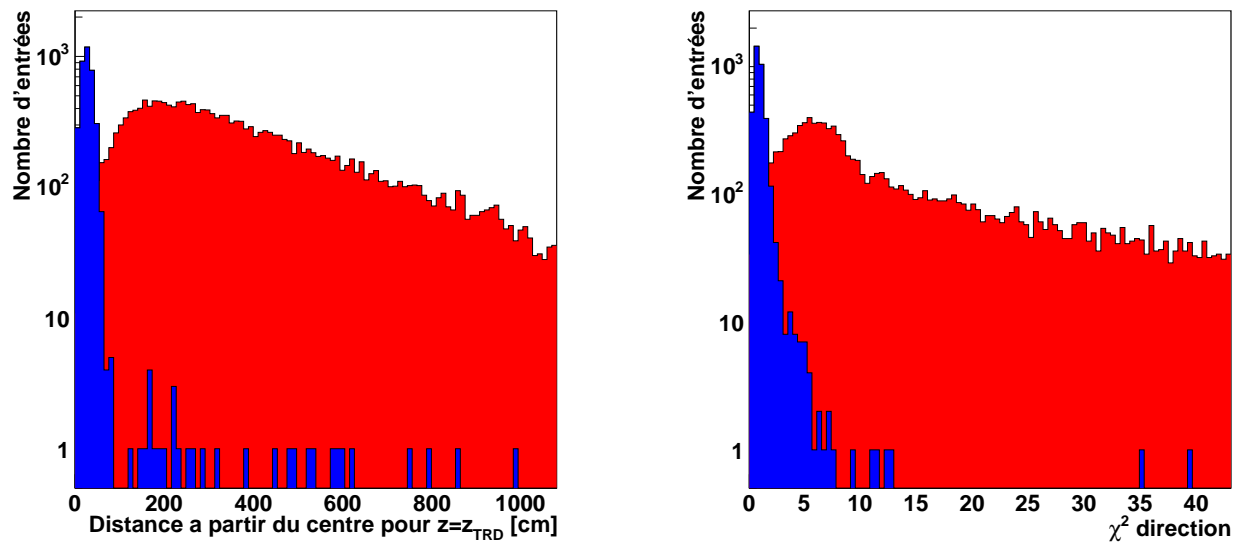


FIG. 6.21: *A gauche, distribution de la position de la trajectoire dans le calorimètre extrapolée à l'altitude du TRD. A droite, distribution du χ^2/n de la trajectoire au sein du calorimètre.*

Variable	Coupure(s)	Efficacité pour les γ	Efficacité pour les protons
E_{2cm}/E_{tot}	>0.90	3489/3594=97.1%	1611/24785=6.5%
E_{5cm}/E_{tot}	>0.98	3516/3594=97.8%	1342/24785=5.4%
E_{2cm}/E_{5cm}	>0.92	3496/3594=97.3%	2516/24785=10.2%
$E_{transverse\ en\ x}$	<0.01	3507/3594=97.6%	4925/24785=19.9%
$E_{transverse\ en\ y}$	<0.01	3424/3594=95.3%	4488/24785=18.1%
χ^2/n pour le profil longitudinal	<2	3313/3594=92.2%	5045/24785=20.4%
Maximum du profil longitudinal	>0.3 et <2	3488/3594=97.1%	10924/24785=44.1%
$E_3\ premiers\ superplans/E_{tot}$	<0.35	3517/3594=97.9%	15413/24785=62.2%
$E_5\ premiers\ superplans/E_{tot}$	>0.2 et <0.8	3395/3594=94.5%	11223/24785=45.3%
$E_3\ derniers\ superplans/E_{tot}$	>0.1 et <0.6	3411/3594=94.9%	11624/24785=46.9%
$E_5\ derniers\ superplans/E_{tot}$	>0.4	3526/3594=98.1%	16555/24785=66.8%
Largeur en x + largeur en y	<12	3557/3594=99.0%	12414/24785=50.1%
Rayon extrapolé à $z = z_{TRD}$	<65	3542/3594=98.6%	473/24785=1.9%
χ^2/n pour la direction	<2	3402/3594=94.7%	919/24785=3.7%

TAB. 6.4: Pour les variables basées sur la forme de la gerbe et celle liées à la reconstruction de la direction, coupures indicatives et efficacités pour γ et protons.

6.7 Elimination du fond de protons

Afin de sélectionner un signal de γ par rapport à un fond de protons, des coupures adéquates sur les variables discriminantes permettent la conservation d'un maximum de γ et la réjection d'un maximum de protons, en d'autres termes, une efficacité la plus grande possible et un fond minimal.

Pour trouver ces coupures, différentes méthodes sont possibles :

- la première, appelée méthode séquentielle, consiste à considérer successivement pour chaque variable les distributions pour les deux types de particules, et à considérer une coupure optimale permettant de sélectionner un maximum de γ et un minimum de protons ;
- la seconde méthode utilise un réseau de neurones capable de tenir compte des corrélations entre les variables, elle nécessite deux lots d'événements, à la fois de signal et fond, le premier lot servant pour l'entraînement du réseau de neurones, le second lot étant ensuite classé sur une échelle de -1 à 1, en fonction de la probabilité d'être du fond ou du signal.

Dans notre étude, nous utilisons la première méthode, la seconde pouvant être, bien sûr, utilisée ultérieurement.

6.7.1 Description de la méthode pour l'optimisation des sélections

La probabilité de Poisson décrit la probabilité $P_\lambda(n)$ d'observer n événements indépendants, sachant qu'un nombre λ faible est attendu :

$$P_\lambda(n) = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!} \quad (6.4)$$

On peut raisonner de manière inverse, c'est-à-dire souhaiter connaître le nombre d'événements N attendus, tel que la probabilité d'observer plus de n événements soit p . L'expression associée est alors :

$$p = \sum_{m=n+1}^{\infty} \frac{N^m e^{-N}}{m!} \rightarrow 1 - p = \sum_{m=0}^n \frac{N^m e^{-N}}{m!} \quad (6.5)$$

Si l'on considère deux processus indépendants, par exemple un signal et un fond, pour lesquels κ_n et b sont de faibles nombres d'événements attendus, alors la probabilité p d'observer plus de n événements - où n représente la somme d'un terme de signal n_s et d'un terme de fond n_b - est :

$$1 - p = \frac{e^{-(b+\kappa_n)} \sum_{m=0}^n \frac{(b+\kappa_n)^m}{m!}}{e^{-b} \sum_{m=0}^n \frac{b^m}{m!}} \quad (6.6)$$

Le dénominateur joue le rôle d'un facteur de normalisation décrivant le fait que le nombre de fond n_b est inférieur à n .

La **figure 6.22** illustre l'équation définie précédemment pour $p = 95\%$ en montrant le nombre κ_n de signal attendu en fonction du nombre b de fond attendu, et du nombre n d'événements observés. Le nombre κ_n se confond avec la limite supérieure sur le signal attendu à 95% de niveau de confiance.

En vue de l'optimisation de sélections, une fonction dite d'optimisation est définie. Elle est le rapport entre la valeur moyenne des κ_n et l'efficacité pour le signal.

$$f = \frac{\langle \kappa \rangle}{\epsilon} = \frac{1}{\epsilon} \sum_{n=0}^{\infty} \kappa_n \times \left\{ P_b(n) = \frac{b^n e^{-b}}{n!} \right\} \quad (6.7)$$

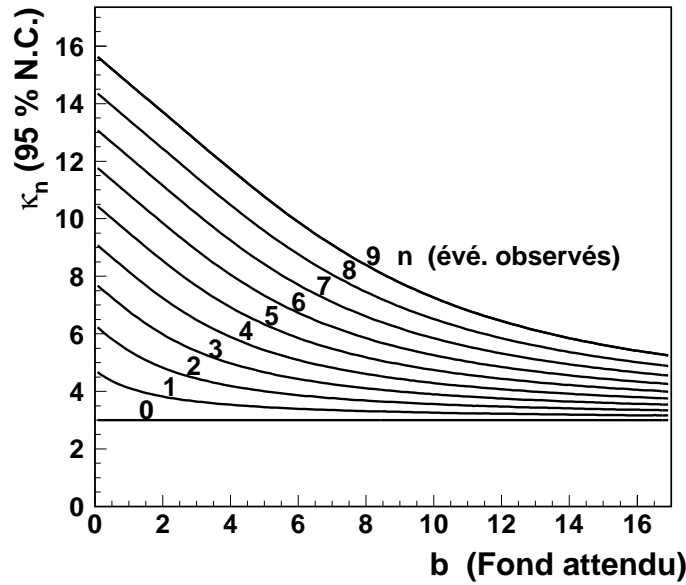


FIG. 6.22: *Limites supérieures sur le signal à 95% de niveau de confiance en fonction du nombre d'événements de fond attendu et du nombre d'événements observés [3].*

Cette fraction est telle que le numérateur contienne un terme b sensible au fond attendu et le dénominateur un terme ϵ sensible au signal. Rechercher le minimum de la fonction f permet de considérer des sélections optimales.

La fonction f est une somme infinie de termes que l'on approxime à une somme finie. L'exponentielle est développée selon les puissances de b :

$$f = \frac{1}{\epsilon} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\kappa_n b^n}{n!} \frac{(-1)^k b^k}{k!} = \frac{1}{\epsilon} \sum_{n=0}^{\infty} b^n \sum_{l=0}^n \frac{(-1)^{(n-l)} \kappa_l}{l!(n-l)!} \quad (6.8)$$

Le développement explicite est le suivant :

$$f = \frac{1}{\epsilon} (\kappa_0 + (\kappa_1 - \kappa_0)b + (\frac{\kappa_2}{2} - \kappa_1 + \frac{\kappa_0}{2})b^2 + (\frac{\kappa_3}{6} - \frac{\kappa_2}{2} + \frac{\kappa_1}{2} - \frac{\kappa_0}{6})b^3 + \dots) \quad (6.9)$$

6.7.2 Premier exemple

Le programme MINUIT [4] est capable de minimiser une fonction à plusieurs paramètres : il est parfaitement adapté à notre problème. Les bornes inférieures et supérieures du domaine de variation des coupures sur les variables discriminantes sont introduites dans l'algorithme et ce dernier recherche les valeurs optimales, en lesquelles la fonction d'optimisation f , définie par b le nombre de protons survivants aux coupures et ϵ le rapport entre le nombre de γ survivants et le nombre initial de γ , atteint une valeur minimale.

Concernant le signal, nous nous intéressons uniquement les γ venant d'en haut et non aux éventuels γ latéraux. Quant au fond, les protons peuvent venir de toute part. Pour considérer une telle situation, un lot particulier de γ et de protons a été généré. Il est constitué de γ de 16, 32, ou 64 GeV, et de protons de 0.5 à 200 GeV. Les γ , générés sur la face supérieure d'une boîte entourant AMS, possèdent des angles d'incidence de 0, 5, 10, 15 ou 25°, tandis que les protons, générés sur les 6 faces de cette boîte, ont des angles d'incidence quelconques.

Pour les γ , 180000 événements sont générés et stockés dans le fichier étudié. Pour les protons, 7803754 événements ont été générés mais seuls 102287 événements qui ont donné un déclenchement de niveau 1 sont sauvegardés pour l'analyse.

Continuité et normalisation du spectre de protons

A partir des fichiers générés par la production, nous construisons pour les protons un flux normalisé et continu de 0.5 à 200 GeV.

Continuité du spectre de protons

Les fichiers de protons produits par la collaboration AMS sont partagés en plusieurs gammes d'énergie² : de 0.5 à 10 GeV, puis de 10 à 200 GeV. Si on considère deux fichiers, l'un contenant 83109 protons dans la première gamme d'énergie (soit $N_1 = 7000000$ protons générés), et l'autre 19178 protons dans la seconde gamme (soit $N_2 = 803754$ protons générés), la continuité n'est pas assurée à 10 GeV (**fig. 6.23**).

Bien que les spectres générés soient inconnus pour les deux fichiers considérés, l'expression de la loi de génération en fonction de l'impulsion p est connue :

$$\begin{cases} \frac{dN}{dp} = & 0.5 \times \left(\frac{200}{0.5}\right)^{RNDM}, \\ RNDM, & \text{nombre aléatoire compris entre 0 et 1.} \end{cases} \quad (6.10)$$

La **figure 6.24** montre la distribution correspondante à cette loi pour 1000000 événements générés : de 0.5 à 10 GeV, $N'_1 = 500132$ événements sont générés, et de 10 à 200 GeV, $N'_2 = 499868$ événements.

Un poids égal à $w_2 = 1$ est associé aux événements générés de 10 à 200 GeV. Pour les événements de 0.5 à 10 GeV, le poids est la multiplication entre deux rapports. Le premier rapport est le nombre N_2 d'événements générés dans le second fichier (10-200 GeV) sur celui N_1 d'événements générés dans le premier fichier (0.5-10 GeV). Le second rapport est le nombre N'_1 d'événements générés entre 0.5 et 10 GeV, et celui N'_2 d'événements générés entre 10 et 200 GeV, concernant la distribution de la **figure 6.24**.

$$w_1 = \frac{N_2}{N_1} \times \frac{N'_1}{N'_2} \quad (6.11)$$

Les valeurs numériques des poids sont les suivantes :

$$\begin{cases} w_1 = \frac{803754}{7000000} \times \frac{500132}{499868} = 0.115 \\ w_2 = 1 \end{cases} \quad (6.12)$$

La **figure 6.25** montre la distribution en énergie générée des événements sur lesquels les poids ont été affectés : la continuité est bien assurée à 10 GeV. Avec de tels poids, le nombre *équivalent* de protons générés est $w_1 \times N_1 + w_2 \times N_2$, soit 1608754.

²Ces gammes en énergie désignent en fait des gammes en impulsion p , la rigidité minimale de 0.5 GV correspond ainsi à une énergie générée d'environ 1 GeV.

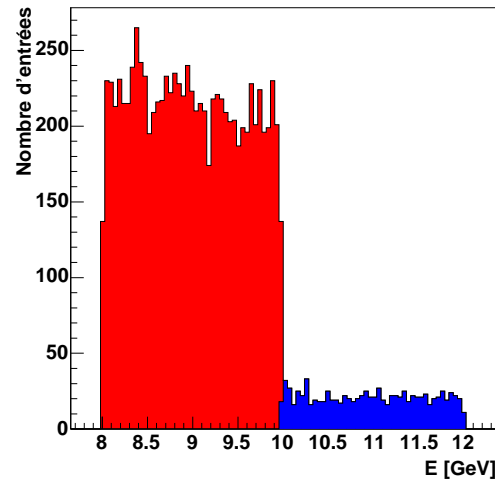


FIG. 6.23: *Distribution de l'énergie générée pour deux fichiers de protons : l'un de 0.5 à 10 GeV, l'autre de 10 à 200 GeV.*

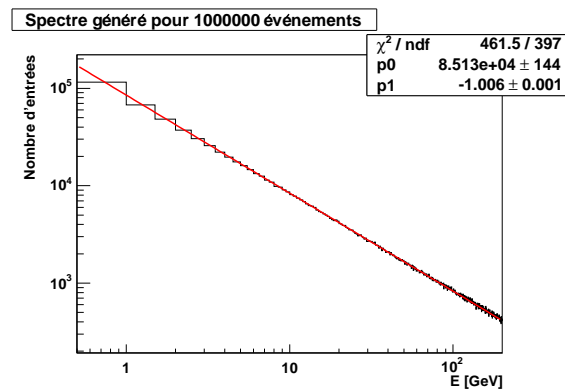


FIG. 6.24: *Distribution "fictive" en énergie générée pour 1000000 événements.*

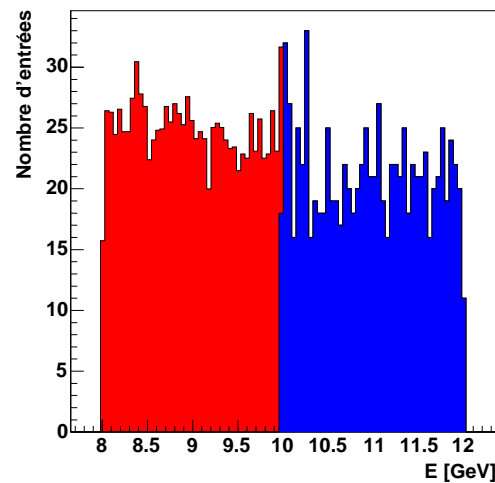


FIG. 6.25: *Distribution de l'énergie générée, en appliquant les poids w_1 et w_2 , pour les deux fichiers de protons considérés fig. 6.23.*

Normalisation du spectre de protons

La **figure 6.26** montre la distribution sur laquelle les poids ont été affectés, pour la plage en énergie de 0.5 à 200 GeV. On note que la distribution s'ajuste suivant $\sim E^{-1}$. Une seconde série de coefficients est appliquée de sorte que le spectre généré en énergie ne soit plus en $\sim E^{-1}$ mais suive le flux des protons cosmiques [5] (**fig. 6.27**). Une normalisation est ensuite effectuée de sorte que les nombres *équivalents* de protons et de γ après présélection soient sensiblement les mêmes (**figure 6.28**) : cette normalisation correspond à l'acceptance de la boîte autour d'AMS, 286.7 m²sr, et à un temps d'intégration de 45 s. La table 6.5 montre l'effet des coefficients successifs sur le nombre de particules générées, le nombre de celles répondant aux critères du niveau 1, et le nombre celles présentes après présélection.

La table 6.6 indique, pour les γ et protons, le nombre de particules générées, le nombre de particules disponibles dans le fichier et le nombre de particules après présélection. Pour les protons, les nombres indiqués sont ceux *équivalents*, c'est-à-dire ceux disposant de poids, les nombres entre parenthèses sont ceux *bruts*, c'est-à-dire ceux pour lesquels il n'y a pas de poids.

Application de l'algorithme pour l'optimisation des sélections

Pour les particules du lot discuté précédemment qui ont été présélectionnés, l'algorithme pour l'optimisation des sélections est appliqué. La table 6.7 donne le nombre de particules passant les coupures correspondantes au minimum de la fonction d'optimisation, et la valeur de cette dernière. La table 6.8 indique les bornes inférieures et supérieures du domaine de variation des coupures, et les valeurs de celles-ci correspondant à la valeur minimale de la fonction d'optimisation.

La forme de la fonction d'optimisation autour du minimum est tracée sur la **figure 6.29**. Chacun des 100 pas correspond à un ensemble particulier de coupures sur les différentes variables, et d'un pas à l'autre, les coupures évoluent de manière simultanée. Le pas 0 correspond à la présélection, le pas 50 au minimum de la fonction, c'est-à-dire un ensemble de coupures optimales. En outre, les pas entre les coupures ne sont pas fixes et sont adaptés de façon à mettre en évidence le minimum de la fonction d'optimisation. Sur les **figures 6.30 et 6.31** sont aussi montrés, en fonction du pas, l'efficacité pour les γ et le nombre de γ et de protons passant les coupures optimales.

On a noté qu'un proton a survécu aux coupures finales. La reconstruction de l'événement associé dans le calorimètre est montrée sur la **figure 6.32**. Les caractéristiques de cet événement, exhibant un comportement électromagnétique, sont indiqués dans la table 6.8.

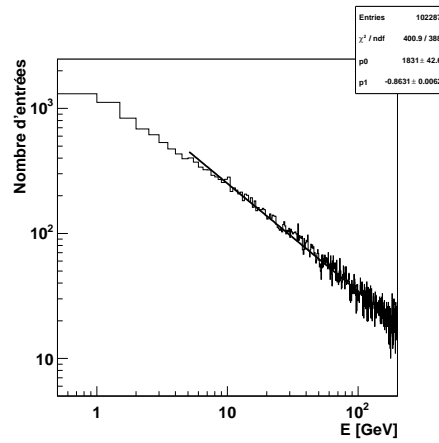


FIG. 6.26: *Distribution de l'énergie générée de 0.5 à 200 GeV, les poids w_1 et w_2 sont appliqués.*

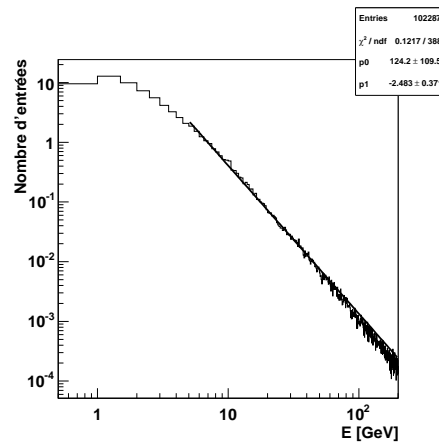


FIG. 6.27: *Distribution de l'énergie générée de 0.5 à 200 GeV, les poids w_1 et w_2 sont appliqués et le spectre est normalisé à celui du rayonnement cosmique pour une acceptation d'un m^2sr et une durée d'une seconde (les 102287 événements disponibles dans le fichier [LVL1 on] correspondent à 36 événements équivalents).*

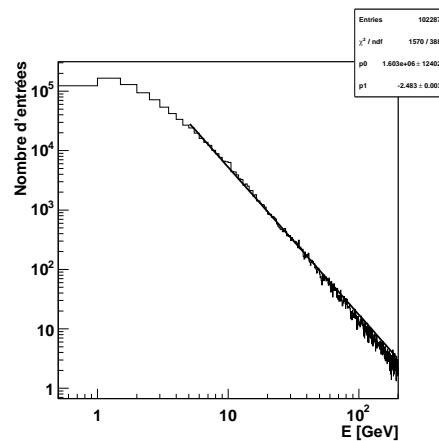


FIG. 6.28: *Distribution de l'énergie générée de 0.5 à 200 GeV, les poids w_1 et w_2 sont appliqués et le spectre est normalisé à celui du rayonnement cosmique pour une acceptation de $286.7 m^2sr$ et une durée de 45 secondes (les 102287 événements disponibles dans le fichier [LVL1 on] correspondent à 469301 événements équivalents).*

protons énergie [0.5,200 GeV] incidence quelconque	initial	w_1, w_2	flux cosmique $\times 1 \text{ m}^2\text{sr}$ $\times 1 \text{ s}$	flux cosmique $\times 286.7 \text{ m}^2\text{sr}$ $\times 1 \text{ s}$	final $\times 286.7 \text{ m}^2\text{sr}$ $\times 45 \text{ s}$
particules générées	7803754	1608754	3183	912702	41071596
particules disponibles dans le fichier [LVL1 on]	102287	28708	36	10429	469301
particules après présélection	18045	5730	5	1526	68688

TAB. 6.5: *Caractéristiques d'un lot de protons. Les protons sont générés dans une boîte autour d'AMS d'acceptance $286.7 \text{ m}^2\text{sr}$ et le nombre généré final correspond à un temps d'intégration de 45 secondes.*

	γ	protons
energie [GeV]	16, 32, 64 (sp. discret)	[0.5,200] (sp. en -2.7)
angle d'incidence	0, 5, 10, 15, 20, 25°	quelconque
nombre de particules générées	180000	41071596 (7803754)
nombre de particules disponibles dans le fichier	180000 [LVL1 off]	469301 (102287) [LVL1 on]
nombre de particules après présélection	70890	68688 (18045)

TAB. 6.6: *Caractéristiques d'un lot de γ et de protons.*

	γ	protons
nombre de particules survivantes	39226	0.08 (1)
fonction d'optimisation	5.90	

TAB. 6.7: *Caractéristiques d'un lot de γ et de protons. Sont indiqués le nombre de γ , de protons survivants équivalents (et bruts) et la valeur minimale de la fonction d'optimisation.*

	conditions initiales	coupures finales	valeurs pour le proton survivant
E_{ECAL} [GeV]	[1,100]	>5.284	26.294
rayon extrapolé à $z = z_{TRD}$ [cm]	[80,110]	<86.784	86.138
E_{5cm}/E_{ECAL}	[0.8,1.0]	>0.960	0.990
E_{2cm}/E_{ECAL}	[0.6,0.9]	>0.667	0.926
$\chi_{direction}^2$	[6,12]	<11.390	8.001
E_{2cm}/E_{5cm}	[0.6,1]	>0.711	0.936
$E_{transverse}^y$	[0.01,0.5]	<0.072	0.005
$E_{transverse}^x$	[0.01,0.5]	<0.039	0.011

TAB. 6.8: *Coupures sur les variables discriminantes pour un lot de γ et de protons. Sont indiquées, pour chaque variable discriminante, les bornes inférieures et supérieures du domaine de variation des coupures et les valeurs de celles-ci pour la valeur minimale de la fonction d'optimisation. Sont indiquées les valeurs des variables discriminantes pour le proton survivant aux coupures.*

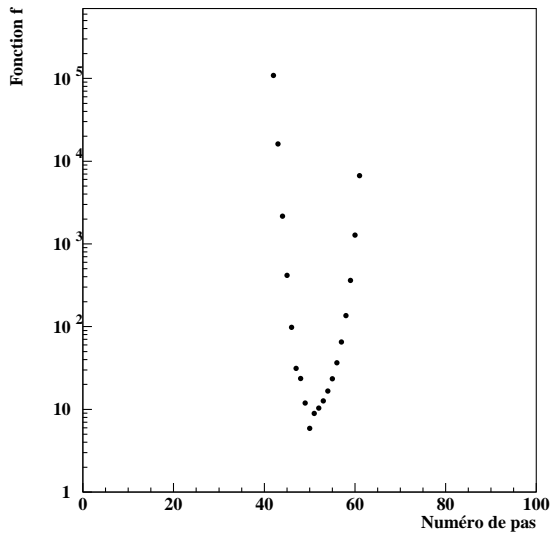


FIG. 6.29: *Fonction d'optimisation en fonction du pas.*

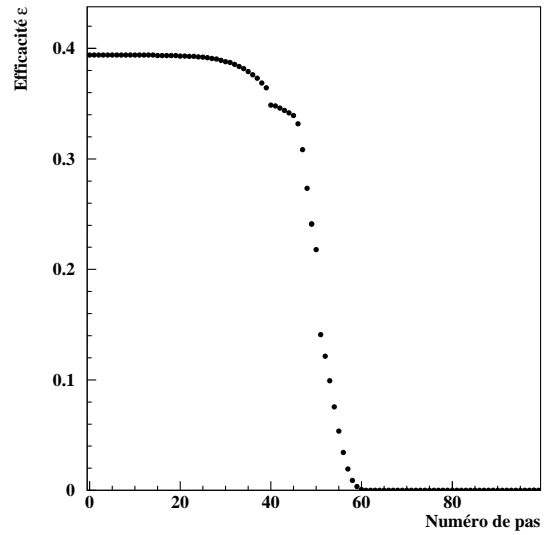


FIG. 6.30: *Efficacité en fonction du pas.*

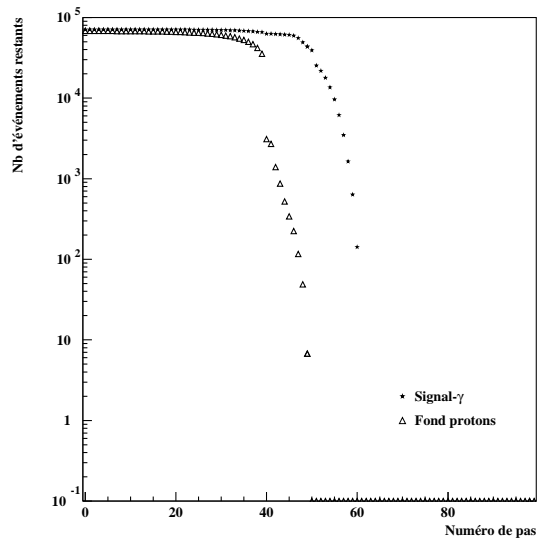


FIG. 6.31: *Variation du nombre d'événements de signal et de fond en fonction du pas. La pas 0 correspond à la présélection, le pas 50 à un ensemble de coupures où la fonction f atteint un minimum.*

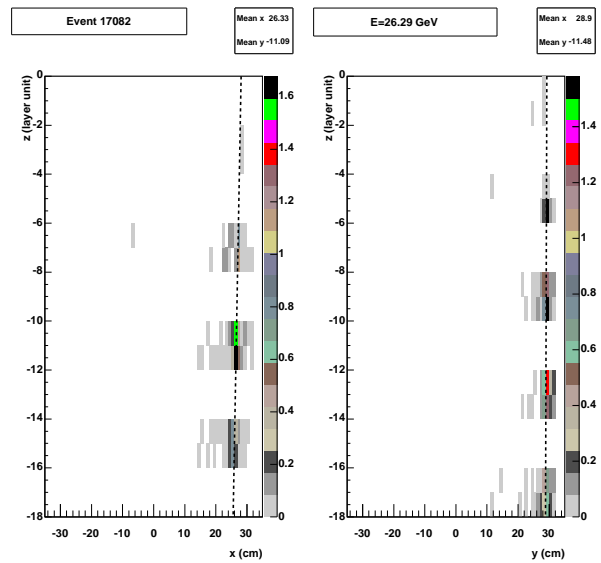


FIG. 6.32: *Reconstruction du proton survivant.*

6.7.3 Application avec des γ de diverses énergies

Des lots analogues à celui discuté précédemment (γ de 16, 32, 64 GeV et protons), mais disposant d'une plus grande statistique, sont créés. Les lots se recouvrent selon l'énergie générée : 2, (2,4 GeV), (4, 8 GeV), (8, 16 GeV), (16, 32, 64 GeV), et (64, 128, 256 GeV). Les deux premiers lots sont associés à une même génération de près de 198 000 000 protons, les lots suivants à un même sous-ensemble de cette génération, environ 159 000 000 protons. Pour chaque lot, les protons sont alors normalisés de 0.5 à 200 GeV afin que le spectre généré suive la loi de puissance du flux cosmique mesuré. En outre, un facteur global de normalisation permet l'existence d'un rapport 1,10 ou 100 entre les protons *équivalents* et γ après présélection.

Les lots sont soumis à notre algorithme pour la recherche des sélections optimales. Dans les [tables 6.10](#) à [6.15](#) sont listés, pour différents rapports entre protons *équivalents* et γ après présélection, les caractéristiques des lots (nombre de protons *bruts* ou *équivalents* et γ , générés, après présélection, survivants aux sélections optimales) et les valeurs des sélections optimales. Pour chaque lot est choisi un ensemble de coupures permettant le meilleur compromis entre une efficacité maximale pour les γ et une réjection maximale pour les protons.

D'un lot à l'autre, d'une part, l'algorithme sélectionne une coupure finale sur l'énergie déposée dans le calorimètre en adéquation avec l'énergie des γ générés, et d'autre part, la fonction d'optimisation tend vers de petites valeurs (~ 5) au fur et à mesure que l'énergie générée des γ est grande, ceci indiquant une sensibilité de plus en plus bonne. De manière générale, les variables E_{5cm}/E_{ECAL} , $E_{transverse}^y$ et $E_{transverse}^x$ sont celles pour lesquelles la discrimination est la plus forte. Quant à la coupure sur le χ^2 lié à la reconstruction de la direction, celle-ci est plus sévère pour les régions intermédiaires. En outre, en augmentant le seuil en énergie, les critères électromagnétiques sont moins serrés.

Evénements protons survivants

Sur une génération de 160 000 000 protons, 78 survivent aux différentes sélections choisies associés aux différents lots. La [table 6.9](#) donne les caractéristiques de 3 de ces protons : le premier survit aux sélections choisies pour les lots (γ 2, 4 GeV versus protons) à (γ 64, 128, 256 GeV versus protons), les deux suivants aux sélections choisies pour les lots (γ 2 GeV versus protons) à (γ 16, 32, 64 GeV versus protons).

Numéro de l'événement	314976	317956	322656
E [GeV]	165.5	128.4	58.1
E_{ECAL} [GeV]	79.41	36.56	20.88
rayon extrapolé à $z = z_{TRD}$ [cm]	63.45	73.66	58.45
E_{5cm}/E_{ECAL}	0.99	0.99	0.99
E_{2cm}/E_{ECAL}	0.96	0.97	0.96
$\chi_{direction}^2$	2.05	3.75	1.22
E_{2cm}/E_{5cm}	0.97	0.97	0.97
$E_{transverse}^y$	0.003	0.003	0.001
$E_{transverse}^x$	0.01	0.004	0.007

TAB. 6.9: *Evénements protons survivants.*

La trace de l'événement 314976 dans le calorimètre est donnée sur la [figure 6.33](#). Cet événement se développe dans le plan xz près du bord du calorimètre. La distribution des points d'impact en x et y , pour les protons survivants à au moins un ensemble choisi de coupures issu des différents lots, montre qu'une partie de ces derniers événements possèdent aussi un point d'impact en x situé près du bord

du calorimètre (**fig. 6.34**). Dans ce dernier cas, les variables latérales peuvent être moins bien définies et une perspective future serait d'examiner la qualité de ces variables en fonction de la distance entre le point d'impact et le bord du calorimètre.

6.7.4 Exemples de distributions associées

Les **figures 6.35 à 6.40** montre les distributions des variables discriminantes pour un lot de γ de 64, 128, 256 GeV et de protons. Pour chaque variable discriminante, les distributions *normalisées* pour les γ et protons sont montrées. De plus, pour les γ , la distinction est faite entre ceux dont l'angle d'incidence est inférieur ou égal à 10° et ceux dont l'angle d'incidence est supérieur ou égal à 15° .

Quant les γ possèdent un angle d'incidence supérieur à 10° , le signal se sépare moins bien du fond, et l'efficacité diminue. On pourrait dans le futur augmenter la sensibilité en considérant des fenêtres suivant l'angle d'incidence.

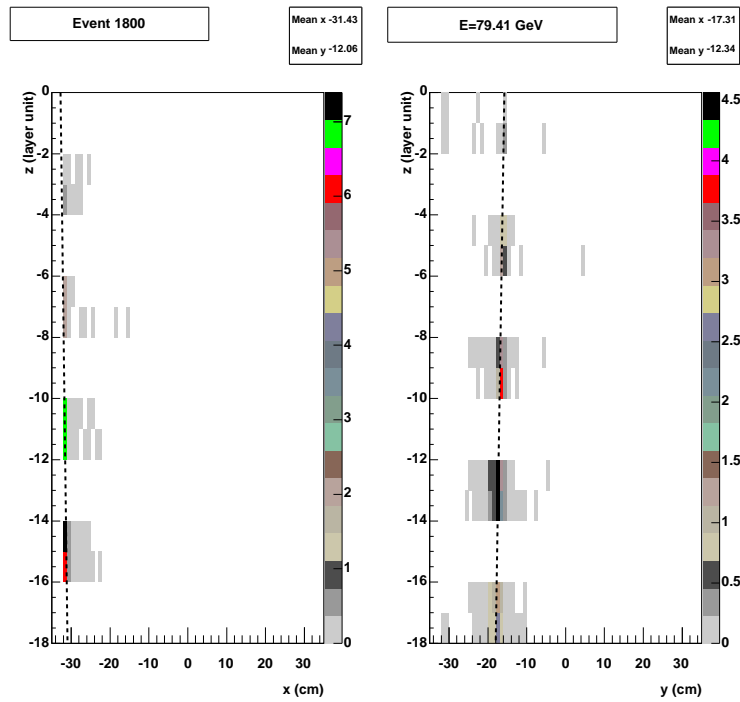


FIG. 6.33: Développement dans le calorimètre de la gerbe de l'événement 314976.

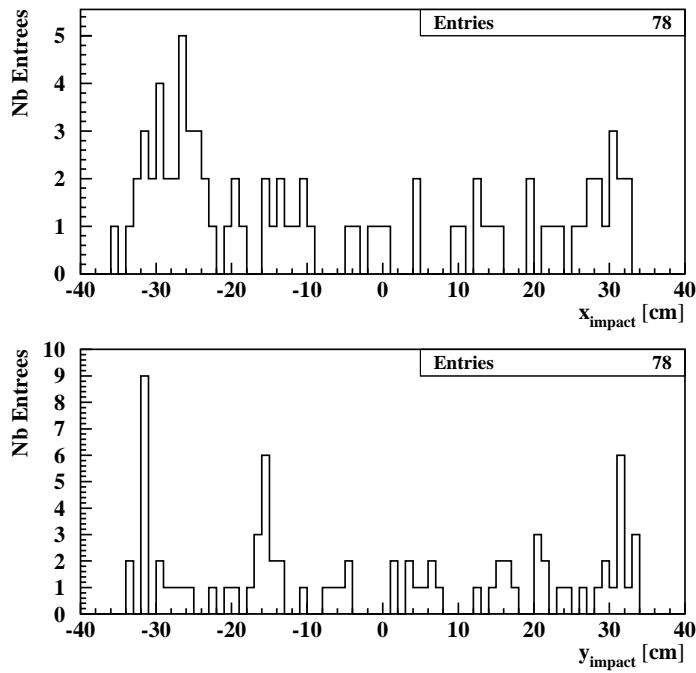


FIG. 6.34: Distribution des points d'impact en x et y sur la surface du calorimètre pour les événements protons survivants aux coupures

rapport p/ γ après présélection	~ 1	~ 10	~ 100
protons générés	(198 359 737)	(198 359 737)	(198 359 737)
protons après présélection	(403720)	(403720)	(403720)
protons survivants	(171)	(121)	(37)
protons générés	13 553 626	135 536 266	1 355 362 668
protons après présélection	20220.0	204017.5	2042013.0
protons survivants	3.486	23.879	77.107
efficacité = p survivants/p générés	2.6×10^{-7}	1.8×10^{-7}	5.7×10^{-8}
γ générés	60000	60000	60000
γ présélectionnés	19995	19995	19995
efficacité $\equiv \gamma$ survivants/ γ générés	12.2%	10.6%	4.7%
efficacité' $\equiv \gamma$ survivants/ γ présélectionnés	[36.7%]	[32.0%]	[14.2%]
fonction d'optimisation	15.6	37.3	145.0
E_{ECAL} [GeV]	1.7	1.69	1.6
rayon extrapolé à $z = z_{TRD}$ [cm]	82.9	80.0	82.3
E_{5cm}/E_{ECAL}	0.97	0.98	0.88
E_{2cm}/E_{ECAL}	0.90	0.63	0.89
$\chi_{direction}^2$	12.0	12.0	8.9
E_{2cm}^y/E_{5cm}^y	0.62	0.93	0.94
$E_{transverse}^y$	0.13	0.14	0.03
$E_{transverse}^x$	0.43	0.24	0.01

TAB. 6.10: Lot γ 2 GeV et protons. L'ensemble de coupures choisi (gras) correspond aux coupures les plus sévères sur toutes les variables (sauf pour la variable E_{5cm}/E_{ECAL}).

rapport p/ γ après présélection	~ 1	~ 10	~ 100
protons générés	(198 359 737)	(198 359 737)	(198 359 737)
protons après présélection	(403720)	(403720)	(403720)
protons survivants	(120)	(43)	(33)
protons générés	30 803 697	308 036 970	3 080 369 700
protons après présélection	45943.9	459438.9	4594388.7
protons survivants	5.259	8.128	51.192
efficacité pour les protons	1.7×10^{-7}	2.6×10^{-8}	1.7×10^{-8}
γ générés	120000	120000 (60000 [†])	120000 (60000 [†])
γ présélectionnés	42649	42649 (22659 [†])	42649 (22659 [†])
efficacité pour les γ	13.6%	6.8% (13.6% [†])	6.7% (13.3% [†])
efficacité' pour les γ	[38.1%]	[19.1%] ([36.0%] [†])	[18.7%] ([35.2%] [†])
fonction d'optimisation	17.4	40.8	89.3
\bar{E}_{ECAL} [GeV]	1.7	3.5	3.5
rayon extrapolé à $z = z_{TRD}$ [cm]	80.0	82.5	81.6
E_{5cm}/E_{ECAL}	0.98	0.86	0.99
E_{2cm}/E_{ECAL}	0.65	0.90	0.90
$\chi_{direction}^2$	12.0	9.5	12.0
E_{2cm}^y/E_{5cm}^y	0.91	0.60	0.78
$E_{transverse}^y$	0.05	0.04	0.03
$E_{transverse}^x$	0.47	0.02	0.49

TAB. 6.11: Lot γ 2, 4 GeV et protons. Pour l'ensemble de coupures choisi permettant le meilleur compromis entre une efficacité maximale pour les γ et une réjection maximale pour les protons (gras), les coupures les plus sévères sont sur les variables E_{5cm}/E_{ECAL} et E_{2cm}/E_{ECAL} . Pour les γ , les chiffres en parenthèses surmontés de [†] indiquent que ceux-ci font référence uniquement aux γ de 4 GeV, et non aux γ de 2 GeV.

rapport p/ γ après présélection	~ 1	~ 10	~ 100
protons générés	(158 687 790)	(158 687 790)	(158 687 790)
protons après présélection	(322976)	(322976)	(322976)
protons survivants	(48)	(15)	(22)
protons générés	32 857 277	328 572 768	3 285 727 680
protons après présélection	49022.4	490224.4	4902244.2
protons survivants	1.363	3.758	17.515
efficacité pour les protons	4.1×10^{-8}	<u>1.1×10^{-8}</u>	5.3×10^{-9}
γ générés	120000	120000	120000 (60000 [†])
γ présélectionnés	45981	45981	45981(23332 [†])
efficacité pour les γ	0.5%	<u>19.7%</u>	8.4% (16.7% [†])
efficacité' pour les γ	[1.4%]	[27.8%]	[21.8%] ([43.1%] [†])
fonction d'optimisation	10.0	21.2	47.9
E_{ECAL} [GeV]	3.4	3.6	7.2
rayon extrapolé à $z = z_{TRD}$ [cm]	81.6	80.2	84.1
E_{5cm}/E_{ECAL}	0.80	0.99	0.98
E_{2cm}/E_{ECAL}	0.90	0.69	0.90
$\chi_{direction}^2$	11.6	10.4	7.4
E_{2cm}/E_{5cm}	0.79	0.61	0.92
$E_{transverse}^y$	0.03	0.01	0.04
$E_{transverse}^x$	0.02	0.06	0.02

TAB. 6.12: Lot γ 4, 8 GeV et protons. Pour l'ensemble de coupures choisi (gras), la coupure la plus sévère est sur la variable E_{5cm}/E_{ECAL} . Pour les γ , les chiffres en parenthèses surmontés de [†] indiquent que ceux-ci font référence uniquement aux γ de 8 GeV, et non aux γ de 4 GeV.

rapport p/ γ après présélection	~ 1	~ 10	~ 100
protons générés	(158 687 790)	(158 687 790)	(158 687 790)
protons après présélection	(322976)	(322976)	(322976)
protons survivants	(33)	(15)	(10)
protons générés	32 857 277	328 572 768	3 285 727 680
protons après présélection	48990.4	489904.4	4899044.1
protons survivants	0.274	1.327	11.784
efficacité pour les protons	8.3×10^{-9}	4.0×10^{-9}	<u>3.6×10^{-9}</u>
γ générés	120000	120000	120000
γ présélectionnés	47041	47041	47041
efficacité pour les γ	20.0%	17.0%	<u>16.7%</u>
efficacité' pour les γ	[50.9%]	[43.3%]	[42.6%]
fonction d'optimisation	6.8	9.9	21.0
E_{ECAL} [GeV]	6.7	6.7	7.1
rayon extrapolé à $z = z_{TRD}$ [cm]	88.9	81.5	80.1
E_{5cm}/E_{ECAL}	0.98	0.98	0.86
E_{2cm}/E_{ECAL}	0.76	0.66	0.81
$\chi_{direction}^2$	9.9	11.7	7.4
E_{2cm}/E_{5cm}	0.92	0.91	0.92
$E_{transverse}^y$	0.07	0.02	0.02
$E_{transverse}^x$	0.49	0.24	0.02

TAB. 6.13: Lot γ 8, 16 GeV et protons. Pour l'ensemble de coupures choisi (gras), les coupures les plus sévères sont sur les variables $\chi_{direction}^2$, E_{5cm}/E_{ECAL} et $E_{transverse}^y$.

rapport p/ γ après présélection	~ 1	~ 10	~ 100
protons générés	(158 687 790)	(158 687 790)	(158 687 790)
protons après présélection	(322976)	(322976)	(322976)
protons survivants	(25)	(7)	(1)
protons générés	49 285 915	492 859 152	4 928 591 520
protons après présélection	73485.7	734856.6	7348566.2
protons survivants	0.257	0.566	0.537
efficacité pour les protons	5.2×10^{-9}	<u>1.1×10^{-9}</u>	1.1×10^{-10}
γ générés	180000	180000	180000 (120000 [†])
γ présélectionnés	70890	70890	70890 (47179 [†])
efficacité pour les γ	21.2%	<u>19.8%</u>	12.5% (18.7% [†])
efficacité' pour les γ	[53.9%]	[50.3%]	[31.7%] (47.7% [†])
fonction d'optimisation	6.4	7.3	11.6
E_{ECAL} [GeV]	8.8	11.8	28.3
rayon extrapolé à $z = z_{TRD}$ [cm]	92.4	84.2	87.0
E_{5cm}/E_{ECAL}	0.80	0.98	0.92
E_{2cm}/E_{ECAL}	0.61	0.86	0.61
$\chi_{direction}^2$	6.0	11.6	7.4
E_{2cm}/E_{5cm}	0.93	0.66	0.92
$E_{transverse}^y$	0.02	0.02	0.01
$E_{transverse}^x$	0.17	0.50	0.01

TAB. 6.14: Lot γ 16,32 et 64 GeV et protons. Pour l'ensemble de coupures choisi (gras), les coupures les plus sévères sont sur les variables E_{5cm}/E_{ECAL} et $E_{transverse}^y$. Pour les γ , les chiffres en parenthèses surmontés de † indiquent que ceux-ci font référence uniquement aux γ de 32, 64 GeV, et non aux γ de 16 GeV.

rapport p/ γ	~ 1	~ 10	~ 100
protons générés	(158 687 790)	(158 687 790)	(158 687 790)
protons après présélection	(322976)	(322976)	(322976)
protons survivants	(18)	(4)	(0)
protons générés	32 857 277	328 572 768	3 285 727 680
protons après présélection	48990.4	489904.4	4899044.1
protons survivants	0.069	0.102	0.
efficacité pour les protons	2.1×10^{-9}	<u>3.1×10^{-10}</u>	-
γ générés	137305	137305	137305
γ présélectionnés	52865	52865	52865
efficacité pour les γ	23.5%	<u>22.1%</u>	21.9%
efficacité' pour les γ	[61.0%]	[57.4%]	[56.9%]
fonction d'optimisation	5.3	5.7	5.6
E_{ECAL} [GeV]	25.0	40.8	36.7
rayon extrapolé à $z = z_{TRD}$ [cm]	99.3	94.2	96.2
E_{5cm}/E_{ECAL}	0.98	0.80	0.98
E_{2cm}/E_{ECAL}	0.70	0.90	0.64
$\chi_{direction}^2$	11.9	11.8	11.8
E_{2cm}/E_{5cm}	0.67	0.69	0.61
$E_{transverse}^y$	0.35	0.02	0.02
$E_{transverse}^x$	0.27	0.03	0.01

TAB. 6.15: Lots γ 64, 128, 256 GeV et protons. Pour l'ensemble de coupures choisi (gras), les coupures les plus sévères sont sur les variables E_{2cm}/E_{ECAL} , $E_{transverse}^y$ et $E_{transverse}^x$.

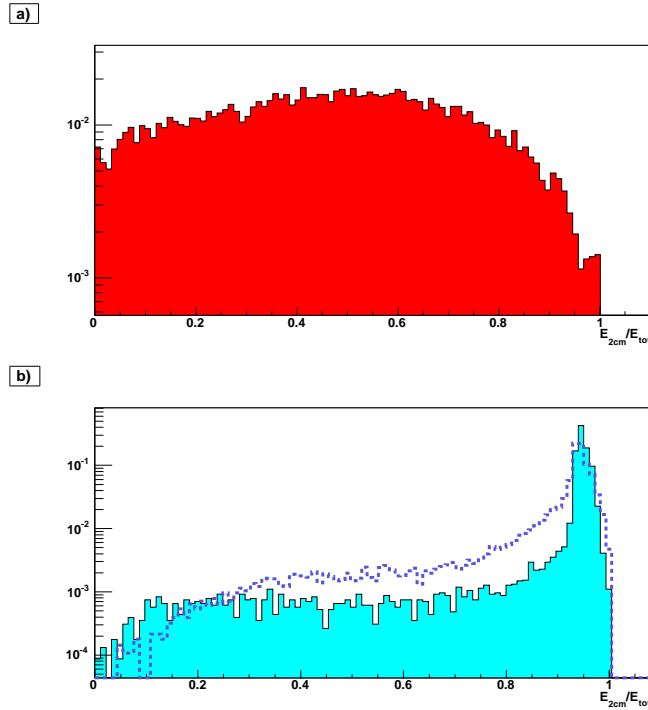


FIG. 6.35: Distribution normalisée du rapport entre l'énergie dans 2 cm autour de l'axe de la gerbe et celle déposée dans le calorimètre, pour des protons de 0.5 à 200 GeV avec un spectre en $\sim E^{-2.7}$ (a) et des γ de 64, 128 ou 256 GeV (b). Les protons sont générés dans un cube autour d'AMS et ont des angles d'incidence quelconque. Les γ sont générés en haut d'AMS et ont des angles d'incidence de 0, 5, 10, 15, 20 ou 25°. Pour b), on distingue les γ avec un angle d'incidence de 0, 5 ou 10° (plein, bleu ciel) de ceux avec un angle d'incidence de 15, 20 ou 25° (vide, violet).

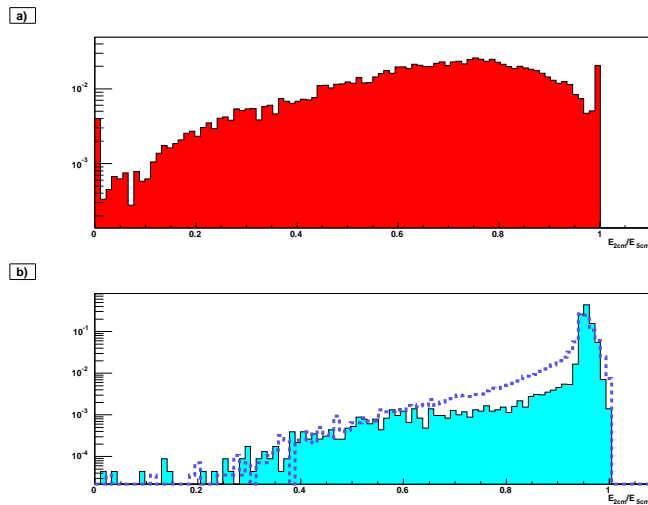


FIG. 6.36: Distribution normalisée du rapport entre l'énergie contenue dans 2 cm autour de l'axe de la gerbe et celle contenue dans 5 cm autour du même axe, pour les protons (a) et les γ (b). Pour b), on distingue les γ avec un angle d'incidence de 0, 5 ou 10° (plein, bleu ciel) de ceux avec un angle d'incidence de 15, 20 ou 25° (vide, violet).

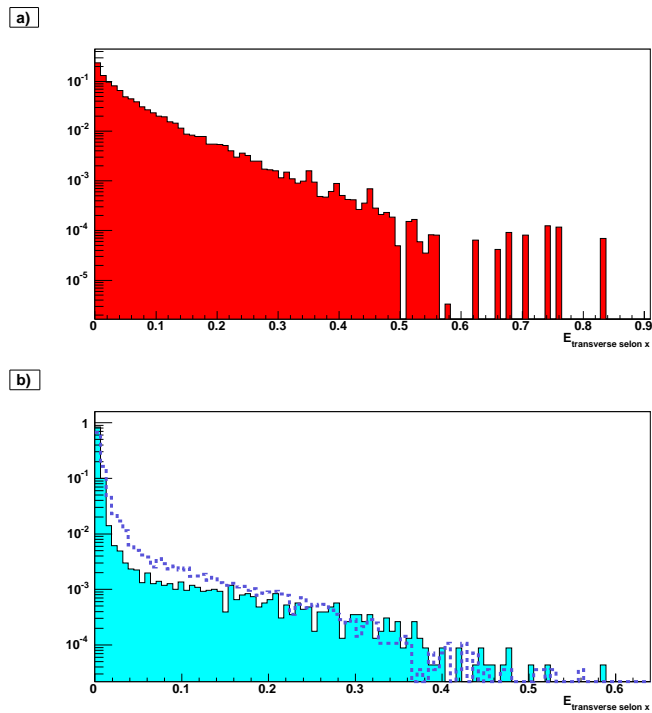


FIG. 6.37: *Distribution normalisée en énergie transverse selon xz , pour les protons (a)) et les γ (b)). Pour b), on distingue les γ avec un angle d'incidence de $0, 5$ ou 10° (plein, bleu ciel) de ceux avec un angle d'incidence de $15, 20$ ou 25° (vide, violet). Quelque soit l'angle d'incidence, la distribution de l'énergie transverse est plus piquée pour les γ que pour les protons.*

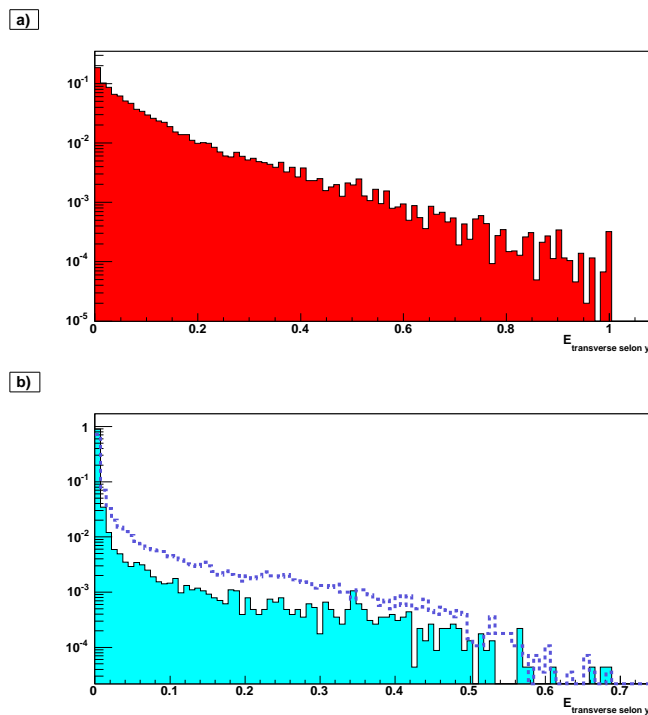


FIG. 6.38: *Distribution normalisée en énergie transverse selon yz , pour les protons (a)) et les γ (b)). Pour b), on distingue les γ avec un angle d'incidence de $0, 5$ ou 10° (plein, bleu ciel) de ceux avec un angle d'incidence de $15, 20$ ou 25° (vide, violet).*

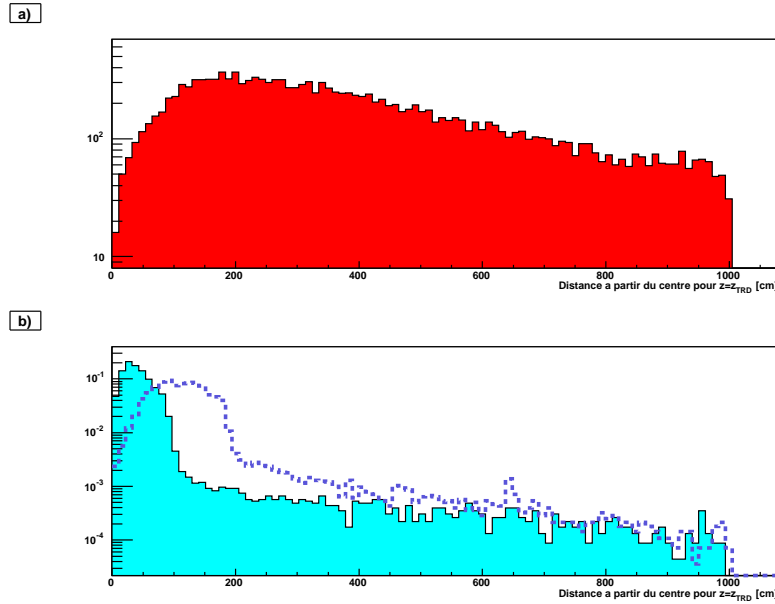


FIG. 6.39: *Distribution normalisée du point pour la trajectoire extrapolée du calorimètre à $z = z_{TRD}$, pour les protons (a) et les γ (b). Pour b), on distingue les γ avec un angle d'incidence de $0, 5$ ou 10° (plein, bleu ciel) de ceux avec un angle d'incidence de $15, 20$ ou 25° (vide, violet). Pour un même point d'impact sur la calorimètre, plus l'angle d'incidence est élevé, plus la distance à partir du centre pour $z = z_{TRD}$ est grande. On peut ainsi noter un décalage pour la distribution des γ entre ceux possédant un angle d'incidence de $0, 5$ ou 10° et ceux possédant un angle d'incidence de $15, 20$ ou 25° .*

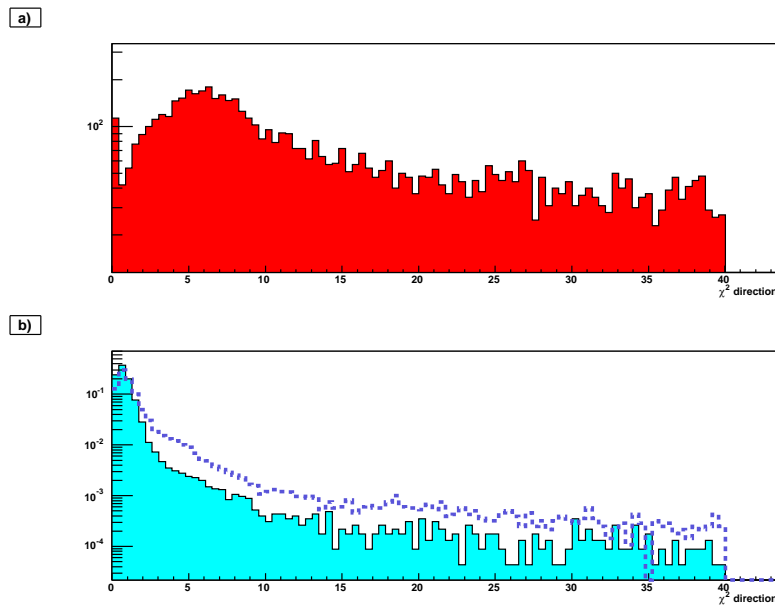


FIG. 6.40: *Distribution normalisée du χ^2/n de la trajectoire au sein du calorimètre, pour les protons (a) et les γ (b). Pour b), on distingue les γ avec un angle d'incidence de $0, 5$ ou 10° (plein, bleu ciel) de ceux avec un angle d'incidence de $15, 20$ ou 25° (vide, violet).*

6.7.5 Résultats pour les acceptances

Les coupures trouvées pour les 6 lots précédents à l'aide de la minimisation de la fonction d'optimisation sont appliquées sur des fichiers de γ fournis par la collaboration AMS. L'acceptance est proportionnelle au rapport entre le nombre de γ sélectionnés et le nombre de γ générés, ces nombres étant relatifs au domaine d'énergie considéré. Sachant que le spectre en énergie des γ générés suit une loi approximative en E^{-1} , nous connaissons pour chaque domaine d'énergie étudié le nombre de γ générés. Les nombres de γ sélectionnés et générés sont connus et permettent alors le calcul de l'acceptance.

Acceptance en fonction de l'énergie

L'acceptance est le produit entre l'acceptance de génération et le rapport du nombre de γ survivants aux coupures sur le nombre de γ générés :

$$A(E) = \frac{N^{cut}(E)}{N^{gen}(E)} \times A_{gen} \quad (6.13)$$

L'erreur statistique associée est telle que :

$$\Delta A(E) = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N^{gen}(E)}} \times A_{gen}, \quad \epsilon = \frac{N^{cut}(E)}{N^{gen}(E)} \quad (6.14)$$

Les fichiers fournis par la collaboration AMS sont de deux types :

- le type NONE : les particules, générées à partir des 6 surfaces d'un cube de $3.9 \times 3.9 \times 3.9$ m³ entourant AMS, sont tirées vers l'intérieur de ce cube, l'acceptance de génération A_{gen} est égale à $6\pi(3.9)^2 = 286.7$ m².sr,
- le type PL1 : les particules, générées en $z=+195$ cm au dessus d'AMS au sein d'un plan de 3.9×3.9 m², sont tirées en direction du détecteur, l'acceptance de génération A_{gen} est égale à $\pi(3.9)^2 = 47.8$ m².sr.

D'une façon systématique, les deux types de fichiers ont été utilisés. Les [tables 6.16 et 6.17](#) listent les acceptances en fonction de l'énergie. L'acceptance des γ en fonction de l'énergie est tracée sur les [figures 6.41 et 6.42](#). Pour une bande d'énergie donnée, on calcule 5 acceptances, où chacune d'elles correspond à l'ensemble de coupures choisi dans les [tables 6.11 à 6.15](#).

L'acceptance globale est le résultat de la combinaison des 5 sélections (acceptances en gras dans les [tables 6.16 & 6.17](#) et courbe en trait plein sur la [figure 6.17](#)). La comparaison des acceptances définies par les fichiers PL1 et NONE permet de s'assurer qu'aucun biais n'est introduit et que celles-ci sont compatibles dans les barres d'erreur.

L'acceptance est rapidement croissante aux petites énergies, sature vers 0.085 m².sr pour les fichiers NONE et vers 0.095 m².sr pour les fichiers PL1. Sur ces mêmes figures sont signalées des acceptances obtenues dans une étude précédente [6]. Nos sélections améliorent de 20% (pour les fichiers NONE) à 40% (pour les fichiers PL1) ces précédentes performances.

Un ajustement sur les points définissant l'acceptance en fonction de l'énergie permet d'établir les relations suivantes :

$$\begin{cases} A_{NONE}(E) &= (0.086 \pm 0.004) - \frac{1}{(E + (4.6 \pm 0.4) \text{ GeV})^{1.28 \pm 0.04}} \text{ m}^2 \cdot \text{sr} \\ A_{PL1}(E) &= (0.097 \pm 0.001) - \frac{1}{(E + (6.1 \pm 0.1) \text{ GeV})^{1.11 \pm 0.01}} \text{ m}^2 \cdot \text{sr} \end{cases}$$

Bien que les fichiers NONE soient à priori plus adaptés à notre problématique (γ , non convertis en e^+e^- , venant de haut en bas versus protons venant des côtés), nous utiliserons :

- pour le signal, les résultats obtenus avec les fichiers PL1, car ils sont statistiquement plus significatifs que ceux obtenus avec les fichiers NONE : la paramétrisation $A_{PL1}(E)$ sera donc considérée ;
- pour l'estimation du fond, les protons générés dans les fichiers NONE.

E_γ (GeV)	coupures du lot p vs γ 2 GeV	coupures du lot p vs γ 2,4 GeV	coupures du lot protons vs γ 4,8 GeV
2.75 ± 2.25	0.016 ± 0.001	0.007 ± 0.001	0.0040 ± 0.0005
7.5 ± 2.5	0.064 ± 0.003	0.059 ± 0.003	0.045 ± 0.003
15 ± 5	0.064 ± 0.006	0.066 ± 0.006	0.049 ± 0.005
35 ± 15	0.069 ± 0.006	0.069 ± 0.006	0.058 ± 0.005
60 ± 5	0.08 ± 0.01	0.08 ± 0.01	0.07 ± 0.01
75 ± 5	0.09 ± 0.02	0.09 ± 0.02	0.08 ± 0.02
95 ± 5	0.06 ± 0.02	0.06 ± 0.02	0.06 ± 0.02
115 ± 5	0.08 ± 0.02	0.07 ± 0.02	0.06 ± 0.02
185 ± 5	0.06 ± 0.02	0.06 ± 0.02	0.06 ± 0.02
E_γ (GeV)	coupures du lot p vs γ 8,16 GeV	coupures du lot p vs γ 16,32,64 GeV	coupures du lot p vs γ 64,128,256 GeV
2.75 ± 2.25	-	-	-
7.5 ± 2.5	0.027 ± 0.002	-	-
15 ± 5	0.065 ± 0.006	0.050 ± 0.005	-
35 ± 15	0.065 ± 0.005	0.068 ± 0.006	-
60 ± 5	0.08 ± 0.01	0.08 ± 0.01	0.089 ± 0.02
75 ± 5	0.08 ± 0.02	0.09 ± 0.02	0.099 ± 0.02
95 ± 5	0.06 ± 0.02	0.07 ± 0.02	0.066 ± 0.02
115 ± 5	0.06 ± 0.02	0.07 ± 0.02	0.080 ± 0.02
185 ± 5	0.06 ± 0.02	0.07 ± 0.02	0.091 ± 0.03

TAB. 6.16: Acceptance $A(E)$ en fonction de l'énergie E , pour des fichiers NONE.

E_γ (GeV)	coupures du lot p vs γ 2 GeV	coupures du lot p vs γ 2,4 GeV	coupures du lot p vs γ 4,8 GeV
2.75 ± 2.25	0.0162 ± 0.0002	0.0069 ± 0.0001	0.0042 ± 0.0001
7.5 ± 2.5	0.060 ± 0.001	0.055 ± 0.001	0.041 ± 0.001
15 ± 5	0.071 ± 0.003	0.070 ± 0.002	0.055 ± 0.002
35 ± 15	0.077 ± 0.002	0.080 ± 0.002	0.064 ± 0.002
60 ± 5	0.075 ± 0.005	0.075 ± 0.005	0.066 ± 0.005
75 ± 5	0.081 ± 0.006	0.077 ± 0.006	0.071 ± 0.006
95 ± 5	0.081 ± 0.007	0.080 ± 0.007	0.069 ± 0.006
115 ± 5	0.078 ± 0.007	0.073 ± 0.007	0.065 ± 0.007
185 ± 5	0.09 ± 0.01	0.09 ± 0.01	0.078 ± 0.009
E_γ (GeV)	coupures du lot p vs γ 8,16 GeV	coupures du lot p vs γ 16,32,64 GeV	coupures du lot p vs γ 64,128,256 GeV
2.75 ± 2.25	-	-	-
7.5 ± 2.5	0.027 ± 0.001	-	-
15 ± 5	0.069 ± 0.002	0.051 ± 0.002	-
35 ± 15	0.074 ± 0.002	0.079 ± 0.002	-
60 ± 5	0.072 ± 0.005	0.078 ± 0.005	0.087 ± 0.006
75 ± 5	0.075 ± 0.006	0.081 ± 0.006	0.088 ± 0.006
95 ± 5	0.075 ± 0.007	0.085 ± 0.007	0.093 ± 0.007
115 ± 5	0.069 ± 0.007	0.080 ± 0.008	0.095 ± 0.008
185 ± 5	0.08 ± 0.01	0.09 ± 0.01	0.11 ± 0.01

TAB. 6.17: Acceptance $A(E)$ en fonction de l'énergie E , pour des fichiers PL1.

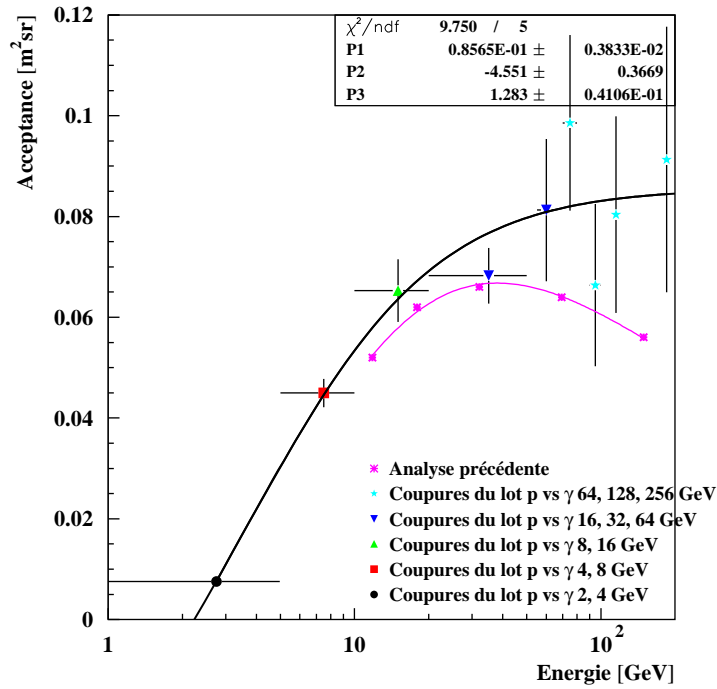


FIG. 6.41: Acceptance des γ en fonction de l'énergie, en utilisant les fichiers NONE. Pour une bande d'énergie donnée, on calcule plusieurs acceptances, où chacune d'elles correspond à l'ensemble de coupures choisi dans les [tables 6.11 à 6.15](#). Les acceptances précédentes se réfèrent à l'étude dans [\[6\]](#).

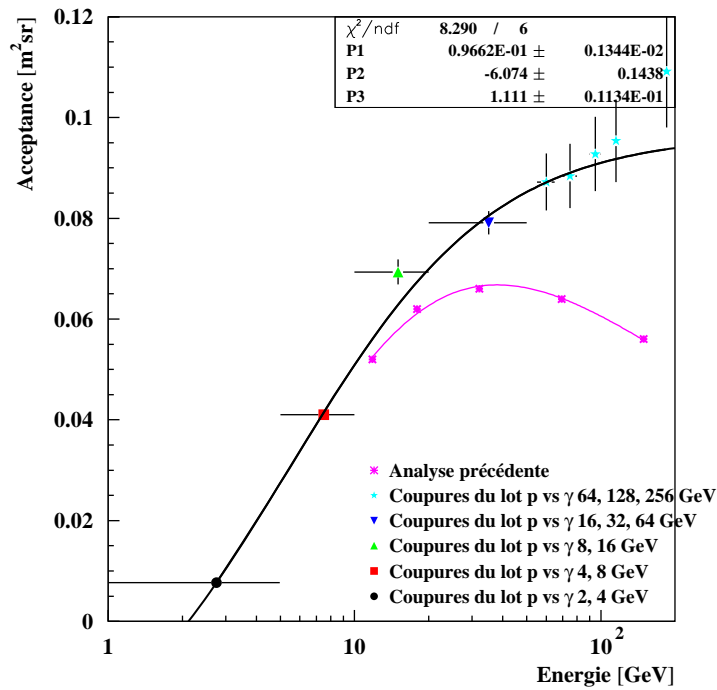


FIG. 6.42: Acceptance des γ en fonction de l'énergie, en utilisant les fichiers PL1.

Surface effective de détection en fonction de l'angle d'incidence, pour une énergie donnée

Pour un angle d'incidence et une énergie donnés, l'acceptance associée est :

$$A(E, \theta) = \frac{N^{cut}(E, \theta)}{N^{gen}(E, \theta)} \times \left\{ A_{\theta} = \frac{N^{gen}(E, \theta)}{N^{gen}(E)} \times A_{gen} \right\} = \frac{N^{cut}(E, \theta)}{N^{gen}(E)} \times A_{gen} \quad (6.16)$$

La surface effective de détection est le rapport entre l'acceptance calculée précédemment et la variation de l'angle solide :

$$S(E, \theta) = \frac{A(E, \theta)}{2\pi\Delta(\cos\theta)} \quad (6.17)$$

Dans la [table 6.18](#) est listée, pour des γ d'énergie comprise entre 20 et 50 GeV, la surface effective de détection en fonction de l'angle d'incidence, pour des particules générées soit dans un cube autour d'AMS, soit en haut d'AMS.

	plage en θ	γ survivants/ γ générés \times acceptance AMS [$m^2 \cdot sr$]	surface = acceptance $\times 1/(2\pi\Delta(\cos(\theta)))$ [m^2]
NONE	$-1.00 < \cos(\theta) < -0.99$	$38/658573 \times 286.7 = 0.017$	0.27 ± 0.06
	$-0.99 < \cos(\theta) < -0.98$	$37/658573 \times 286.7 = 0.017$	0.26 ± 0.06
	$-0.98 < \cos(\theta) < -0.97$	$23/658573 \times 286.7 = 0.010$	0.16 ± 0.05
	$-0.97 < \cos(\theta) < -0.96$	$27/658573 \times 286.7 = 0.012$	0.19 ± 0.05
	$-0.96 < \cos(\theta) < -0.95$	$9/658573 \times 286.7 = 0.004$	0.06 ± 0.03
	$-0.95 < \cos(\theta) < -0.94$	$10/658573 \times 286.7 = 0.004$	0.07 ± 0.03
	$-0.94 < \cos(\theta) < -0.93$	$5/658573 \times 286.7 = 0.002$	0.04 ± 0.02
	$-0.93 < \cos(\theta) < -0.92$	$3/658573 \times 286.7 = 0.001$	0.02 ± 0.02
		acceptance intégrée = 0.067	
PL1	$-1.00 < \cos(\theta) < -0.99$	$300/712218 \times 47.8 = 0.020$	0.32 ± 0.02
	$-0.99 < \cos(\theta) < -0.98$	$283/712218 \times 47.8 = 0.019$	0.30 ± 0.02
	$-0.98 < \cos(\theta) < -0.97$	$207/712218 \times 47.8 = 0.014$	0.22 ± 0.02
	$-0.97 < \cos(\theta) < -0.96$	$155/712218 \times 47.8 = 0.010$	0.17 ± 0.01
	$-0.96 < \cos(\theta) < -0.95$	$95/712218 \times 47.8 = 0.006$	0.10 ± 0.01
	$-0.95 < \cos(\theta) < -0.94$	$60/712218 \times 47.8 = 0.004$	0.06 ± 0.01
	$-0.94 < \cos(\theta) < -0.93$	$37/712218 \times 47.8 = 0.002$	0.04 ± 0.01
	$-0.93 < \cos(\theta) < -0.92$	$16/712218 \times 47.8 = 0.001$	0.017 ± 0.004
		acceptance intégrée = 0.076	

TAB. 6.18: *Acceptances et surfaces de détection pour des photons entre 20 et 50 GeV, avec des angles d'incidences différents, en considérant les fichiers NONE (haut) ou PL1 (bas). L'acceptance est le produit entre le rapport du nombre de photons survivants sur le nombre de photons générés et l'acceptance d'AMS. La surface est la division de cette acceptance par la variation de l'angle solide ($\Delta\cos(\theta) = 0.01$). Les erreurs considérées sont statistiques.*

Les figures [6.43](#) et [6.44](#) montrent les surfaces effective de détection en fonction de l'angle d'incidence. Les paramétrisations associées sont :

$$\begin{cases} S_{NONE}(E) = \frac{(2900 \pm 700)}{1 + \exp\left(\frac{\cos(\theta) + (0.96 \pm 0.01)}{0.012 \pm 0.005}\right)} \text{ cm}^2 \\ S_{PL1}(E) = \frac{(3998 \pm 300)}{1 + \exp\left(\frac{\cos(\theta) + (0.971 \pm 0.003)}{0.015 \pm 0.001}\right)} \text{ cm}^2 \end{cases}$$

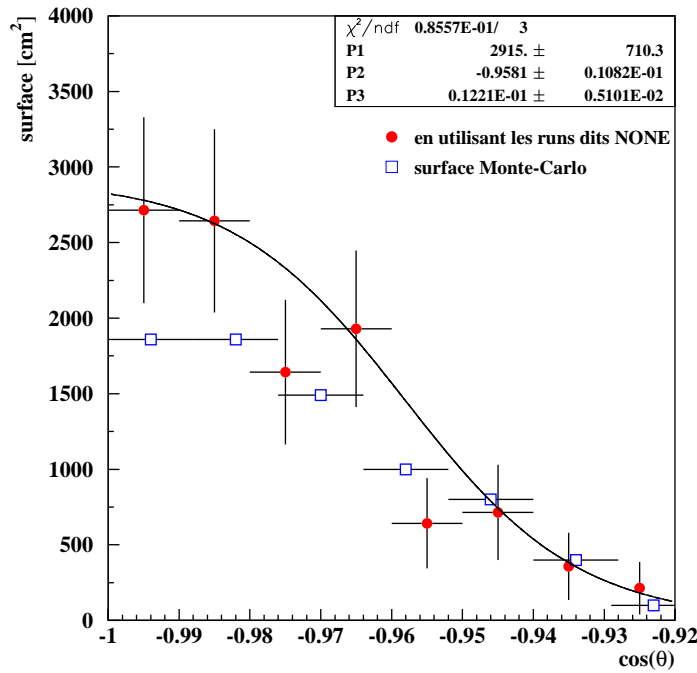


FIG. 6.43: Surface en fonction de l'angle d'incidence, compris entre -180° (zénith) et -160° , pour des γ entre 20 et 50 GeV. Les surfaces précédentes se réfèrent à l'étude dans [6], pour une énergie de 50 GeV.

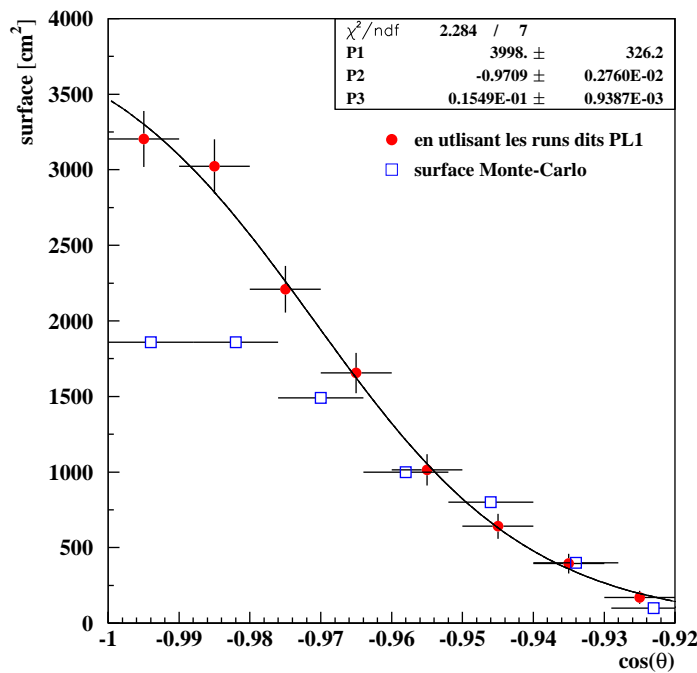


FIG. 6.44: Surface en fonction de l'angle d'incidence, compris entre -180° (zénith) et -160° , pour des γ entre 20 et 50 GeV. L'acceptance définie est égale à $0.076 \text{ m}^2\text{sr}$: cette valeur est à comparer à celle de 0.073 m^2 pour l'acceptance basée sur des considérations géométriques et discutée au chapitre 5. Les surfaces effectives de détection définies sur la figures ci-dessous sont, à petite angle d'incidence ($\cos \theta < -0.96$), plus grandes que celles définies sur la figure 1.17 du chapitre 5 ; à grand angle d'incidence ($\cos \theta > -0.96$), elles sont plus petites.

6.8 Mesure des spectres de l'émission diffuse γ

L'émission diffuse γ est la somme des émissions γ galactique et extragalactique. Le flux associé à la première émission est environ un ordre de grandeur supérieur à celui associé à la seconde émission. Les flux relatifs en fonction de l'énergie, déjà exprimés au chapitre 4, sont rappelés ci-dessous :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_\gamma}{dE}|_{galactique} = 2.87 \times 10^{-5} \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right)^{-2.63} (\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV})^{-1} \\ \frac{dN_\gamma}{dE}|_{extragalactique} = (7.32 \pm 0.34) \times 10^{-6} \left(\frac{E}{0.451 \text{ GeV}} \right)^{-2.10 \pm 0.03} (\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV})^{-1} \end{array} \right. \quad (6.19)$$

Les mesures des émissions- γ ont été réalisés en supposant que chaque zone du ciel de $1^\circ \times 1^\circ$ soit une source ponctuelle dont le flux serait égal à celui de l'émission- γ galactique multiplié par la résolution angulaire du détecteur.

6.8.1 Mesure de l'émission γ galactique

Connaissant, d'une part, l'acceptance pour le calorimètre, et d'autre part, l'orbite de la station internationale, le nombre de γ galactiques collectés par le calorimètre en fonction de l'énergie peut être estimé (**fig. 6.45**).

Le nombre de γ intégrés pour chaque bin d'énergie est indiqué, ainsi que le pourcentage de γ collectés par le calorimètre. Le nombre final de γ galactiques mesurés par le calorimètre sur la gamme du GeV au TeV pendant 3 ans est d'environ 170000, et l'on s'attend globalement à doubler le nombre de γ mesurés en incluant le trajectomètre. Le flux de γ galactiques mesurés par le calorimètre en fonction de l'énergie est montré sur la **figure 6.46**.

6.8.2 Protons et γ extragalactiques

Nous souhaitons savoir si le signal de l'émission diffuse γ extragalactique accepté est au-dessus du bruit des protons cosmiques. Ce dernier bruit est estimé après avoir appliqué les sélections optimales décrites précédemment.

Si l'on génère un flux de protons identique à celui des protons cosmiques, les **figures 6.47 gauche et droite** montrent, en fonction de l'énergie cinétique générée³ ou de l'énergie déposée, les flux de protons acceptés après présélection et après coupures finales. Les protons utilisés sont ceux sur lesquels la recherche de sélections optimales a été effectuée. Quant aux coupures finales, elles sont une combinaison, selon le OU logique, des 6 ensembles de coupures choisis dans les **tables 6.10 à 6.15**. A titre d'exemple, pour un événement d'énergie déposée dans le calorimètre inférieure à 5 GeV, seuls les ensembles de coupures choisis dans les **tables 6.10 à 6.12** sont considérés, et si cet événement est sélectionné par deux sur les trois ensembles de coupures, il n'est comptabilisé qu'une unique fois.

Dans une bande d'énergie donnée, seule une fraction du nombre initial de extragalactiques γ est accepté, et le flux reconstruit des γ est le rapport entre le flux de γ acceptés et l'acceptance des γ décrite précédemment. Le flux reconstruit est égal, aux barres d'erreurs près, au flux initial des γ extragalactiques. En considérant les protons comme notre fond, le flux reconstruit des protons est alors le rapport entre le flux de protons acceptés et l'acceptance des γ . La **figure 6.48** montre en fonction de l'énergie déposée, le flux reconstruit de protons. Il est comparé au flux attendu des γ extragalactiques.

³L'énergie cinétique générée est la différence entre l'énergie générée $\sqrt{p^2 + m^2}$ et la masse m du proton, $0.938 \text{ GeV}/c^2$.

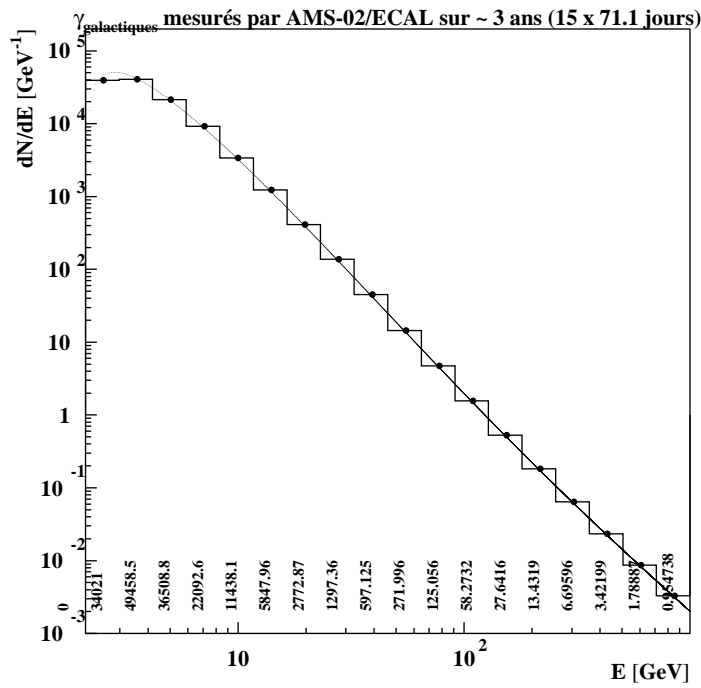


FIG. 6.45: Nombre de γ galactiques collectés par le calorimètre en fonction de l'énergie déposée. Pour chaque bin d'énergie est indiqué le nombre de γ intégré sur le bin considéré.

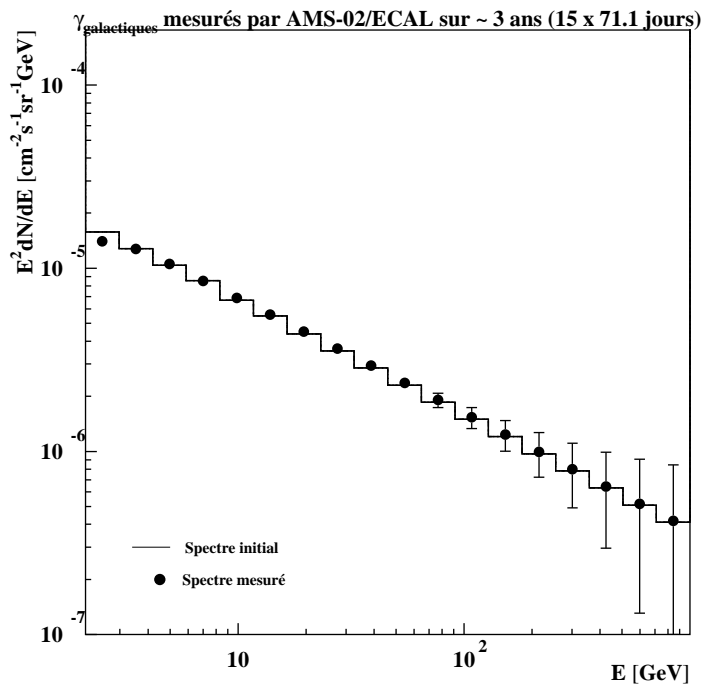


FIG. 6.46: Flux différentiel des γ galactiques attendu et mesurable par le détecteur AMS-02 en fonction de l'énergie déposée. Les barres d'erreurs considérées pour la mesure du spectre sont statistiques.

Tandis que les **figures 6.47 et 6.48** font référence aux $\sim 159\,000\,000$ protons utilisés lors de l'optimisation des sélections, les **figures 6.49 et 6.50** font référence à un échantillon indépendant contenant environ $\sim 238\,000\,000$ autres protons. Les **figures 6.51 et 6.52** font référence à l'ensemble de ces deux dernières populations de protons.

On vérifie que les sélections établies sont aussi performantes pour les protons qui n'ont pas été utilisés pour l'optimisation (sauf à très basse énergie $E < 3$ GeV), ce qui montre que la sélection n'est pas biaisée. A basse énergie, la séparation γ/p est moins efficace qu'à haute énergie, la mesure des γ extragalactiques est donc plus problématique. Par contre, à haute énergie ($E > 10$ GeV), le signal de γ extragalactique est supérieur environ d'un facteur 10 par rapport au bruit de protons cosmiques. La séparation obtenue par l'optimisation des coupures est alors très bonne : l'ensemble de coupure choisi pour le lot de γ de 16, 32, 64 GeV est ainsi associé à un proton conservé sur 900 000 000 générés pour une efficacité sur les γ de 30%.

Les coupures choisies tendent à ce que le bruit des protons cosmiques soit le plus faible possible par rapport au signal des γ extragalactiques. Une perspective future est de pouvoir relacher ces coupures pour le flux des γ galactiques, dont le signal est un ordre de grandeur au-dessus de celui des γ extragalactiques. En relachant les coupures, les acceptances seraient augmentées, et par conséquent la sensibilité.

Le nombre de γ extragalactiques collectés par le calorimètre en fonction de l'énergie est également estimé (**fig. 6.53**). Bien que le flux γ extragalactique soit un ordre de grandeur en-dessous de celui associé à l'émission γ galactique, le nombre de γ extragalactiques est du même ordre de grandeur que celui associé aux γ galactiques, car l'intégration s'étend non pas uniquement dans le plan galactique, mais sur l'ensemble du ciel.

Finalement, la **figure 6.54** montre le flux reconstruit de γ et de protons en fonction de l'énergie. Le flux reconstruit de protons est celui considéré sur la **figure 6.52**. On note sur la **figure 6.54** que le flux de protons reconstruit est au-dessus de celui associé à l'émission extragalactique pour $E < 10$ GeV : cette situation n'est certainement pas figée et pourra sans doute dans le futur être améliorée.

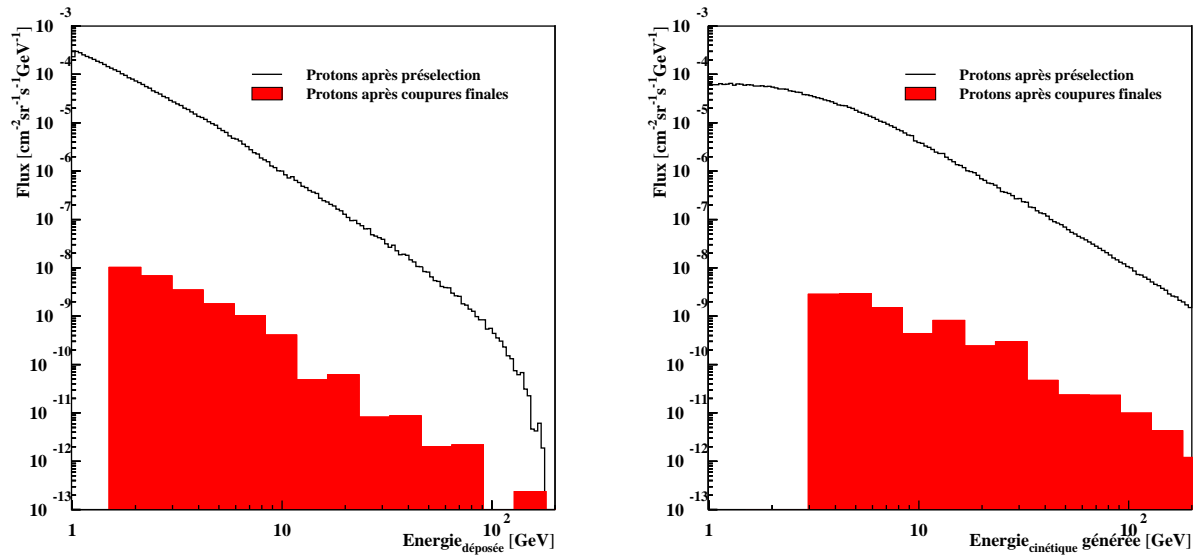


FIG. 6.47: A gauche, flux des protons acceptés après présélection et après coupures finales en fonction de l'énergie déposée. A droite, flux des protons acceptés après présélection et après coupures finales en fonction de l'énergie cinétique générée. Les protons sont ceux utilisés lors de l'optimisation des sélections.

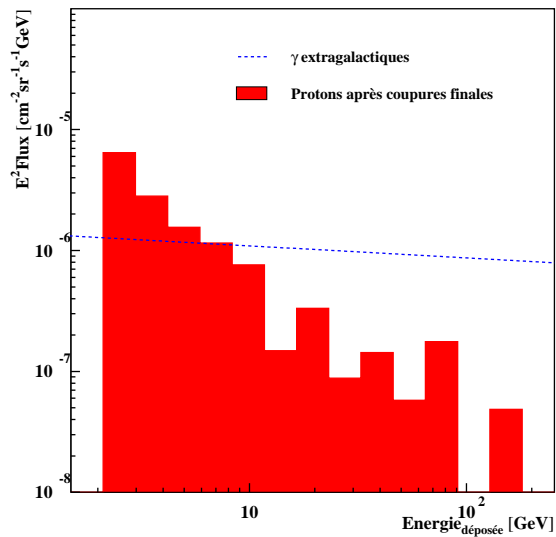


FIG. 6.48: Flux des protons reconstruits comparé au flux attendu des γ en fonction de l'énergie déposée. Les protons sont ceux utilisés lors de l'optimisation des sélections.

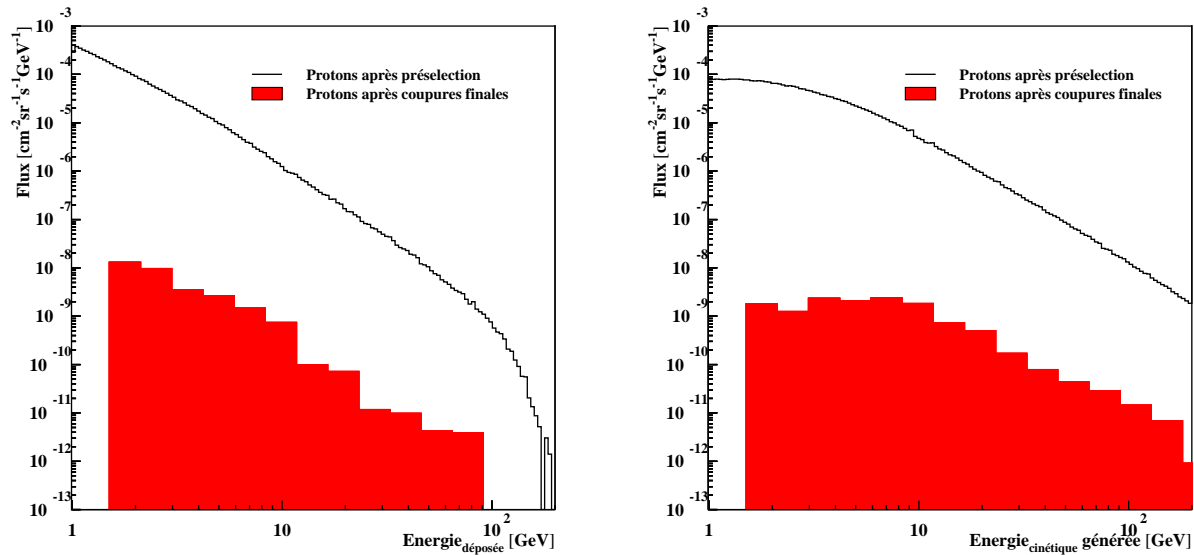


FIG. 6.49: A gauche, flux des protons acceptés après présélection et après coupures finales en fonction de l'énergie déposée. A droite, flux des protons acceptés après présélection et après coupures finales en fonction de l'énergie cinétique générée. Les protons n'ont pas été utilisés lors de l'optimisation des sélections.

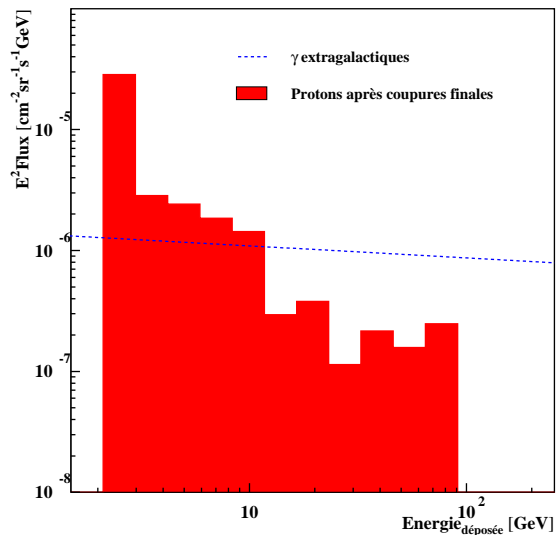


FIG. 6.50: Flux des protons reconstruits comparé au flux attendu des γ en fonction de l'énergie déposée. Les protons n'ont pas été utilisés lors de l'optimisation des sélections.

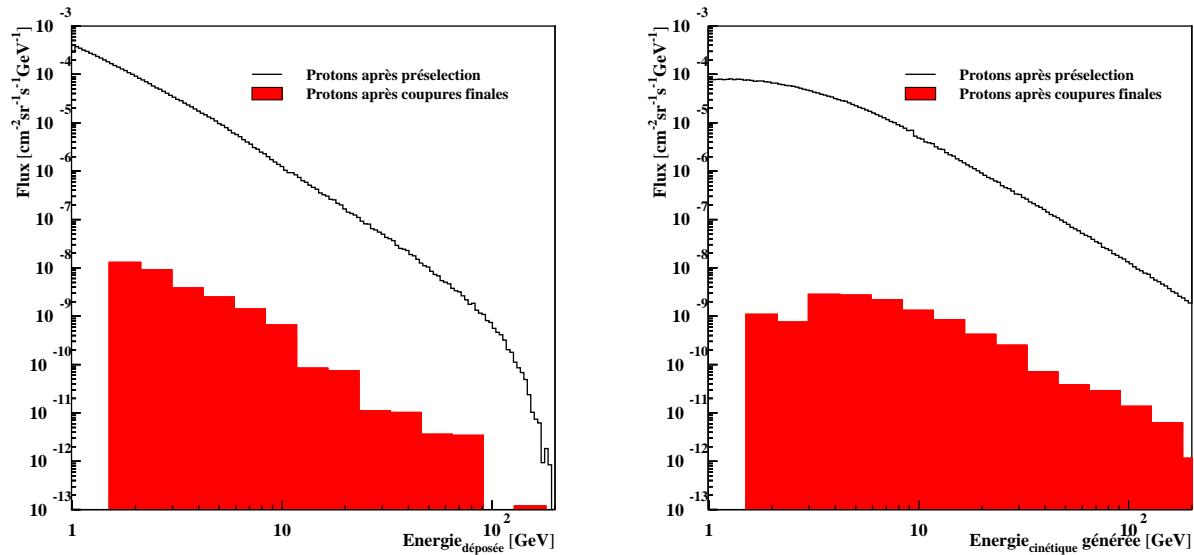


FIG. 6.51: A gauche, flux des protons acceptés après présélection et après coupures finales en fonction de l'énergie déposée. A droite, flux des protons acceptés après présélection et après coupures finales en fonction de l'énergie cinétique générée. Les protons sont ceux utilisés lors de l'optimisation des sélections.

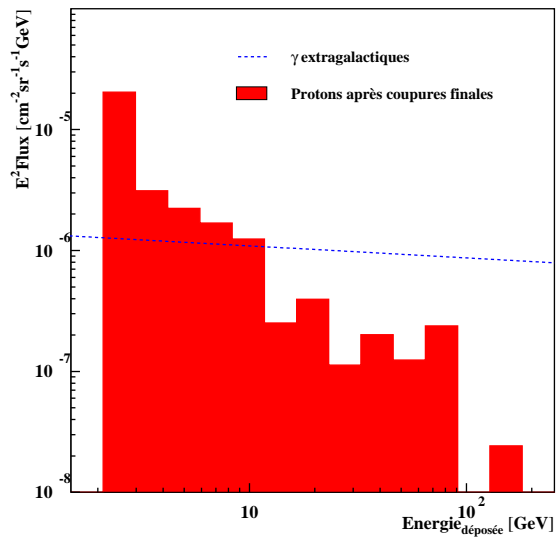


FIG. 6.52: Flux des protons reconstruits comparé au flux attendu des γ en fonction de l'énergie déposée. Les protons sont ceux utilisés ou non lors de l'optimisation des sélections.

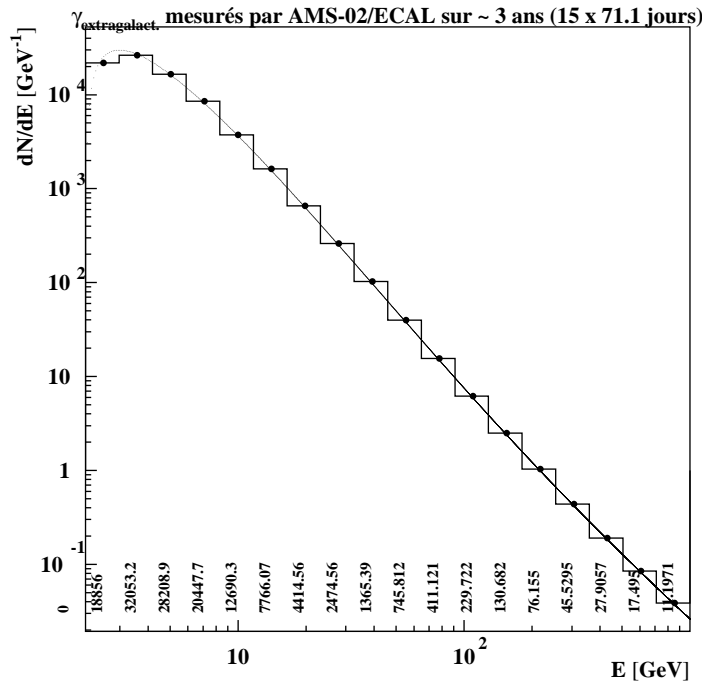


FIG. 6.53: Nombre de γ extragalactiques collectés par le calorimètre en fonction de l'énergie déposée. Pour chaque bin d'énergie est indiqué le nombre de γ intégré sur le bin considéré.

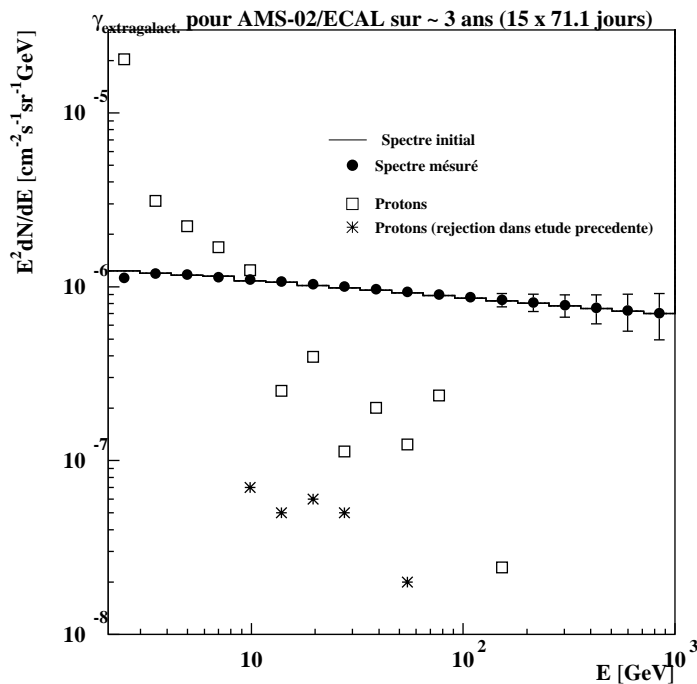


FIG. 6.54: Flux différentiel des γ extragalactiques attendu et mesurable (points) par le calorimètre en fonction de l'énergie déposée. Ce flux est comparé aux flux des protons cosmiques reconstruits (carrés) et à celui obtenu dans une étude précédente (croix), où la rigidité minimale pour les protons générés était de 8 GV[6]. Les barres d'erreurs considérées pour la mesure du spectre des γ extragalactiques sont statistiques.

6.9 Bruit des γ cosmiques

6.9.1 Sensibilité à une source extragalactique

Pour un an de fonctionnement, la **figure 6.55** montre, en fonction d'une énergie de seuil, le flux intégré selon l'énergie du signal d'une source extragalactique. Ce flux est tel que la sensibilité associée soit, par rapport à l'émission γ extragalactique (et, pour le calorimètre, par rapport aussi au bruit des protons), égale à 5σ . Ainsi pour le calorimètre et une énergie de seuil de 10 GeV, le flux est égal à $2 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et correspond à un signal de 3 photons, tandis que pour une énergie de seuil de 40 GeV, le flux est égal à $6 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et correspond à un signal d'un photon. Pour le trajectomètre et une énergie de seuil de 2 GeV, le flux est égal à $1 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et correspond à un signal d'un photon. Le flux intégré correspondant à la Nébuleuse du Crabe est également indiquée sur la **figure 6.55**.

Une perspective future est de combiner les sensibilités des deux instruments, trajectomètre et calorimètre, en vue d'estimer une sensibilité unique, pour le détecteur AMS-02.

6.9.2 Mesure et soustraction des γ des émissions γ galactique et extragalactique

L'observation des sources- γ ponctuelles nécessite la distinction entre les γ provenant de la source constituent le signal et les γ de l'émission galactique ou extragalactique. Quel que soit l'émission- γ considérée, elle est exprimée en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{GeV}^{-1}$. L'émission γ galactique ou extragalactique est fonction de la résolution angulaire du détecteur, puisque pour une source ponctuelle visée, l'ouverture minimale du détecteur est égale à cette résolution. Or cette dernière est, à une énergie d'environ 50 GeV, de l'ordre du degré pour le calorimètre et de 0.025° pour le trajectomètre. Le calorimètre bénéficie d'une moins bonne résolution angulaire : un moyen de mesurer et soustraire le fond- γ doit donc être trouvé.

Si l'on considère un cône d'ouverture constante et un angle de visée formé par l'axe de ce cône et un axe fixe, le nombre de photons du fond contenu dans le cône en fonction de l'angle de visée formé est une constante (**fig. 6.56**). Par contre, le nombre de photons d'une source ponctuelle est non nul seulement pour des angles de visée donnés, ceux pour lesquels la source ponctuelle est comprise dans les cônes associés.

Dans notre simulation, seuls les axes x et z sont considérés. Un nombre de 38460 photons du fond a été généré dans le plan supérieur du TOF ($y=0 \text{ cm}$, $z=+79 \text{ cm}$) le long de l'axe x et tirés dans toutes les directions dans le plan xz . Les 1000 photons de la source sont générés à une unique position ($x = y=0 \text{ cm}$, $z=+79 \text{ cm}$) et tirés selon l'axe z vers le bas. Le sommet du cône est situé en ($x = y=0 \text{ cm}$, $z=-140 \text{ cm}$), l'altitude correspond à celle du plan supérieur du calorimètre. L'ouverture du cône est $\pm 0.25^\circ$ (**fig. 6.57**).

La distribution du nombre total de photons en fonction de l'angle de visée est piquée. Le pic représente la source et le fond et est surélevé par rapport à une valeur moyenne, correspondant au fond uniforme (**fig. 6.59**). En considérant les queues de part et d'autre du pic, on peut mesurer une valeur moyenne du nombre de γ du fond par angle d'ouverture et par conséquent, si la distribution du fond est uniforme, le nombre de γ du fond compris dans un cône visant une source et dont l'angle d'ouverture est égal à la résolution angulaire. On note d'ailleurs sur la **figure 6.59** la décroissance de la résolution angulaire en fonction de l'énergie, de 7° à 1.7° pour une énergie de 5 à 25 GeV.

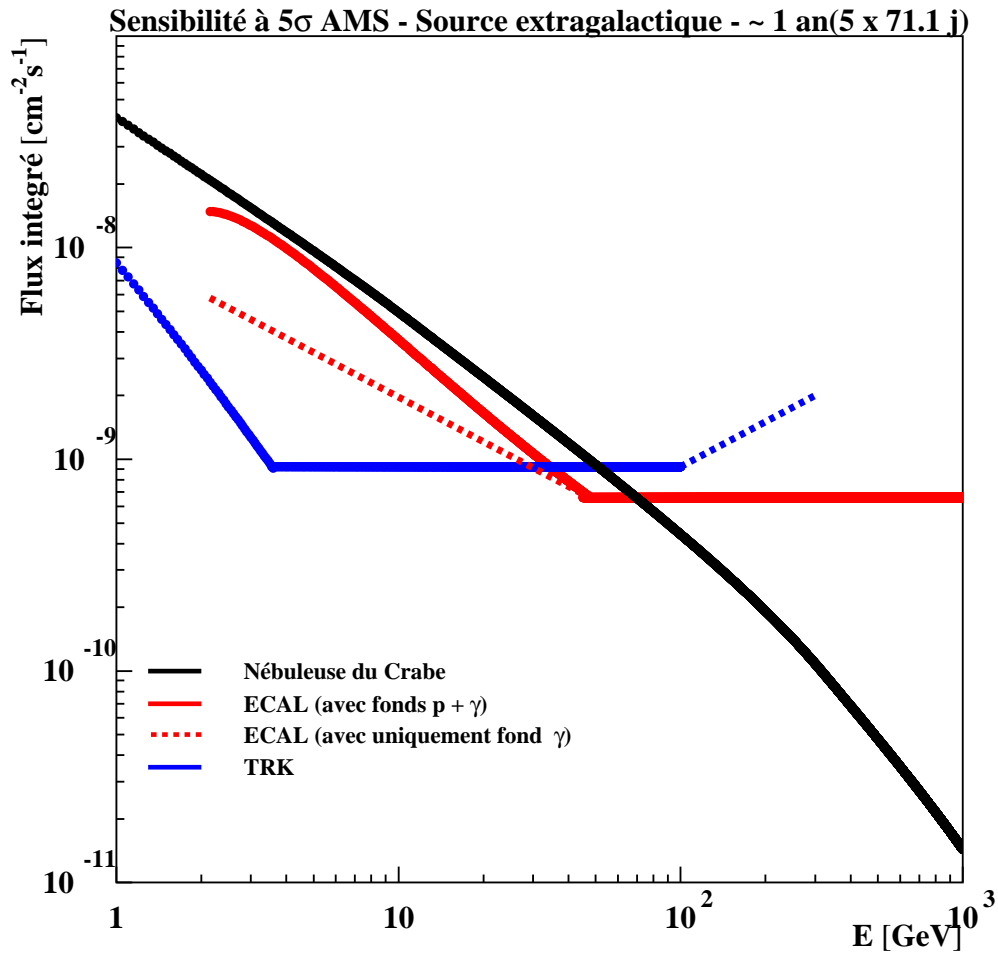


FIG. 6.55: Sensibilité à 5σ pour une source extragalactique pendant 1 an de fonctionnement d'AMS-02, le calorimètre (ligne pleine en rouge) et le trajectomètre (ligne pleine en bleu) sont considérés. A haute énergie, la sensibilité du trajectomètre extrapolée (ligne pointillée en bleu) est moindre, les deux traces associées à la paire e^+e^- étant plus difficilement distinguables. Pour le calorimètre, à une énergie de 40 GeV, la sensibilité à 5σ est atteinte pour un unique photon de signal. La statistique du signal sera naturellement augmentée avec un temps d'intégration plus long, ce dernier pouvant être de l'ordre d'une décennie pour le calorimètre. On a également considéré la sensibilité pour le calorimètre en supposant une meilleure séparation p/γ à basse énergie (ligne pointillée en rouge).

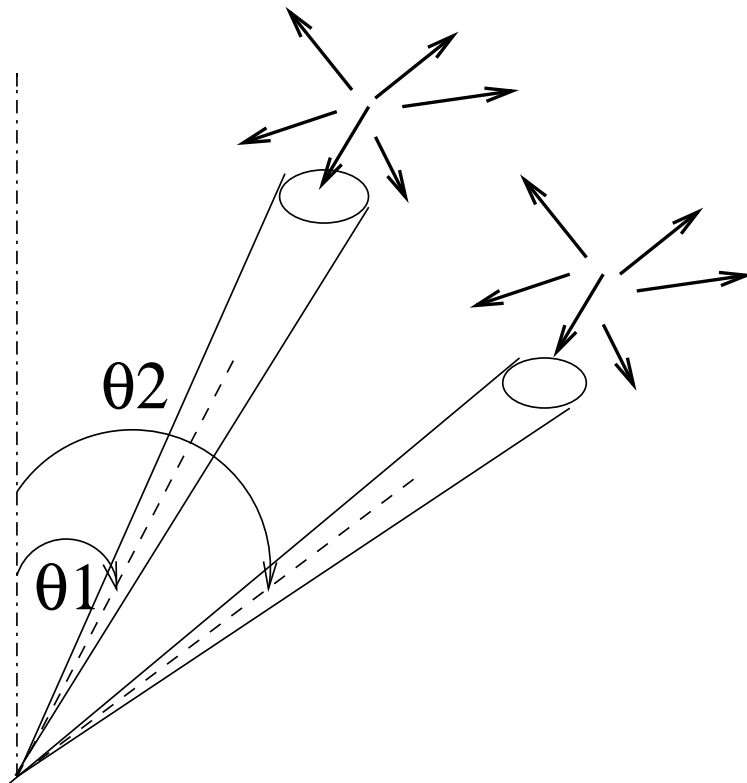


FIG. 6.56: Pour un cône d'ouverture constante, le nombre de photons provenant de la région pointée par le cône est indépendant de l'angle de visée.

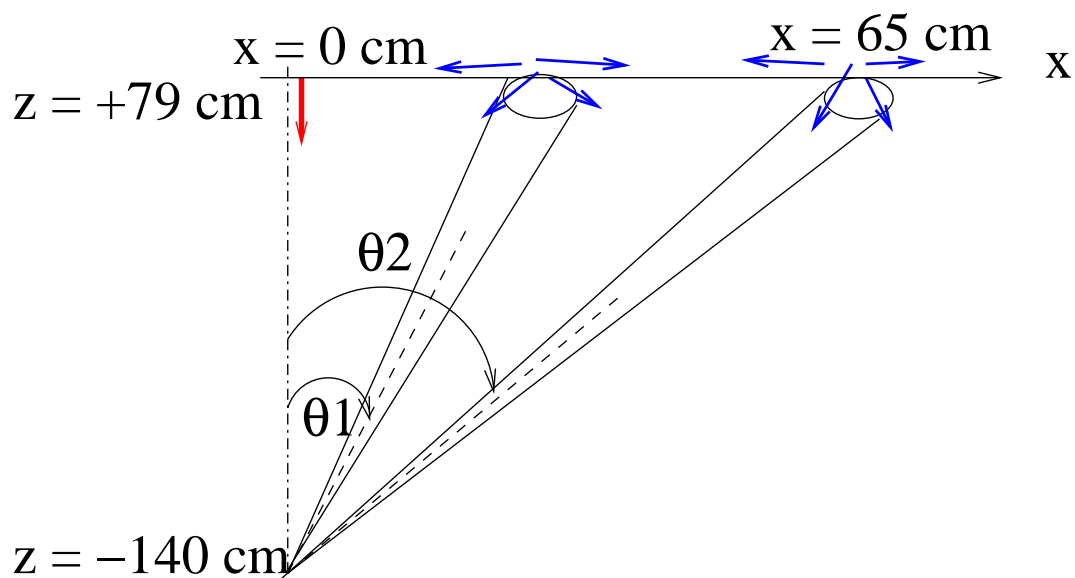


FIG. 6.57: Simulation d'une source γ localisée en $x=y=0$ cm et $z=79$ cm, et d'un fond- γ localisé le long de l'axe x entre -65 et 65 cm à $z=79$ cm. La surface supérieure du calorimètre correspond à une altitude de -140 cm. Les γ de la source sont tirés suivant l'axe z vers le bas, ceux du fond dans toutes les directions.

6.10 Conclusion

Lors de la mesure du signal d'une source ponctuelle γ par le calorimètre, deux fonds sont à considérer : celui des protons et celui des γ galactiques et extragalactiques.

D'une part, nous avons montré que le fond réductible des protons peut l'être suffisamment de sorte que les flux des émissions- γ galactique et extragalactique soient au-dessus du flux de protons survivants à la sélection, sauf respectivement à très basse énergie ($E < 3$ GeV) et basse énergie ($E < 10$ GeV).

Par rapport à une étude précédente où la rigidité minimale des protons générés était égale à 8 GV [6], nos acceptances pour les γ sont plus grandes de 40%. Notre étude, pour laquelle la rigidité minimale des protons générés est égale à 0.5 GV, montre une réjection des protons moindre, mais permet une séparation γ/p suffisante, dès une énergie déposée dans le calorimètre de 3 GeV et 10 GeV pour les mesures respectives des émissions- γ galactique et extragalactique.

Une perspective future est d'augmenter le nombre de variables discriminantes afin de réduire le fond de protons à basse énergie, ou à l'inverse relâcher les coupures à haute énergie en vue d'augmenter les acceptances et la sensibilité. En outre, les noyaux d'hélium et électrons constituent également un fond à évaluer.

D'autre part, concernant le fond des γ , nous avons montré que, pour le calorimètre, le signal d'une source ponctuelle extragalactique est à 5σ du fond- γ extragalactique si le flux intégré est en dessous de $2.10^{-9} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ avec un seuil sur l'énergie de 10 GeV, ce flux intégré correspondant alors à un nombre de photons supérieur à 3. Avec une telle sensibilité et l'apport du trajectomètre, AMS permettra une observation du ciel γ complémentaire de celle des satellites dédiés AGILE et GLAST.

La [table 6.19](#) montre un comparatif des performances entre les satellites GLAST et AMS-02. Les performances d'AMS-02 sont celles décrites dans le chapitre 3 et dans ce chapitre.

Enfin, pour le calorimètre, une méthode originale basée sur l'ouverture du cône de détection autour de la source permet la soustraction du fond- γ .

instrument	GLAST	AMS-02
domaine en énergie	0.02-300 GeV	1-300 GeV (TRK) / 2-1000 GeV (ECAL)
détection e^+e^-	sandwich convertisseur/ détecteurs en silicium	trajectomètre au silicium
calorimètre	scint. CsI et/ou cal. à fibres/W [10 X_0]	scint. + plomb [16.5 X_0]
$\Delta E/E$		$0.05\% \times E \oplus 3.0\%$ (TRK) $10.2\%/\sqrt{E} \oplus 2.3\%$ (ECAL)
à 0.1 GeV	9%	—
à 1 GeV	5%	3.0% (TRK) / — (ECAL)
à 10 GeV	8.5%	3.0% (TRK) / 4.0% (ECAL)
à 100 GeV	12%	5.8% (TRK) / 2.5% (ECAL)
$\sigma_{68\%}$		$0.85^\circ/E \oplus 0.018^\circ$ (TRK) $8.0^\circ/\sqrt{E} \oplus 0.6^\circ$ (ECAL)
à 0.1 GeV	3°	—
à 1 GeV	0.4°	0.85° (TRK) / — (ECAL)
à 10 GeV	0.07°	0.09° (TRK) / 2.6° (ECAL)
à 100 GeV	0.03°	0.02° (TRK) / 1.2° (ECAL)
localisation de la source	0.5' à 5'	3'-6' à 1 GeV <2' pour E >10 GeV
champ de vue	2.4 sr	1.6 sr (TRK) / 0.5 sr (ECAL)
section efficace de détection au zénith		
à 0.1 GeV	8000 cm ²	—
à 1 GeV	10000 cm ²	100 cm ² (TRK) / — (ECAL)
à 10 GeV	9000 cm ²	400 cm ² (TRK) / 2000 cm ² (ECAL)
à 100 GeV	9000 cm ²	400 cm ² (TRK) / 3500 cm ² (ECAL)
flux minimal $>5\sigma$ pour une source extra- galactique et un an		en (cm ⁻² s ⁻¹)
à E > 0.1 GeV	1.5×10^{-9}	—
à E > 1 GeV	1.5×10^{-10}	1.6×10^{-9} (TRK) / — (ECAL)
à E > 10 GeV	1.0×10^{-10}	9.5×10^{-10} (TRK) / 2.2×10^{-9} (ECAL)
à E > 100 GeV	1.0×10^{-10}	9.5×10^{-10} (TRK) / 6.5×10^{-10} (ECAL)

TAB. 6.19: *Tableau comparatif des détecteurs de haute énergie GLAST et AMS-02. La section efficace de détection au zénith pour le trajectomètre d'AMS-02 est estimée en tenant compte de la probabilité de conversion des γ en e^+e^- dans le TRD ($\sim 20\%$).*

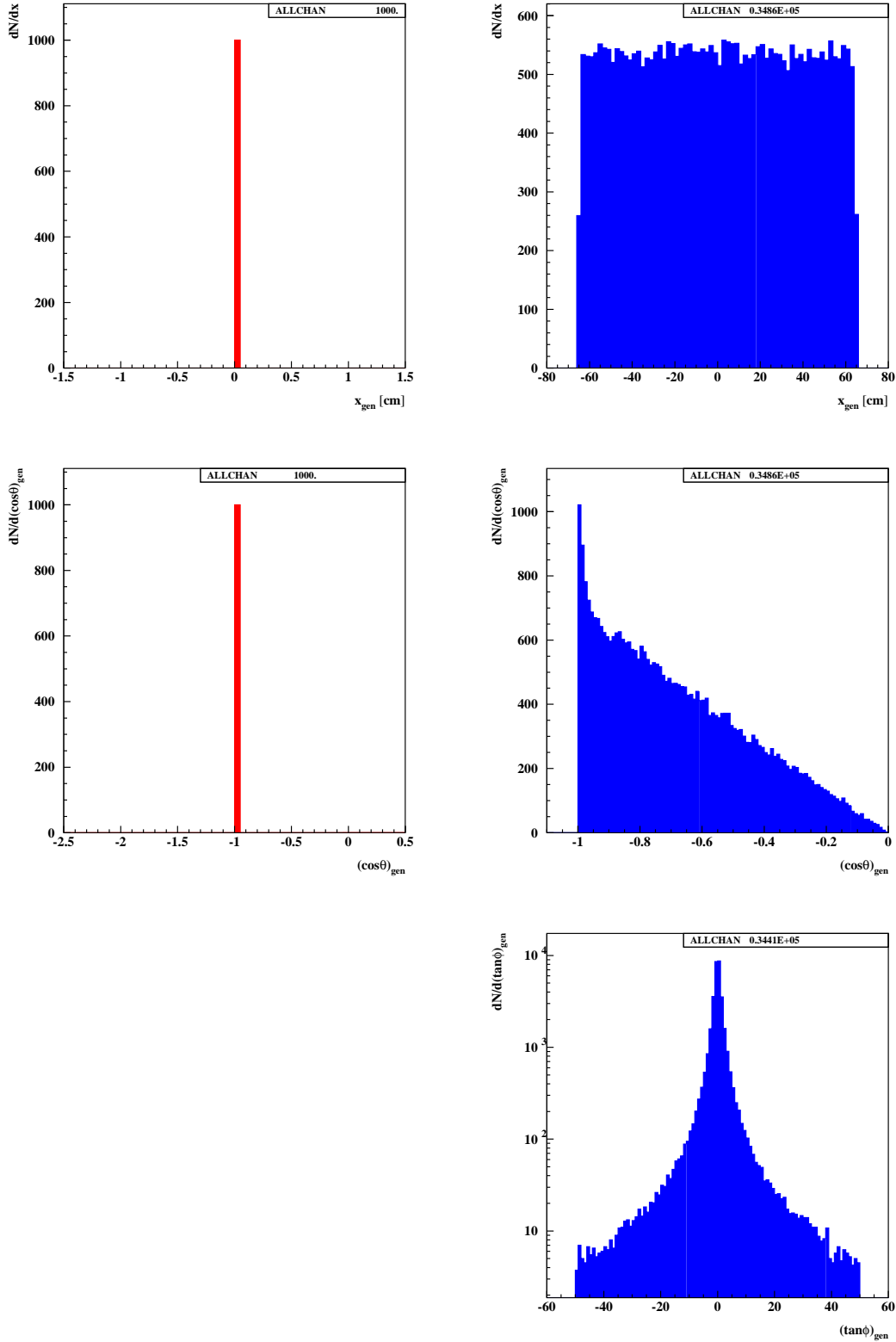


FIG. 6.58: Pour des γ de 15 GeV, distributions g n r es suivant l'axe x , en $\cos \theta$ et en $\tan \phi$ (de haut en bas) pour la source (  gauche) et pour le fond (  droite). La source est localis e en $x=y=0$ cm et $z=79$ cm et les γ associ es sont tir es selon l'axe z vers le bas. Les γ du fond g n r es uniformément le long de l'axe z sont tir es dans toutes les directions.

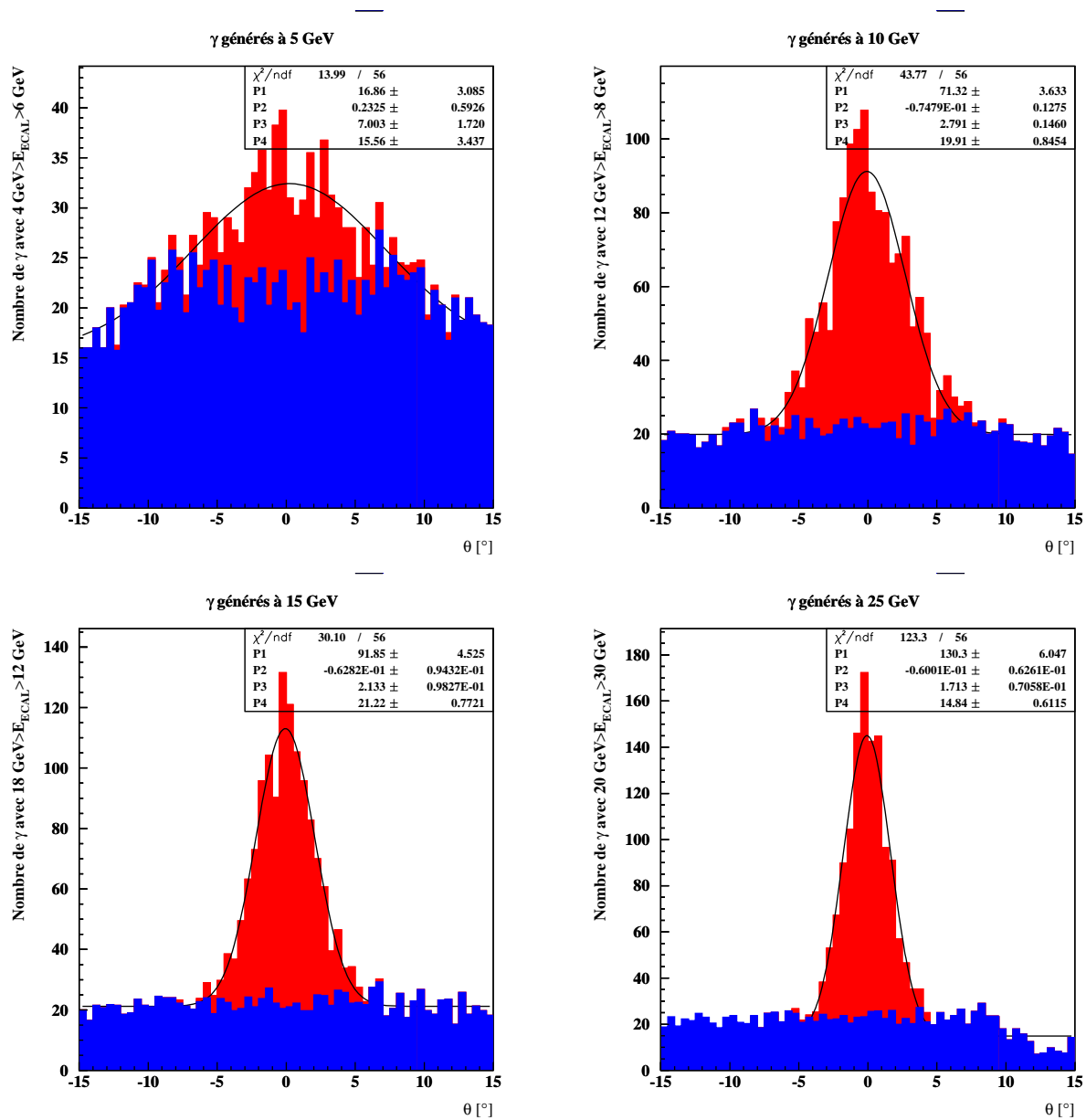


FIG. 6.59: Nombre de γ générés à 5 (10, 15, 25) GeV et d'énergie déposée dans le calorimètre entre 4 (8, 12, 20) et 6 (12, 18, 30) GeV, en fonction de l'angle θ de visée d'un cône d'ouverture angulaire $\pm 0.25^\circ$. Le nombre de γ de la source et du fond sont en rouge, ceux du fond en bleu.

Bibliographie

Introduction au bruit des protons

Interaction des protons dans l'appareillage

- [1] **V. Choutko**, Private Communication.

Variables pour la reconstruction de la direction

- [2] **S. Sajjad**, Etude de l'extraction d'un signal γ pour la détection des sursauts- γ par l'expérience AMS-02, Rapport de Dea, Université Blaise Pascal, (2002)

Elimination du fond de protons

Description de la méthode pour l'optimisation des sélections

- [3] **X. Chereau**, Recherche de charginos et de neutralinos avec le détecteur L3 au LEP, Thèse de doctorat de l'Université de Savoie, (1998)

Premier exemple

- [4] **F. James**, Minuit, Function Minimization and Error Analysis, Manuel de référence, Version 94.1, Computing and Networks Division, CERN, <http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/minuit/minuit.ps>
- [5] **AMS Collaboration**, Protons in Near Earth Orbit, Phys. Lett. B 472 (26 Jan 2000) 215-226, <http://www.arXiv.org/ps/hep-ex/0002049>

Résultats pour les acceptances

- [6] **V. Choutko** AMS02 Single γ Identification and Background Suppression Capabilities, 12 octobre 2001, http://ams.cern.ch/AMS/Analysis/hpl3itp1/ams02_sg.ps

Chapitre 7

Observation du pulsar- γ Vela

Résumé du chapitre :

Les pulsars- γ sont dans la plage d'énergie du GeV à quelques dizaines de GeV les sources les plus brillantes du ciel. Actuellement, deux modèles d'émission- γ sont mis en avant. Les observations de spectres, dans la gamme d'énergie du GeV sur laquelle opère AMS, permettront de discriminer ces modèles. Nous décrivons dans ce chapitre les modèles et les spectres prévisionnels du pulsar Vela pour AMS.

7.1 Mécanismes d'émission- γ

Une étoile à neutrons est une étoile en fin de vie de quelques masses solaires et d'un rayon de 10 kms. Pour une étoile analogue au Soleil, l'énergie produite par les réactions nucléaires est libérée sous forme de photons, et le rayonnement progresse vers la surface en perdant de l'énergie au profit du chauffage de la matière. Cette matière chauffée s'oppose au poids des couches externes, d'où un certain équilibre mécanique. Pour une étoile à neutrons, la gravitation est équilibrée par la pression due aux neutrons. Ces dernières particules, obéissant à une statistique de Fermi-Dirac et au principe d'exclusion de Pauli, exercent ainsi une pression dite de dégénérescence.

L'axe de rotation d'une telle étoile est a priori non aligné avec l'axe du moment magnétique dipolaire. Dans ce cas, l'étoile constitue un phare émettant un faisceau de photons. Si un tel faisceau vient à croiser la Terre, l'étoile est appelée un pulsar. Le signal est alors reçu à intervalle extrêmement régulier, la période étant de l'ordre de la milliseconde à quelques secondes. Sur une période, le signal peut présenter plusieurs pics (**fig. 7.1**).

Nous nous intéressons ici aux pulsars γ émettant dans la partie la plus énergétique du spectre électromagnétique (**fig. 7.2**), dont six ont été détectés dans les années 90 par le satellite EGRET.

Bien que les pulsars- γ soient, dans la plage d'énergie du GeV à quelques dizaines de GeV, parmi les sources les plus brillantes, le mécanisme et le lieu de l'émission- γ ne sont pas complètement expliqués (**fig. 7.3**). Deux modèles en compétition, le modèle de la calotte polaire et le modèle de la cavité externe, peuvent être discriminés par la mesure des spectres vers la dizaine de GeV. Or les spectres expérimentaux actuels sont mesurés jusqu'à quelques GeV. Ce chapitre est consacré à la possibilité pour AMS, dont la bande d'énergie de travail couvre celle des photons issus de pulsars, de disposer d'une statistique suffisante afin d'établir une discrimination entre les modèles d'émission- γ .

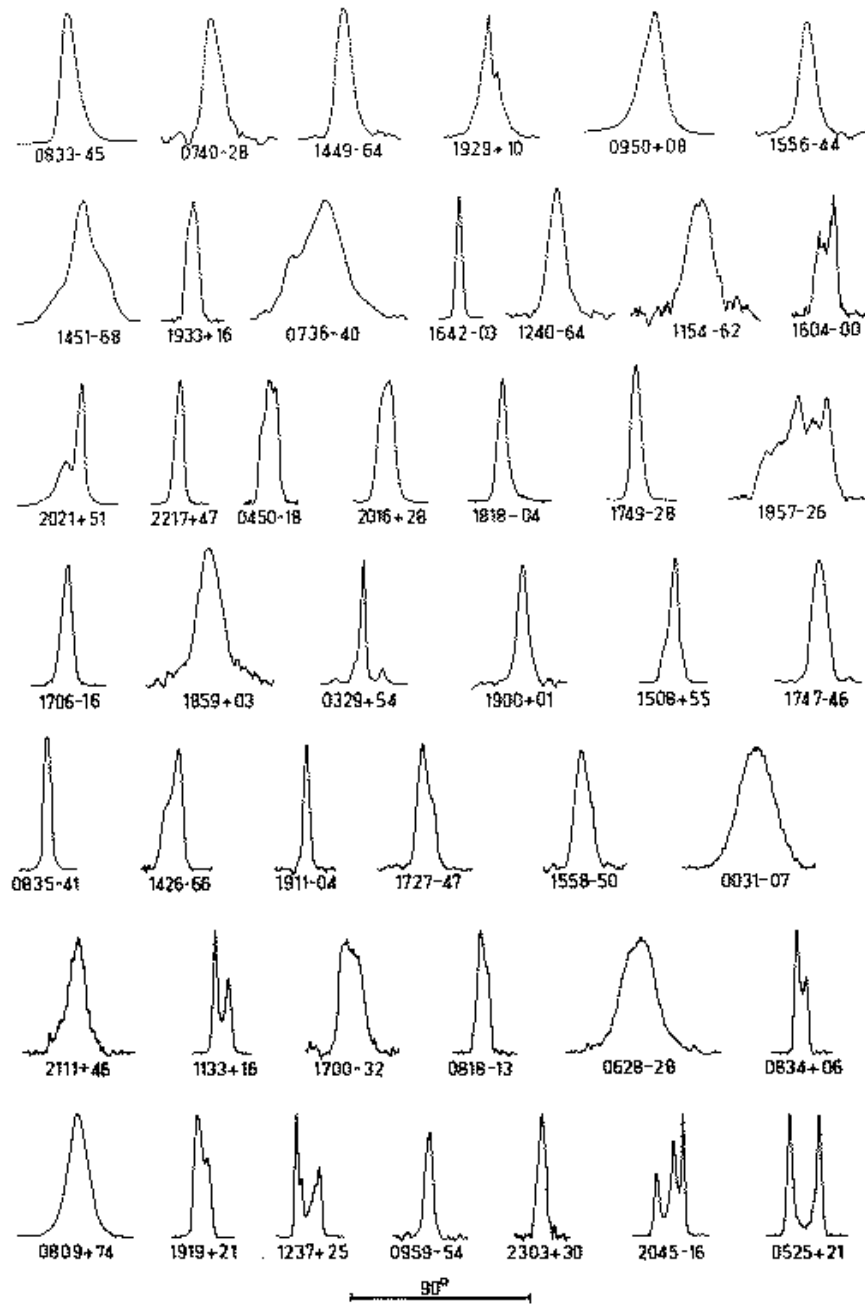


FIG. 7.1: Profil des pulses moyens de 45 pulsars radio. L'échelle des temps à été normalisée à un quart de période. Les pulsars sont classés par ordre de période croissante : de 89 ms (PSR B0833-45 = pulsar de Vela) à 3.75 s (PSR B0525+21) [1].

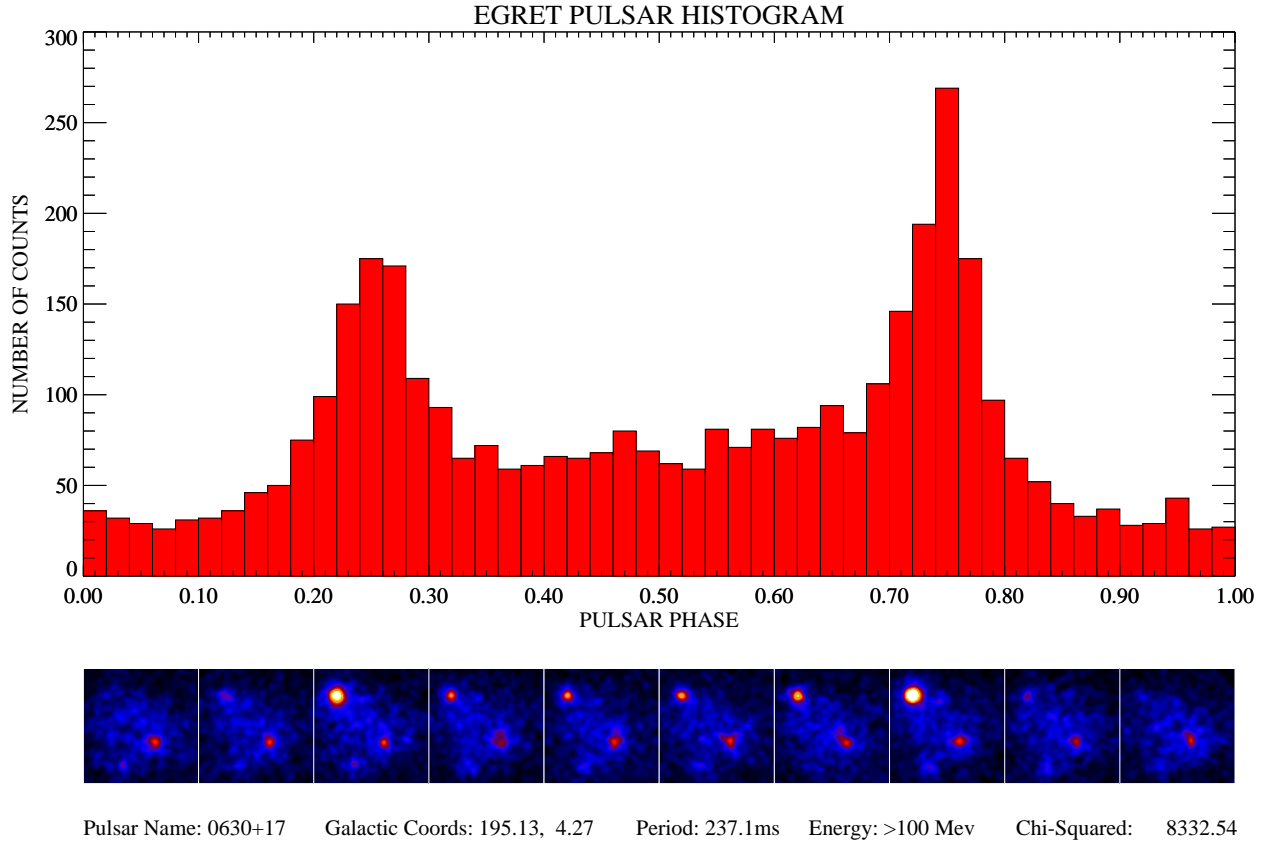


FIG. 7.2: Phasogramme de Geminga, la bande d'énergie considérée est au-dessus de 100 MeV. Un phasogramme représente un nombre de coups en fonction du rapport temps sur période, ce rapport varie de 0 à 1 au cours d'une période.

7.1.1 Cause de l'émission

Goldreich et Julian [2] ont été les premiers auteurs à établir l'existence d'une magnétosphère chargée, et ce à partir de l'existence à la surface du pulsar d'un composante du champ électrique parallèle au champ magnétique. Nous écrivons la dépendance d'un telle composante, près des pôles de l'étoile, en fonction du champ magnétique B , de la période de rotation T et du rayon R de l'étoile :

$$E_{\parallel B} = 3.8 \cdot 10^{12} \text{ Vm}^{-1} \frac{B}{5 \cdot 10^{12} \text{ G}} \frac{R}{12 \cdot 10^3 \text{ km}} \frac{33 \text{ ms}}{T} \quad (7.1)$$

Le rapport entre les forces électriques engendrées par ce champ et les forces gravitationnelles est égal à :

$$\frac{eE_{\parallel B}}{\frac{GM_* m_{e/p}}{R^2}} = \begin{cases} 8,87 \cdot 10^7 & \text{pour les protons} \\ 5 \cdot 10^{11} & \text{pour les électrons} \end{cases} \quad (7.2)$$

La valeur du rapport des deux forces suffit à démontrer l'existence d'un magnétosphère.

Les particules chargées de la magnétosphère cherchent à atteindre l'équilibre électrodynamique caractérisé par :

$$(\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\parallel B} + \mathbf{E}_{\perp B}) + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})_{\perp B} = 0 \quad (7.3)$$

Cette dernière équation peut être écrite de la manière suivante :

$$\begin{cases} E_{\parallel B} = 0 \\ \left(\mathbf{E}_{\perp B} = -\frac{\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}}{c} \times \mathbf{B} \right) + \left(\mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) = 0 \rightarrow \frac{\mathbf{v}}{c} = k\mathbf{B} + \frac{\Omega r}{c} \sin(\theta) \mathbf{e}_{\phi} \end{cases} \quad (7.4)$$

D'une part, les charges de la magnétosphère se répartissent de façon à écranter la composante du champ électrique parallèle au champ magnétique, et d'autre part, elles se déplacent le long des lignes de champ magnétique et ont un mouvement de corotation autour de l'étoile.

Les modèles d'émission- γ sont basés sur l'existence d'un déficit de charges tel que $E_{\parallel B}$ soit non nul : la zone sur laquelle est vérifiée cette condition est une zone accélératrice. De plus, ce déficit de charges ne peut exister que dans une région où les lignes de champ sont ouvertes, car pour des lignes fermées, tout déficit est neutralisé par retour des charges le long de ces lignes.

Ainsi, les modèles d'émission- γ requièrent la présence de particules chargées qui, accélérées le long des lignes du champ magnétique, donneront naissance à des photons par divers mécanismes, et de paires e^+e^- délimitant la cavité. Les modèles se distinguent alors, d'un part, par le lieu où l'émission- γ a lieu (**fig. 7.3**), et d'autre part, par la nature primaire ou secondaire des particules accélérées.

7.1.2 Modèle de la calotte polaire

Le modèle de la calotte polaire [4] prédit une émission- γ à partir des pôles de l'étoile. Deux étapes caractérisent cette émission :

- d'un part, l'émission de photons par les particules dites primaires, qui sont arrachées à la surface de l'étoile, et par celles dites secondaires, qui sont des paires e^+e^- produites précisément à partir des premiers photons, et
- d'autre part, l'absorption des photons par la création de paires e^+e^- limitant ainsi la taille de la cavité accélératrice.

Les processus physiques caractérisant ces deux étapes sont les suivants.

- Concernant l'émission des γ , ceux-ci sont créés par deux modes [11] : soit par rayonnement de courbure des particules primaires longeant les lignes de champ magnétique, soit par diffusion Compton inverse entre positrons ultrarelativistes et photons X thermiques émis par la surface de l'étoile (Ces positrons, issus des paires e^+e^- créées par les γ émis dans le premier mode, sont accélérés le long des lignes de champ magnétique vers le cylindre de lumière¹ où ils peuvent aussi interagir avec des paires produisant un rayonnement radio, tandis que les électrons, issus de ces paires, sont accélérés vers la surface de l'étoile). Ce dernier mode est prépondérant si le flux de photons X thermiques est maximum ou si la section efficace considérée l'est.
- Concernant l'absorption des γ , les paires e^+e^- sont créées soit par interaction entre γ et X thermiques, soit par interaction entre γ et le champ magnétique. Ce dernier mode est prépondérant si l'intensité du champ magnétique est maximale.

Dans le cadre du modèle de la cavité polaire, tous les pulsars sont susceptibles d'émettre en γ . Pour les jeunes pulsars disposant d'un fort champ magnétique de 10^8 - 10^9 T, le spectre associé est cassé vers quelques GeV. Pour les vieux pulsars disposant d'un champ magnétique moindre, le spectre associé peut s'étendre jusqu'à 50 GeV.

¹Le cylindre de lumière est le lieu des points où la vitesse linéaire d'une particule en corotation atteint la vitesse de la lumière.

7.1.3 Modèle de la cavité externe

Le modèle de la cavité externe [10] prédit une émission- γ dans les zones situées entre les lignes de neutralité (surfaces de séparation entre zones chargées négativement et positivement), le rayon associé au cylindre de lumière et la dernière ligne fermée de champ magnétique (**fig. 7.4**). Ces zones, au nombre de quatre, pourraient être associées à un signal pulsé à quatre pics. Cependant, on note que deux sites ont une cavité accélératrice plus grande, pouvant expliquer l'existence de seulement deux pics dans le signal pulsé², l'écart entre ces derniers étant du aux projections relativistes.

L'émission de photons γ nécessite, d'une part, la création de paires e^+e^- , et d'autre part, l'émission de γ par ces dernières.

- Concernant la création de paires, les processus diffèrent selon l'âge du pulsar considéré. Dans le cas des jeunes (vieux) pulsars, une particule primaire donne par rayonnement de courbure (par diffusion Inverse Compton sur un photon IR) un photon γ de quelques GeV (TeV) et si ce dernier interagit avec un photon X thermique (IR), une paire e^+e^- est créée. L'émission γ est la résultante des émissions synchrotron et synchrotron self-Compton (rayonnement de courbure et de courbure self-Compton) des paires produites.
- Quant à l'absorption des γ , elle est due à un front de création de paires e^+e^- : les particules chargées, se propageant le long des lignes de champ, émettent des γ qui, en interagissant avec des photons de plus basse énergie, se matérialisent en e^+e^- , ces dernières particules étant de nouveau accélérées, etc. A l'opposé du modèle de la calotte polaire dont l'interaction entre les γ et le champ magnétique était essentielle, le modèle de la cavité externe fait appel à des processus photon-photon pour produire les paires : par conséquent, l'atténuation spectrale vers ~ 10 GeV est plus douce que celle liée au modèle de la calotte polaire.

Dans le cadre du modèle de la cavité externe, tous les pulsars ne peuvent pas émettre des γ , les pulsars trop âgés ne réalisant plus le front de création de paires nécessaire à la fermeture de la cavité. Le modèle de la cavité externe se distingue aussi par la prédiction d'une émission au TeV, cette dernière résultant de la diffusion Compton Inverse des charges accélérées dans la cavité sur les photons thermiques émis à la surface de l'étoile.

La **figure 7.5** montre, pour le pulsar Vela, le spectre électromagnétique mesuré, du domaine optique aux γ de très haute énergie. Les prédictions des spectres pour les modèles de la calotte polaire et de la cavité externe sont aussi indiqués.

7.1.4 Quelles mesures pour la discrimination des modèles ?

Les modèles de la calotte polaire et de la cavité externe sont discriminables par la mesures des spectres- γ , mais aussi par le nombre de pulsars- γ détectables et le rapport entre pulsars- γ radio-muets et radio.

Luminosité- γ

Les luminosités- γ dépendent du modèle considéré et des propriétés de ce modèle. Celles-ci permettent donc la discrimination entre modèles, et de préciser pour le modèle survivant, la nature des réactions responsables de l'émission- γ ([table 7.1](#)).

²Le modèle de la calotte polaire possède quelque difficulté à expliquer les doubles pics, mais si l'émission est dans un cône creux, selon un axe magnétique légèrement décalé de l'axe de rotation, toutes les formes de courbes de lumière sont explicables.

Modèle de la cavité externe	Modèle de la calotte polaire
$L = 2.5 \times 10^{32} B_{12}^{0.48} P^{-2.48} \text{ erg.s}^{-1}$ [9]	$L = 9.4 \times 10^{31} B_{12}^{0.86} P^{-1.86} \text{ erg.s}^{-1}$, jeunes pulsars vérifiant $B_{12}^{0.14} P^{-0.39} > 6.0$ $1.6 \times 10^{31} B_{12}^{1.00} P^{-2.25} \text{ erg.s}^{-1}$, vieux pulsars [11]
$L = 6.3 \times 10^{33} B_{12}^{0.30} P^{-0.30} \text{ erg.s}^{-1}$ [10]	$L = 10^{32} B_{12}^{1.50} P^{-2.00} \text{ erg.s}^{-1}$ [12]

TAB. 7.1: *Expression de la luminosité- γ en fonction du modèle considéré. Pour chaque modèle sont considérées deux variantes.*

Pour les pulsars- γ connus, la luminosité observée est égale à la racine carré de la luminosité liée au ralentissement du pulsar :

$$L \propto L_{SpinDown} \propto BP^{-2} \quad (7.5)$$

Le modèle de la calotte polaire serait ainsi le plus à même d'expliquer cette dépendance. Dans le cadre de ce modèle, tous les pulsars sont plus ou moins capables d'émettre en γ ; que les pulsars soient détectés en tant que pulsars- γ est simplement affaire de sensibilité. A l'opposé, pour le modèle de la cavité externe, il existe une ligne de mort de l'émission- γ sous forme d'une division dans le plan P-B, les pulsars trop âgés ne réalisant plus le front de création de paires nécessaire à la fermeture de la cavité accélératrice. Un test critique pour la survie du modèle de la cavité externe est ainsi la non-détection des pulsars d'un âge supérieur à celui de Geminga.

Emission radio

L'émission radio des pulsars est émise au niveau des pôles dans un cône étroit tandis que l'émission- γ diffère selon le modèle considéré. Il existe ainsi une plus grande corrélation entre les émissions radio et γ pour le modèle de la calotte polaire que pour celui de la cavité externe. Pour ce dernier modèle, puisque les émissions radio et γ sont émises dans des directions différentes, d'une part, le décalage entre les phases est facilement explicable et d'autre part, peu de coïncidences entre les deux émissions sont attendues : le rapport entre les nombres de pulsars- γ radio muets et pulsars- γ est donc plus grand que celui associé au modèle de la calotte polaire. La [table 7.2](#) indique le rapport entre pulsars- γ radio-muet et pulsars- γ en fonction du modèle d'émission- γ détectables par EGRET et GLAST.

	Modèle de la cavité externe	Modèle de la calotte polaire
EGRET	17/22 = 77.3% [13]	25% [15] (1/8=12.5% [16])
GLAST	1100/1180 = 93.2% [14]	101/191 = 52.9% [16]

TAB. 7.2: *Rapport entre pulsars- γ radio-muet et pulsars- γ en fonction de l'expérience et du modèle considéré. Pour GLAST et le modèle de la calotte polaire, contrairement à ce qu'il pourrait être attendu, le rapport entre les nombres de pulsars- γ radio-muet et de pulsars- γ est grand, car à grande distance, GLAST sera bien plus sensible à l'émission- γ que ne peuvent l'être les détecteurs radio.*

7.1.5 Conclusion

Les modèles sont peut-être plus complémentaires que contradictoires, la seule contrainte étant d'expliquer, au sein d'un même modèle, l'ensemble du spectre émis.

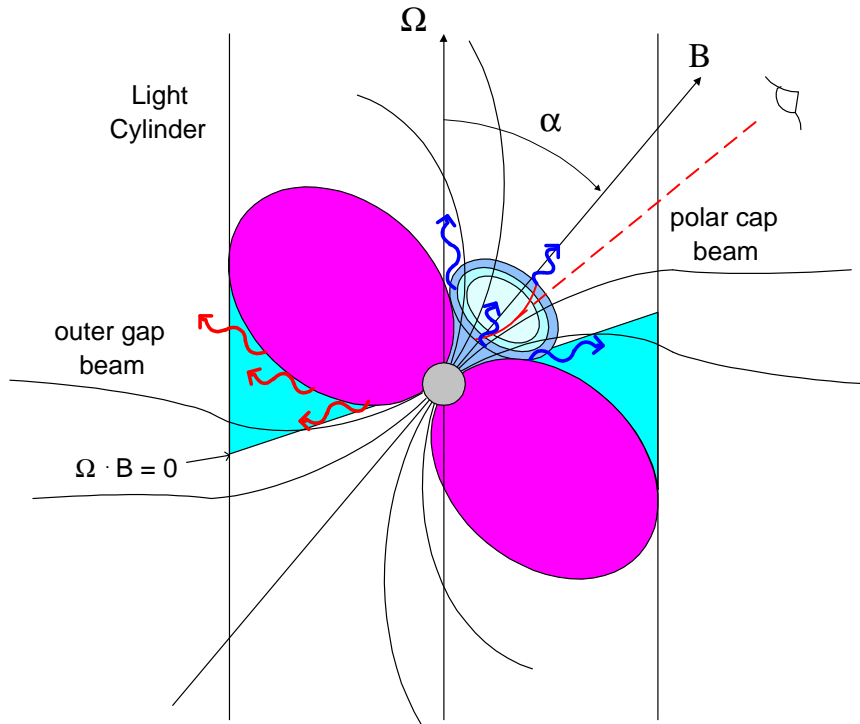


FIG. 7.3: Modèles d'émission- γ pour un pulsar. La ligne définie par $\Omega \cdot B = 0$ représente une surface de neutralité, c'est-à-dire une surface de séparation entre zones chargées négativement et positivement. Le rayon associé au cylindre de lumière est défini par $r = c/\Omega$. Deux modèles d'émission- γ (modèles de la calotte polaire et de la cavité externe) divergent sur le lieu d'émission- γ [3].

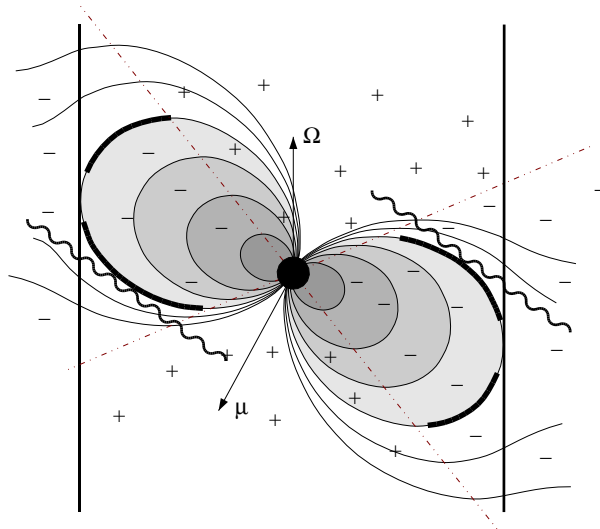


FIG. 7.4: Magnétosphère d'un pulsar dans le cadre du modèle de la cavité externe. Les zones situées entre les lignes de neutralité, la dernière ligne fermée de champ magnétique et le rayon du cylindre de lumière sont, dans la cadre de ce modèle, des régions accélératrices de particules chargées [7].

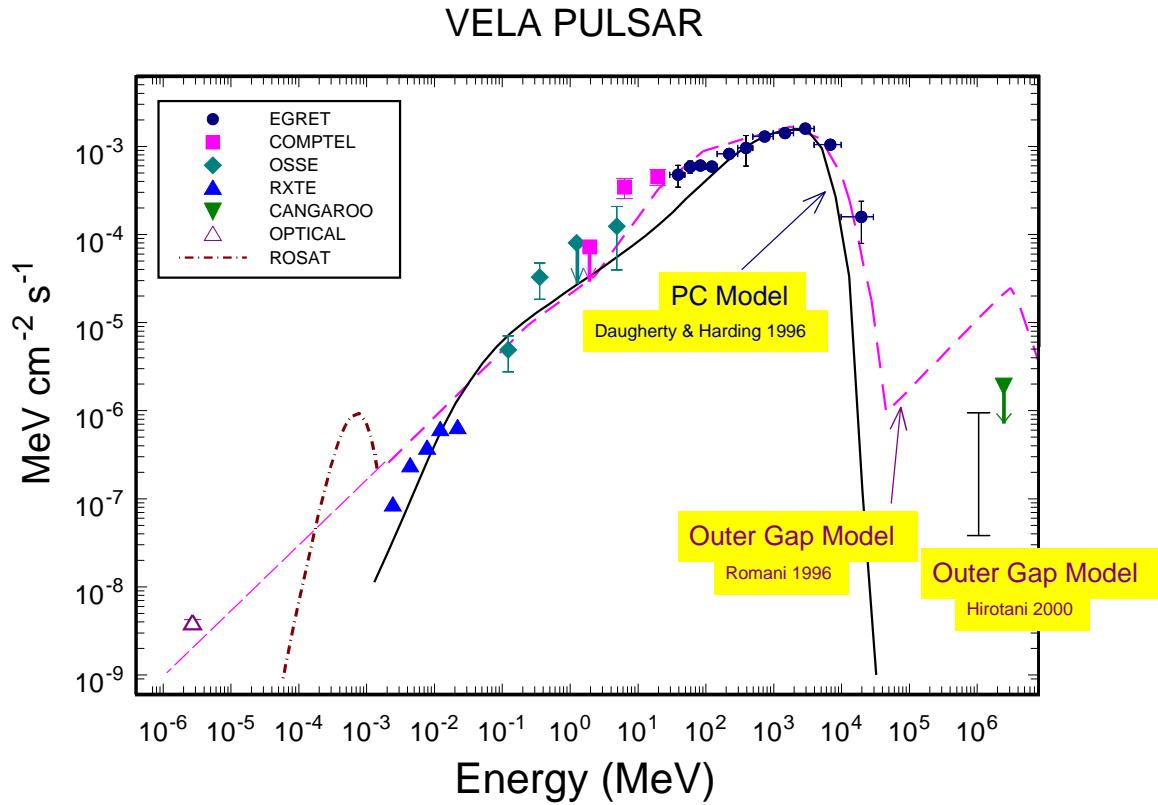


FIG. 7.5: Spectre observé pour le pulsar Vela, du domaine optique aux γ de très haute énergie. Les modèles de la calotte polaire (ligne pleine) et de la cavité externe sont indiqués [8].

7.2 Paramétrisation des spectres γ

Pour un pulsar γ , la production de paires e^+e^- limite la plage en énergie des γ émis : cette limite s'exprime sous la forme d'une coupure exponentielle ou superexponentielle à une énergie E_0 . Lors du développement de la cascade électromagnétique, les photons d'énergie inférieure à E_0 , échappant à la création de paires, sont observés et le spectre associé est équivalent à une loi de puissance. Se basant sur cette considération, le spectre γ à haute énergie peut être modélisé suivant la loi suivante [17] :

$$\frac{dN}{dE} = k \left(\frac{E}{E_n} \right)^{-g} e^{-\left(\left[\frac{E}{E_0} \right] \right)^b} \quad (7.6)$$

La constante k représente le flux différentiel à une énergie de normalisation $E_n = 1$ GeV. La [table 7.3](#) liste pour le pulsar Vela, une des sources les plus puissantes du ciel pour des énergies de l'ordre du GeV, les paramètres liés aux spectres attendus dans le cadre des modèles de la calotte polaire et de la cavité externe.

Vela	$k (\times 10^{-8})$ [cm ⁻² s ⁻¹ GeV ⁻¹]	g	E_0 [GeV]	b
modèle de la calotte polaire	194	1.49	4.2	1.40
modèle de la cavité externe	81.7	1.69	8	1.15

TAB. 7.3: Paramètres liés aux spectres attendus, pour le pulsar Vela, avec le modèle de la calotte polaire et de la cavité externe.

Les flux associés aux deux modèles d'émission- γ sont tracés en fonction de l'énergie sur la [figure 7.6](#).

7.3 Mesure des spectres γ avec AMS

Par gamme d'énergie, le produit des flux prédits ([table 7.4](#)) et des acceptances ([table 7.5](#)) est égal au nombre dN/dE de photons collectés par le trajectomètre ([table 7.6](#)) et le calorimètre ([table 8.6](#)). Dans les [tables 7.6](#) et [8.6](#) est aussi indiquée l'intégration du nombre de photons par gamme d'énergie sur cette dernière.

Pour le trajectomètre et le calorimètre, les figures [7.7 haut et bas](#) montrent, en fonction de la gamme d'énergie, le nombre intégré de γ du signal et du fond ou uniquement du fond. Le fond considéré est la somme des rayonnement- γ galactique moyen et extragalactique décrits au chapitre 4, mais naturellement, le véritable fond- γ à considérer est celui autour du pulsar Vela. Ce dernier sera, comme expliqué au chapitre 6, mesuré en visant de part et d'autre de la source et pourra donc être soustrait.

Pour une gamme en énergie donnée et pour le calorimètre par exemple, le flux F_{ECAL} est obtenu en divisant le nombre de photons intégrés N_{ECAL} par la gamme en énergie ΔE et l'acceptance $A(E)$. De même, l'erreur sur le flux est obtenue en divisant l'erreur statistique $\sqrt{N_{ECAL}}$ par la gamme en énergie et l'acceptance.

$$\begin{cases} F_{ECAL} &= \frac{N_{ECAL}}{A(E)\Delta E} \\ \Delta F_{ECAL} &= \frac{\sqrt{N_{ECAL}}}{A(E)\Delta E} \end{cases} \quad (7.7)$$

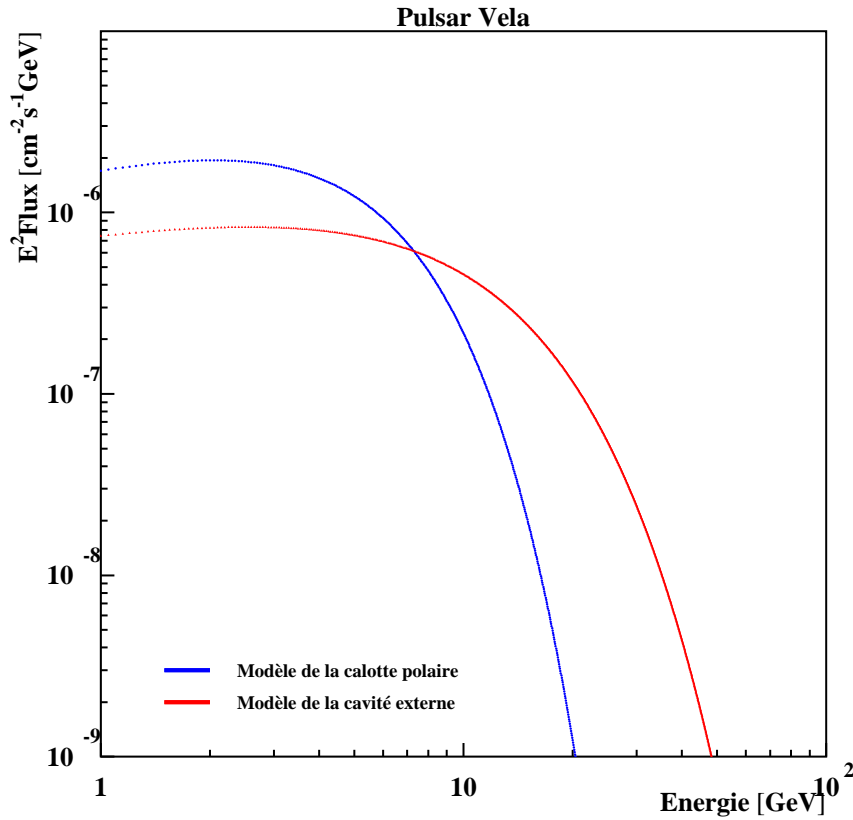


FIG. 7.6: Spectre différentiel en fonction de l'énergie pour les deux modèles d'émission- γ du pulsar Vela.

E (GeV)	Signal calotte polaire ($\text{cm}^2\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}$)	Signal cavité externe ($\text{cm}^2\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}$)	Fond γ diffus ($\text{cm}^2\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{GeV}^{-1}$)	Fond protons survivants ($\text{cm}^2\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{GeV}^{-1}$)
1.00-1.41	1.4×10^{-6}	6.0×10^{-7}	2.1×10^{-5}	-
1.41-2.00	6.4×10^{-7}	2.7×10^{-7}	7.4×10^{-6}	-
2.00-2.83	3.5×10^{-7}	1.5×10^{-7}	3.3×10^{-6}	3.4×10^{-6}
2.83-4.00	1.5×10^{-7}	7.2×10^{-8}	1.3×10^{-6}	2.6×10^{-7}
4.00-5.66	6.0×10^{-8}	3.5×10^{-8}	5.5×10^{-7}	9.3×10^{-8}
5.66-8.00	1.6×10^{-8}	1.4×10^{-8}	2.1×10^{-7}	3.5×10^{-8}
8.00-11.31	3.2×10^{-9}	5.5×10^{-9}	9.1×10^{-8}	1.3×10^{-8}
11.31-16.00	3.0×10^{-10}	1.7×10^{-9}	3.7×10^{-8}	1.3×10^{-9}
16.00-22.63	1.1×10^{-11}	4.0×10^{-10}	1.5×10^{-8}	1.1×10^{-9}
22.63-32.00	7.0×10^{-14}	6.2×10^{-11}	6.4×10^{-9}	1.5×10^{-10}
32.00-45.26	3.7×10^{-17}	5.4×10^{-12}	2.7×10^{-9}	1.3×10^{-10}
45.26-64.00	3.0×10^{-22}	2.0×10^{-13}	1.1×10^{-9}	4.2×10^{-11}

TAB. 7.4: Flux des signaux et fond attendus pour le pulsar Vela. Les signaux sont associés aux deux modèles d'émission- γ . Le fond- γ considéré est la somme des fonds galactique et extragalactique. Le fond des protons survivants est aussi indiqué.

E (GeV)	Observabilité du trajectomètre pour la source (cm ² s)	Observabilité du calorimètre pour la source (cm ² s)	Acceptance du trajectomètre pour le fond- γ (cm ² s.sr)	Acceptance du calorimètre pour le fond- γ (cm ² s.sr)
1.00-1.41	4.0×10^8	0	1.9×10^5	0
1.41-2.00	4.9×10^8	0	1.2×10^5	0
2.00-2.83	7.0×10^8	1.3×10^8	8.5×10^4	3.1×10^6
2.83-4.00	8.2×10^8	4.9×10^8	5.0×10^4	8.8×10^6
4.00-5.66	9.9×10^8	9.4×10^8	3.0×10^4	1.2×10^7
5.66-8.00	1.1×10^9	1.3×10^9	1.6×10^4	1.2×10^7
8.00-11.31	1.2×10^9	1.8×10^9	9.3×10^3	1.2×10^7
11.31-16.00	1.2×10^9	2.1×10^9	5.0×10^3	1.0×10^7
16.00-22.63	1.2×10^9	2.4×10^9	2.8×10^3	8.5×10^6
22.63-32.00	1.2×10^9	2.7×10^9	1.6×10^3	6.8×10^6
32.00-45.26	1.2×10^9	2.9×10^9	9.6×10^2	5.5×10^6
45.26-64.00	1.2×10^9	3.0×10^9	6.5×10^2	4.4×10^6

TAB. 7.5: *Acceptances du trajectomètre et du calorimètre pour le pulsar Vela et le fond- γ sur 5 périodes de précession (355.7 jours), environ un an.*

E (GeV)	Signal calotte polaire (photons/GeV \times GeV)	Signal cavité externe (photons/GeV \times GeV)	Fond- γ (photons/GeV \times GeV)
1-2	$398.8 \times 1 = 398.8$	$170.9 \times 1 = 170.9$	$2.2 \times 1 = 2.2$
2-4	$170.4 \times 2 = 340.8$	$77.0 \times 2 = 154.0$	$1.6 \times 10^{-1} \times 2 = 3.2 \times 10^{-1}$
4-8	$34.1 \times 4 = 136.4$	$22.7 \times 4 = 90.9$	$9.2 \times 10^{-3} \times 4 = 3.7 \times 10^{-2}$
8-16	$1.7 \times 8 = 14.0$	$3.8 \times 8 = 30.4$	$4.7 \times 10^{-4} \times 8 = 3.8 \times 10^{-3}$
16-32	$5.4 \times 10^{-3} \times 16 = 0.1$	$0.2 \times 16 = 4.0$	$2.4 \times 10^{-5} \times 16 = 3.9 \times 10^{-4}$
32-64	$1.9 \times 10^{-8} \times 32 = 6.0 \times 10^{-7}$	$2.9 \times 10^{-3} \times 32 = 0.1$	$1.5 \times 10^{-6} \times 32 = 4.9 \times 10^{-5}$

TAB. 7.6: *Signal et fond attendus pour le trajectomètre sur 5 périodes de précession (355.7 jours), environ un an. Pour chaque gamme en énergie sont précisés le nombre de γ par GeV et celui intégré sur la gamme d'énergie.*

E (GeV)	Signal calotte polaire (photons/GeV \times GeV)	Signal cavité externe (photons/GeV \times GeV)
1.00-1.41	-	-
1.41-2.00	-	-
2.00-2.83	$37.5 \times 0.83 = 31.0$	$16.5 \times 0.83 = 13.7$
2.83-4.00	$71.9 \times 1.17 = 84.2$	$34.4 \times 1.17 = 40.3$
4.00-5.66	$52.7 \times 1.66 = 87.3$	$30.9 \times 1.66 = 51.2$
5.66-8.00	$21.3 \times 2.34 = 50.0$	$18.5 \times 2.34 = 43.4$
8.00-11.31	$5.4 \times 3.31 = 18.0$	$9.4 \times 3.31 = 31.1$
11.31-16.00	$6.1 \times 10^{-1} \times 4.69 = 2.9$	$3.5 \times 4.69 = 16.2$
16.00-22.63	$2.5 \times 10^{-2} \times 6.63 = 1.6 \times 10^{-1}$	$9.4 \times 10^{-1} \times 6.63 = 6.3$
22.63-32.00	$1.8 \times 10^{-4} \times 9.37 = 1.7 \times 10^{-3}$	$1.6 \times 10^{-1} \times 9.37 = 1.5$
32.00-45.26	$1.0 \times 10^{-7} \times 13.26 = 1.4 \times 10^{-6}$	$1.5 \times 10^{-2} \times 13.26 = 2.0 \times 10^{-1}$
45.26-64.00	$8.8 \times 10^{-13} \times 18.74 = 1.7 \times 10^{11}$	$5.9 \times 10^{-4} \times 18.74 = 1.1 \times 10^{-2}$

TAB. 7.7: Signaux attendus pour le calorimètre sur 5 périodes de précession (355.7 jours), environ un an. Pour chaque gamme en énergie sont précisés le nombre de γ par GeV et celui intégré sur la gamme d'énergie.

E (GeV)	Fond- γ diffus (photons/GeV \times GeV)	Fond protons survivants (photons/GeV \times GeV)
1.00-1.41	-	-
1.41-2.00	-	-
2.00-2.83	$8.2 \times 0.83 = 6.8$	$10.5 \times 0.83 = 8.7$
2.83-4.00	$11.2 \times 1.17 = 13.1$	$2.3 \times 1.17 = 2.7$
4.00-5.66	$6.4 \times 1.66 = 10.6$	$1.1 \times 1.66 = 1.9$
5.66-8.00	$2.6 \times 2.34 = 6.2$	$4.3 \times 10^{-1} \times 2.34 = 1.0$
8.00-11.31	$1.1 \times 3.31 = 3.5$	$1.5 \times 10^{-1} \times 3.31 = 5.1 \times 10^{-1}$
11.31-16.00	$0.4 \times 4.69 = 1.8$	$1.3 \times 10^{-2} \times 4.69 = 6.2 \times 10^{-2}$
16.00-22.63	$0.1 \times 6.63 = 8.7 \times 10^{-1}$	$8.9 \times 10^{-3} \times 6.63 = 5.9 \times 10^{-2}$
22.63-32.00	$4.4 \times 10^{-2} \times 9.37 = 4.2 \times 10^{-1}$	$1.0 \times 10^{-3} \times 9.37 = 9.6 \times 10^{-3}$
32.00-45.26	$1.5 \times 10^{-2} \times 13.26 = 2.0 \times 10^{-1}$	$7.4 \times 10^{-4} \times 13.26 = 9.8 \times 10^{-3}$
45.26-64.00	$5.0 \times 10^{-3} \times 18.74 = 9.3 \times 10^{-2}$	$1.8 \times 10^{-4} \times 18.74 = 3.4 \times 10^{-3}$

TAB. 7.8: Fonds attendus pour le calorimètre sur 5 périodes de précession (355.7 jours), environ un an. Pour chaque gamme en énergie sont précisés le nombre de γ par GeV et celui intégré sur la gamme d'énergie.

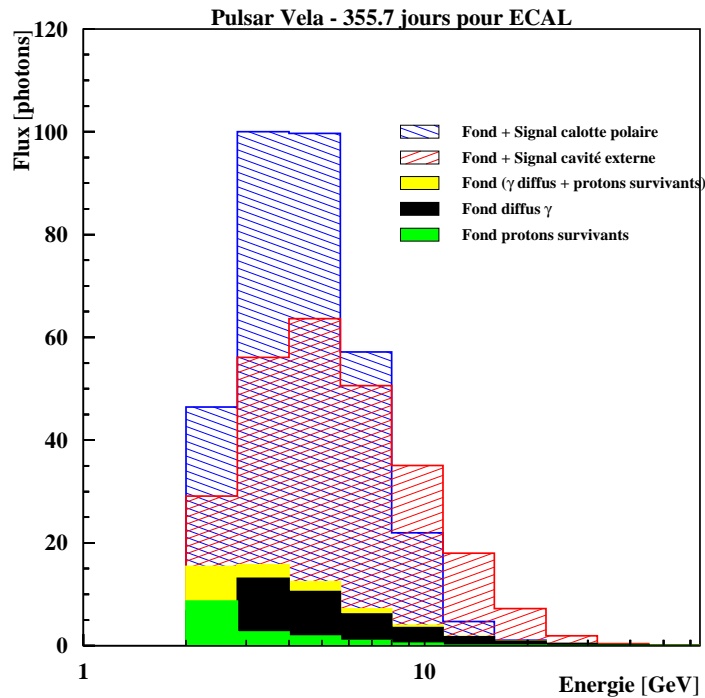
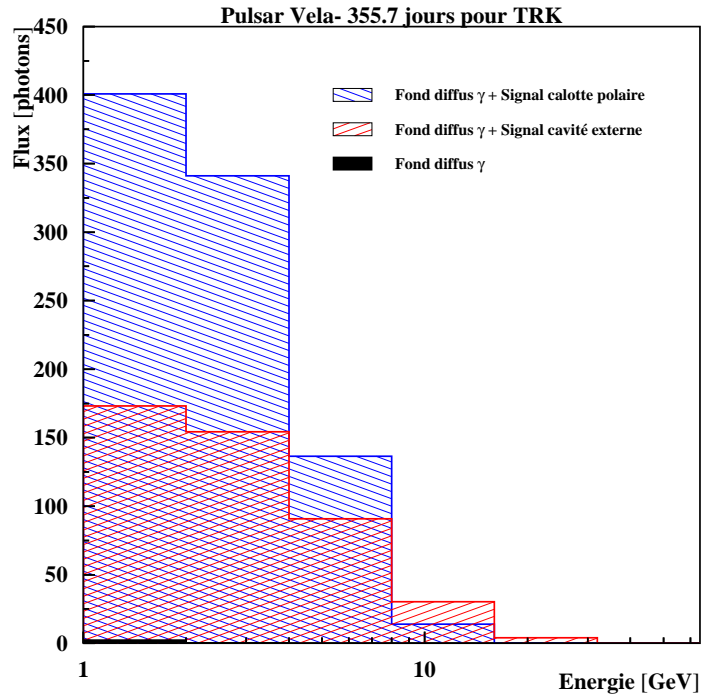


FIG. 7.7: Flux intégré de photons par bandes d'énergie pour le trajectomètre (haut) et le calorimètre (bas). Pour chaque détecteur et par bande d'énergie, les signaux liés aux modèles de la calotte polaire ou de la cavité externe sont considérés ainsi que les divers fonds (rayonnement γ diffus pour le trajectomètre, rayonnement γ diffus et protons pour le calorimètre).

Pour une gamme en énergie donnée, la pondération des flux de chaque détecteur par les nombres de photons intégrés permet l'estimation d'un flux moyen. Par analogie, l'erreur sur ce flux moyen est également estimée.

$$\begin{cases} F &= \frac{N_{ECAL}}{N_{ECAL}+N_{TRK}}F_{ECAL} + \frac{N_{TRK}}{N_{ECAL}+N_{TRK}}F_{TRK} \\ \Delta F &= \frac{N_{ECAL}}{N_{ECAL}+N_{TRK}}\Delta F_{ECAL} + \frac{N_{TRK}}{N_{ECAL}+N_{TRK}}\Delta F_{TRK} \end{cases} \quad (7.8)$$

La **figure 7.8** montre le spectre mesuré par AMS pour les signaux correspondant aux deux modèles d'émission- γ . En un an de fonctionnement, AMS sera capable de distinguer les deux modèles d'émission- γ .

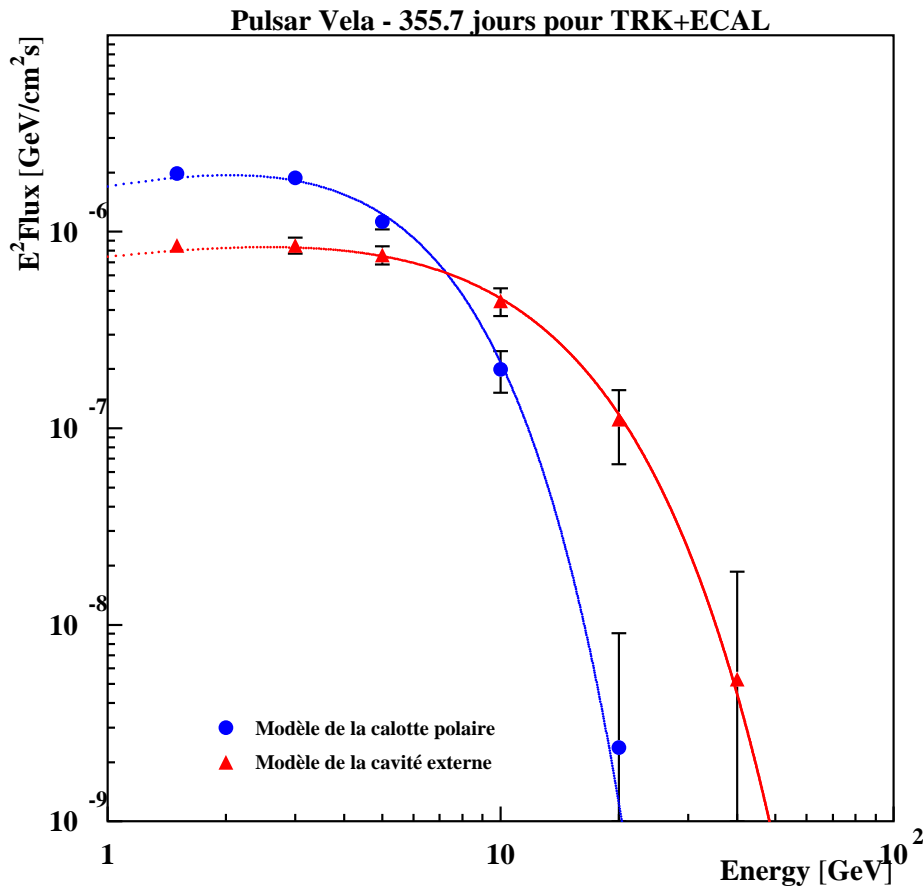


FIG. 7.8: Mesures des spectres différentiels pour les modèles d'émission- γ du pulsar Vela.

7.4 Conclusion

Nous avons montré que, pour le pulsar Vela, la mesure du spectre- γ à haute énergie par AMS pendant une année permet la discrimination des deux modèles d'émission- γ . Une ouverture possible de cette étude est le potentiel pour d'autres pulsars- γ , c'est-à-dire ceux détectés par le détecteur spatial EGRET.

Un point clé du spectre- γ des pulsars est la coupure intrinsèque à plus ou moins basse énergie (quelques GeV à ~ 50 GeV), restreignant l'étude de ces objets aux détecteurs spatiaux. Cependant, dans le cadre du modèle de la cavité externe, la prédiction d'une émission au TeV souligne la nécessité d'une étude sur le spectre- γ le plus large possible. Cette dernière étude, d'une part, est possible par le calorimètre d'AMS dont la gamme d'énergie s'étend du GeV au TeV, et d'autre part, montre à nouveau le bénéfice d'une complémentarité entre les détecteurs spatiaux et les télescopes au sol.

Bibliographie

Mécanismes d'émission- γ

- [1] **R.N. Manchester et J.H. Taylor**, Recent observations of pulsars, Annual review of astronomy and astrophysics, vol. 15 (1977) p. 19-44

Cause de l'émission

- [2] **P. Goldreich et W.H. Julian**, Pulsars Electrodynamics, ApJ, 157 (1969) 869-880
- [3] <http://coss.gsfc.nasa.gov/images/epo/gallery/pulsars/>

Modèle de la calotte polaire

- [4] **M.A. Ruderman et P.G. Sutherland**, Theory of Pulsars : Polar Gaps, Sparks, and Coherent Microwave Radiation, ApJ 196 (1975) 51-72
- [5] **B. Zhang, G.J. Qiao, W.P. Lin et J.L. Han**, Three Modes of Pulsar Inner Gap, ApJ 478 (1997) 313-321

Modèle de la cavité externe

- [6] **K.S. Cheng, C. Ho et M.A. Ruderman**, Energetic radiation from rapidly spinning pulsars, ApJ 300 (1986) 500-539
- [7] **M. de Naurois**, L'expérience CELESTE : Reconversion d'un centrale solaire pour l'astronomie γ . Premières observations de la Nébuleuse du Crabe et du Blazar Markarian 421 entre 30 et 300 GeV, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, (2000).
- [8] **A.K. Harding**, Gamma-Ray Pulsars : Models and Predictions, astro-ph/0012268

Quelles mesures pour la discrimination des modèles ?

Luminosité- γ

- [9] **R.W. Romani et I.-A. Yadigaroglu**, Gamma-ray pulsars : Emission zones and viewing geometries, ApJ 438 (1995) 314-321
- [10] **K.S. Cheng et L. Zhang**, High-Energy Radiation from Rapidly Spinning Pulsars with Thick Outer Gaps, ApJ 487 (1997) 370-379
- [11] **B. Zhang et A.K. Harding**, Full Polar Cap Cascade Scenario : Gamma-Ray and X-Ray Luminosities from Spin-powered Pulsars, ApJ 532 (2000) 1150-1171

- [12] **S.J. Sturmer et C.D. Dermer**, On the spectra and pulse profiles of gamma-ray pulsars,
ApJ 420 (1994) L79-L82

Emission radio

- [13] **I.-A. Yadigaroglu et R.W. Romani**, Gamma-Ray Pulsars : Beaming Evolution, Statistics, and Unidentified EGRET Sources,
ApJ 449 (1995) 211-215
- [14] **L. Zhang, Y. Zhang et K.S. Cheng**, Young pulsars and unidentified gamma-ray sources at the Galactic plane,
AA 357 (2000) 957-967
- [15] **S.J. Sturmer et C.D. Dermer**, Statistical Analysis of Gamma-Ray Properties of Rotation-powered Pulsars,
ApJ 461 (2000) 872-883
- [16] **P.G. Gonthier et al.**, Galactic populations of radio and gamma-ray pulsars in the polar cap model,
astro-ph/0109494

Mesure des spectres

- [17] **O.C. de Jager, A. Konopelko, B.C. Raubenheimer, et B. Visser**, Limits on Pulsar Parameters for Pulsed detection with H.E.S.S.,
astro-ph/0107278

Chapitre 8

Potentiel d'un signal- γ supersymétrique provenant du Centre Galactique

Résumé du chapitre :

Le centre de la Galaxie peut être considéré comme une source ponctuelle, siège d'un grand taux d'annihilations de neutralinos, donnant notamment dans l'état final des γ . Le neutralino le plus léger, un des candidats pour la matière noire froide, est une particule prédite par les modèles supersymétriques. Dans une première partie, une brève introduction est faite dans le cadre d'une extension du modèle standard : le modèle supersymétrique minimal (MSSM) . Puis les modèles de profils de halo et de densité de matière noire sont décrits avant d'illustrer sur des exemples le potentiel offert par le calorimètre d'AMS.

8.1 Modèle Standard de la physique des particules

Le Modèle Standard [1] décrit la physique des particules. Cette théorie quantique des champs est renormalisable et localement invariante sous le groupe de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. La [table 8.1](#) liste les fermions associés aux trois familles de matière, la [table 8.2](#) liste les bosons associés aux quatre interactions fondamentales.

quarks	u (1.5-4.5 MeV)	c (1000-1400 MeV)	t (174300±5100 MeV)
	d (5-8.5 MeV)	s (80-155 MeV)	b (4000-4500 MeV)
leptons	e^- (0.511 MeV)	μ^- (105.658 MeV)	τ^- (1777 MeV)
neutrinos	ν_e	ν_μ	ν_τ

TAB. 8.1: *Liste des fermions pour les trois familles de matière. Entre parenthèses sont indiquées les masses des particules en MeV.*

électromagnétisme	photon γ
interaction nucléaire faible	W^\pm (80.423±0.039 GeV), Z^0 (91.1876±0.0021 GeV)
interaction nucléaire forte	8 gluons

TAB. 8.2: *Liste des bosons médiateurs pour les interactions fondamentales décrites dans le modèle standard.*

La gravitation n'est pas englobée dans le Modèle Standard. Ce dernier décrit ainsi trois interactions fondamentales à l'aide de symétries dont nous précisons ci-dessous le rôle :

- $SU(2)_L \times U(1)_Y$ décrit l'interaction électrofaible véhiculée par 4 bosons vecteurs,
- $SU(3)_C$ décrit l'interaction forte entre quarks véhiculée par 8 gluons vecteurs.

Le caractère localement invariant du modèle standard permet la conservation de quantités associées à chacune des symétries. Ces quantités sont :

- l'hypercharge Y et l'isospin faible I_3 pour la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$,
- la charge de couleur pour la symétrie $SU(3)_C$.

8.1.1 Construction du lagrangien

Le Modèle Standard de la physique des particules est basé sur un lagrangien, contenant toute l'information sur les particules et leurs interactions. Une première construction du lagrangien est la suivante :

$$L = L_{bosons} + L_{fermions} \quad (8.1)$$

où, d'une part, L_{bosons} est un lagrangien contenant la cinématique des bosons de jauge et les interactions de ces bosons, et d'autre part, $L_{fermions}$ un lagrangien contenant la cinématique et le couplage des fermions avec ces mêmes bosons.

Le problème de cette première construction est l'inexistence de masse pour les bosons de jauge et les fermions de matière - quarks et leptons -, alors que ceux-ci ont une masse. Dès lors, la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ doit être brisée afin que les particules acquièrent de la masse. Pour cela, on considère un mécanisme dit de Higgs [2] mettant en jeu, d'une part, un doublet de $SU(2)_L$ appelé doublet ou champ de Higgs Φ et d'autre part un potentiel $V(\Phi)$, se présentant sous la forme d'un chapeau mexicain, auquel le doublet de Higgs est soumis (**fig. 8.1**). Précisons que le doublet de Higgs est constitué de deux champs scalaires complexes - soit 4 degrés de liberté -, et que l'expression du potentiel est la suivante :

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad \mu^2 < 0 \quad (8.2)$$

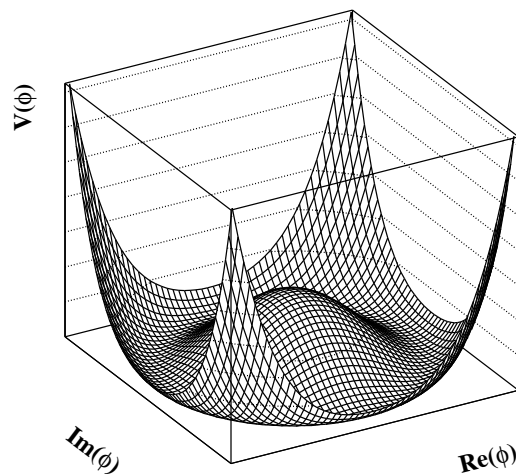


FIG. 8.1: Potentiel auquel est soumis le doublet de Higgs : dans l'état fondamental (celui de plus basse énergie), le doublet de Higgs acquiert une valeur moyenne non nulle.

Avec un tel potentiel, dans l'état fondamental, celui de plus basse énergie - le vide en théorie des champs -, le doublet de Higgs acquiert une valeur moyenne non nulle, ce qui conduit à une brisure spontanée de la symétrie $SU_L(2) \times U_Y(1)$ et à la génération de masse pour les particules.

Le lagrangien s'écrit alors :

$$L = L_{bosons} + L_{fermions} + L_{Higgs} + L_{Yukawa} \quad (8.3)$$

où L_{bosons} et $L_{fermions}$ gardent la même signification que précédemment, L_{Higgs} contient la cinématique et le potentiel auquel est soumis le doublet de Higgs, L_{Yukawa} contient les termes d'interaction entre champ de Higgs et de fermions.

Le doublet de Higgs est un doublet de champs scalaires complexes impliquant 4 degrés de liberté. En développant le terme L_{Higgs} autour de la valeur moyenne du champ de Higgs dans le vide, 3 de ces degrés permettent de donner de la masse aux bosons électrofaibles, le dernier degré générant un boson scalaire réel physique, le boson de Higgs. Quant au terme de Yukawa, il permet de rendre massifs les fermions de matière.

8.1.2 Limites du modèle

Bien que le problème de l'origine de la masse ait été résolu théoriquement, il reste plusieurs problèmes, dont celui de hiérarchie de masse. En effet dans le Modèle Standard, il existe trois échelles très différentes :

- la première est celle de la masse du boson de Higgs, échelle caractéristique de la brisure de symétrie électrofaible, soit $10^2 - 10^3$ GeV,
- la seconde est celle de la Grande Unification (GUT), où les 3 interactions fondamentales de l'infiniment petit sont décrits par une seule force, soit 10^{16} GeV,
- la troisième est celle de la masse de Planck, construite par analyse dimensionnelle à partir des constantes \hbar, G_N, c : c'est l'échelle caractéristique de la gravité quantique, soit 10^{19} GeV.

Or des corrections quantiques peuvent être apportées à la masse du boson de Higgs, telle une boucle de fermion/antifermion. La masse du Higgs est renormalisable et l'expression associée est la suivante :

$$M_H^2 = M_0^2 - a\lambda^2$$

où M_H est de l'ordre de $10^2 - 10^3$ GeV, M_0 de l'ordre de 10^{16} ou 10^{19} GeV, et λ représente la borne supérieure d'intégration sur les énergies-impulsions circulant dans la boucle de fermions. La correction quadratique en λ^2 exige un réglage extrêmement fin (*fine-tuning*). Ainsi en supposant une nouvelle physique à l'échelle de GUT, un nombre de 32 chiffres doit être annulé par un autre nombre de 32 chiffres pour ne laisser qu'un nombre de 4 ou 6 chiffres : ceci est le problème de hiérarchie de masse et constitue le problème le plus important du Modèle Standard.

Citons d'autres problèmes auxquels le modèle standard n'apporte pas de solution :

- la brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est introduite à la main en choisissant $\mu^2 < 0$, alors qu'elle pourrait être la conséquence d'une théorie plus fondamentale,
- le nombre de 3 familles de quarks et leptons n'est pas expliqué,
- la masse des fermions est mise à la main dans le terme L_{Yukawa} , d'où une vingtaine de paramètres libres nécessaires pour la description du modèle,
- enfin, la gravité n'est pas prise en compte.

Le Modèle Standard est dès lors soupçonné d'être une théorie effective, pour des énergies typiquement inférieures au TeV, d'une théorie plus fondamentale. Nous détaillons dans la section suivante la descrip-

tion d'une extension du Modèle Standard permettant de résoudre le problème de hiérarchie de masse et le mécanisme de brisure électrofaible.

8.2 Supersymétrie

Bien que le boson de Higgs n'ait pas été trouvé sur les collisionneurs, le modèle standard a été bien vérifié notamment au LEP (Large Electron Positron collider, $M_{Z^0} \lesssim \sqrt{s_{e^+e^-}} \lesssim 210$ GeV) et Tevatron ($\sqrt{s_{p\bar{p}}} = 1.96$ TeV) jusqu'à l'échelle électrofaible. Néanmoins, il est moins prédictif à haute énergie et ne suffira donc plus à l'échelle d'énergie associée au LHC (Large Hadron Collider, $\sqrt{s_{pp}} = 14$ TeV).

Puisque le Modèle Standard a abouti à des résultats mais souffre de réels problèmes, il était naturel d'essayer de lui trouver une extension qu'est la supersymétrie ou SUSY [3]. Dans ce qui suit, nous considérons une extension Supersymétrique Minimale du Modèle Standard appelée MSSM. Cette dernière a deux avantages principaux :

- elle relie les bosons et fermions grâce à un seul générateur, et permet donc une première unification,
- une de ses versions locales, appelée mSUGRA, inclut la théorie de la relativité générale.

Avec des nombres égaux de bosons et fermions, le problème de la hiérarchie de masse est résolu, puisque lors des corrections quantiques apportées au boson de Higgs, les boucles de fermions et de bosons se compensent mutuellement. La [table 8.2](#) liste les particules ordonnées par la supersymétrie, où, d'une part, chaque fermion standard neutre ou chargé est associé à respectivement 1 ou 2 partenaires supersymétriques, et d'autre part, un boson est associé à un unique partenaire supersymétrique.

	spin 1 vectoriel	spin 1/2 spinoriel	spin 0 scalaire
particules			
bosons de jauge	gluons g électrofaible γ, W^\pm, Z^0		
fermions		lepton l quarks q	
Higgs			H^\pm, h, A, H
superpartenaires			
jauginos		gluinos \tilde{g} $\tilde{B}^0, \tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$	
s-fermions			sleptons \tilde{l} squarks \tilde{q}
Higgsino		$\tilde{H}_{1,2}^0, \tilde{H}^\pm$	

TAB. 8.3: Contenu en particules du MSSM. Les particules ajoutées par rapport au modèle standard sont les cinq bosons de Higgs et les particules supersymétriques.

Tandis que dans le cadre du Modèle Standard, un unique doublet de Higgs existe; dans celui de la supersymétrie, deux doublets de Higgs existent : l'un pour donner la masse aux quarks de type *up* et l'autre aux quark de de type *down*. Sur 8 degrés de libertés, 3 permettent de donner de la masse aux bosons électrofaibles, et 5 de générer autant de bosons de Higgs.

8.2.1 Construction du superlagrangien

A l'instar du Modèle Standard, l'information est contenue dans un lagrangien, appelé superlagrangien où les interactions de jauge sont superymétrisées. L'expression de celui-ci est :

$$L = \begin{aligned} & L_{bosonsdejaugelleftrightarrow fermions+jauginos} + L_{jauginosleftrightarrow fermions+s-fermions} + \\ & L_{Higgsleftrightarrow bosonsdejaugel} + L_{Higgsleftrightarrow sfermions} \end{aligned} \quad (8.4)$$

Le dernier terme $L_{Higgsleftrightarrow sfermions}$ contient un superpotentiel liant les bosons scalaires, c'est-à-dire Higgs et sfermions, entre eux. Ce superpotentiel peut conduire à la conservation d'une quantité appelée R-parité :

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S} \quad (8.5)$$

où B, L et S représentent respectivement le nombre baryonique, le nombre leptonique et le spin. Les particules du Modèle Standard reçoivent une R-parité égale à +1, les particules supersymétriques une R-parité égale à -1.

La conservation de la R-parité a les implications suivantes :

- les particules supersymétriques sont créées par paires à partir de particules standards,
- la particule supersymétrique la plus légère (LSP - Light Supersymmetric Particle) est stable : elle ne peut ni se désintégrer en une particule supersymétrique, ni en particule standard,
- la seconde particule supersymétrique la plus légère, appelée NLSP, se désintègre en LSP plus des particules standards.

En outre, une LSP neutre, particule massive et interagissant très faiblement est un bon candidat au problème de la matière noire.

Cependant, un nouveau problème surgit qui est celui de la différence de masse entre particules supersymétriques et standards : par exemple, des sélectrons à 511 KeV n'ont jamais été observés. Ainsi nous avons besoin d'une brisure de la supersymétrie avec les propriétés suivantes :

- cette brisure doit être douce pour maintenir l'annulation des corrections quadratiques sur la masse du boson de Higgs,
- cette brisure douce introduit alors une différence de masse entre les particules supersymétriques et standards inférieure au TeV.

L'ajout d'un terme $L_{brisure}$, couplant Higgs et sfermions, au superlagrangien décrit en (8.4) permet de sauver la solution au problème de la hiérarchie des masses. Le terme $L_{brisure}$ contient aussi les termes à l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible. La prochaine génération d'accélérateurs de particules permettra probablement d'observer, si elles existent, les particules supersymétriques.

8.2.2 Modèle de supergravité mSUGRA

Intéressons-nous aux versions locales de la supersymétrie et considérons pour cela l'existence entre les échelles de Planck et de la Grande Unification de deux secteurs : d'un part, un secteur de grande unification décrit par un unique couplage, et d'autre part, un secteur caché brisant la supersymétrie. Si cette brisure est communiquée au secteur visible,

- suivant les bosons de jauge (*gauge-mediated SUSY breaking*), la LSP est alors le gravitino,
- suivant la gravitation (*gravity-mediated SUSY breaking*), la LSP est alors le plus léger des neutralinos, ces dernières particules étant des mélanges quantiques d'higgsinos et de jauginos neutres.

La dernière version locale de la supersymétrie mentionnée est appelée supergravité ou SUGRA, et a l'avantage de contenir la théorie de la relativité générale. Cependant un tel modèle contient 124 paramètres libres, tandis qu'un modèle dit phénoménologique peut en contenir seulement 19. Le modèle auquel nous nous intéressons est le modèle minimal de supergravité appelé mSUGRA.

Dans le cadre de mSUGRA, il ne reste, à une énergie $E_{GUT} = 10^{16}$ GeV, que 5 paramètres libres décrivant l'unification entre particules standards et supersymétriques :

- la masse commune $m_{1/2}$ des jauginos (bino, wino et gluinos),

$$M_1(E_{GUT}) = M_2(E_{GUT}) = M_3(E_{GUT}) = m_{1/2}$$

- la masse commune m_0 des scalaires (Higgs et sfermions),

$$M_f(E_{GUT}) = M_H(E_{GUT}) = m_0$$

- la valeur commune A_0 pour les couplages entre Higgs et sfermions, intervenant dans le terme $L_{brisure}$ du superlagrangien,

$$A_u(E_{GUT}) = A_d(E_{GUT}) = A_e(E_{GUT}) = A_0$$

- la rapport $\tan \beta$ des valeurs moyennes dans le vide des doublets de Higgs,

- le signe de μ , ce dernier étant, d'une part, le terme de masse intervenant dans le potentiel auquel est soumis le doublet de Higgs et, d'autre part, le paramètre de mélange des Higgsino intervenant dans la construction des charginos et neutralinos.

8.2.3 Conclusion

En conclusion, la supersymétrie résout le problème de la hiérarchie des masses et offre un mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible. Une version locale de la supersymétrie SUGRA fournit un candidat à la matière noire - le plus léger des neutralinos -, et permet une unification des constantes de couplages de jauge à E_{GUT} . Enfin, dans le cas d'un modèle minimal mSUGRA, 5 paramètres suffisent à décrire l'unification des constantes de couplage et des particules standards et supersymétriques.

8.3 Flux de γ provenant de l'annihilation de neutralinos

Les neutralinos, rassemblés autour du centre galactique, s'annihilent et produisent des paires de particules et antiparticules. Il existerait un excès notamment plus visible sur les flux d'antiparticules que sur les ceux de particules : ainsi la mesure sur les flux de γ , positrons et antiprotons est-elle précieuse. Le flux de γ reçus sur Terre par unité de temps, surface et angle solide, est le produit d'un premier terme issu de la physique des particules et d'un second terme issu de l'astrophysique :

$$\frac{dn_\gamma}{dt dS d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle \sigma v \rangle N_\gamma}{m_\chi^2} \times \left\{ \langle J \rangle \equiv \int_{los} \rho_\chi^2 ds \right\} \quad (8.6)$$

Pour le calcul de ce flux, deux hypothèses sont nécessaires. La première hypothèse est dépendante du modèle supersymétrique considéré à travers le rapport entre $\langle \sigma v \rangle N_\gamma$, moyenne thermique du taux d'annihilation conduisant à N_γ dans l'état final, et m_χ^2 , masse du neutralino au carré. La seconde hypothèse est dépendante de paramètres astrophysiques, à travers le terme $\langle J \rangle$, désignant l'intégration de ρ_χ^2 , carré de la densité de neutralino, sur le long de la ligne de visée.

Les sous-sections suivantes décrivent, d'une part, comment la densité relique de neutralinos permet de contraindre $\langle \sigma v \rangle$, et d'autre part, quels sont les divers profils astrophysiques utilisables pour le calcul de $\langle J \rangle$.

8.3.1 Densité relique de neutralinos

La densité de neutralinos, potentiellement présente au centre de la galaxie, est fixée par la densité relique des neutralinos. Cette dernière, notée $\Omega_\chi h^2$, doit être compatible avec la valeur mesurée par WMAP, soit $\Omega_\chi h^2 = 0.122 \pm 0.018$ [4].

Au début de l'Univers, à une température supérieure à la masse du neutralino m_χ , les neutralinos sont en équilibre thermique, à travers des processus d'annihilation et de production. Puis, à une température inférieure à la masse du neutralino, seule l'annihilation est possible. L'évolution de la densité de neutralino n_χ est alors donnée par l'équation de Boltzmann :

$$\begin{cases} \frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi &= - \langle \sigma v \rangle (n_\chi^2 - n_\chi^{(eq)2}) \\ n_\chi^{(eq)} &\propto \left(\frac{M_\chi}{T} \right)^{3/2} e^{-\frac{M_\chi}{T}} \end{cases} \quad (8.7)$$

H est le taux d'expansion de Hubble, $n_\chi^{(eq)}$ la densité à l'équilibre thermique, $\langle \sigma v \rangle$ la moyenne thermique du produit de la section d'annihilation et de la vitesse relative des deux particules s'annihilant. Tandis que le second terme de gauche décrit la diminution de la densité de neutralino due à l'expansion de l'Univers, les premier et second termes de droite représentent respectivement la diminution et l'augmentation de cette même densité, la diminution étant due à l'annihilation des neutralinos et l'augmentation à la création de paires de neutralinos à partir de fermions légers.

Aux températures inférieures à la masse du neutralino, la densité chute exponentiellement et le taux d'annihilation $\langle \sigma v \rangle n_\chi$ aussi. Lorsque ce dernier terme devient inférieur au taux d'expansion, les neutralinos cessent de s'annihiler. Ils sont hors d'équilibre (*freeze-out*) à la température $T_F \sim M_\chi/20$ et la densité gelée est appelée densité relique (**fig. 8.2**).

Si lors du *freeze-out*, $\langle \sigma v \rangle$ est indépendant de l'énergie, la densité de masse $m_\chi n_\chi$ en unité de densité critique ρ_c est égale à :

$$\Omega_\chi h^2 \equiv \frac{m_\chi n_\chi}{\rho_c} = \frac{O(3 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1})}{\langle \sigma v \rangle} = O(1) \quad (8.8)$$

La densité relique, inversement proportionnelle à la valeur de $\langle \sigma v \rangle$ à l'époque du *freeze-out*, est indépendante de la masse du neutralino (à l'exception de corrections logarithmiques). Pour une densité relique compatible avec les contraintes cosmologiques, la moyenne thermique de la section efficace à une température du *freeze-out* de $\frac{M_\chi}{20}$ doit être typiquement de l'ordre de $3 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Cette dernière condition ne peut être réalisée que pour certaines régions particulières de l'espace des paramètres dans le MSSM.

8.3.2 Profils de densité de matière noire du halo galactique

Le profil de densité de matière noire du halo galactique est donnée par l'expression générique :

$$\rho_\chi(r) = \rho_0 \left(\frac{R_0}{r} \right)^\gamma \left\{ \frac{1 + (R_0/a)^\alpha}{1 + (r/a)^\alpha} \right\}^\epsilon \quad (8.9)$$

Les paramètres sont :

- ρ_0 , la densité du halo à $R_0 = 8.5$ kpc, distance de la Terre au centre galactique ;
- a le rayon de coeur.

Les paramètres γ, α, ϵ permettent la construction de divers profils dont 3 sont énumérés dans la [table 8.4](#).

Profil	isotherme	NFW	Moore
γ	0	1	3/2
α	2	1	1
ϵ	1	2	3/2

TAB. 8.4: Paramètres pour les profils isotherme, de Navarro, Frenk & White (NFW) [6], et de Moore [7].

La **figure 8.3** montre le profil de halo d'après NFW. A grande distance, la dépendance du profil est en $1/r^2$; à petite distance en $1/r$. La densité du halo augmentant rapidement vers le centre, la plupart des annihilations ont bien lieu au centre de la galaxie.

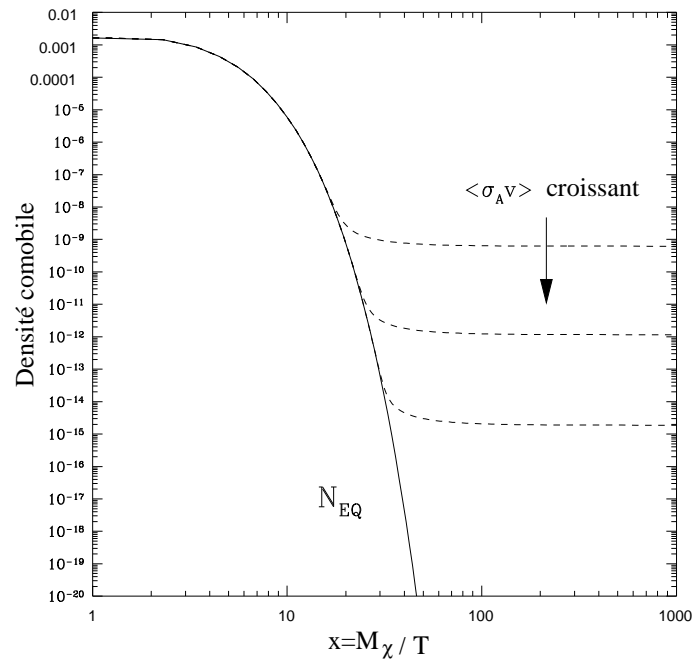


FIG. 8.2: Densité comobile de neutralino en fonction de $x = M_\chi/T$, grandeur croissante avec le temps [5]. La courbe en trait plein présente la densité à l'équilibre thermique, et les courbes en tirets la densité après le gel. La valeur de la section efficace d'annihilation détermine la densité relique actuelle.

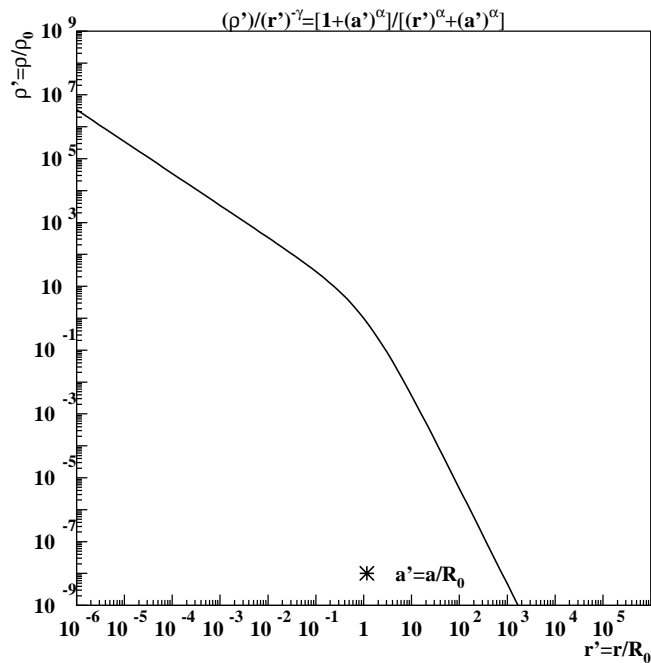


FIG. 8.3: Profil de halo selon NFW. Les unités sont sans dimension. Le rapport a/R_0 est choisi comme étant égal à $10 \text{ kpc}/8.5 \text{ kpc}$.

8.4 Illustrations du potentiel du calorimètre pour la Matière Noire Supersymétrique

Afin d'estimer le potentiel du calorimètre d'AMS pour les γ du Centre Galactique, trois jeux de paramètres dans mSUGRA sont considérés pour lesquels la densité relique attendue est en accord avec celle de WMAP et les contraintes du LEP vérifiées sur la masse du Higgs ou encore sur la masse du neutralino. Pour le fond- γ autour du Centre Galactique, nous avons considéré l'article [8], où le fond- γ considéré est deux fois plus grand que l'émission galactique moyenne décrite au chapitre 4. L'ouverture considérée est 3 fois la résolution angulaire du détecteur, soit moins de 5° pour une énergie de 50 GeV. Enfin, les temps de fonctionnement sont de 1 ou 2 an(s).

8.4.1 Modèle mSUGRA avec un premier jeu de paramètres (focus point)

Nous considérons un premier jeu de paramètres (*focus point*) dont les spectres prédits sur plusieurs canaux de physique s'ajustent au mieux sur les données existantes que sont :

- les données des γ dans la plage $330^\circ < l < 30^\circ$ et $-5 < b < 5$ par EGRET [9],
- les données des positrons par AMS-01 [10] et HEAT [11],
- les données des antiprotons par BESS [12].

Le neutralino est une combinaison des higgsinos ou jauginos neutres. Selon la composante dominante, le neutralino se couplera plus ou moins bien avec un higgs ou un boson Z . Pour le modèle choisi, le neutralino est essentiellement higgsino et la masse du pseudo-Higgs A est environ 2 fois supérieure à la masse du plus léger des neutralinos (table 8.5). Le second diagramme de la **figure 8.4** est donc privilégié : le pseudo-Higgs se couple à la paire $b\bar{b}$. Les processus d'hadronisation permettent alors la production de π_0 , et par conséquent de γ .

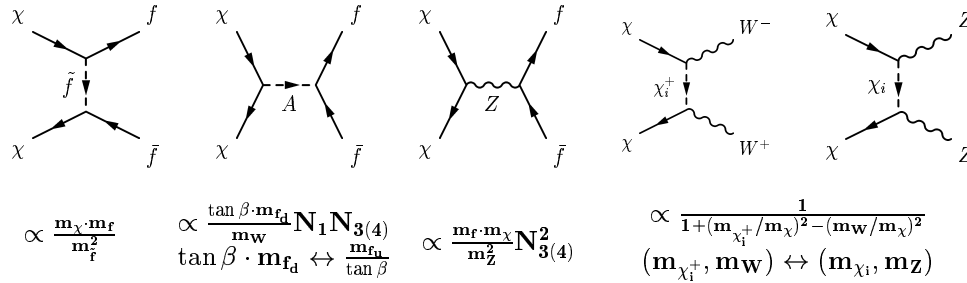


FIG. 8.4: Diagrammes prépondérants pour l'annihilation de la matière noire. Pour le diagramme 2, l'échange de Higgs est proportionnel à $\tan \beta$ pour les quarks de type-d et $1/\tan \beta$ pour les quarks de type-u. Ainsi, pour de large valeurs de $\tan \beta$, les produits finaux sont des quarks $b\bar{b}$.

En outre, le profil de densité utilisé est celui de NFW avec un rayon de coeur a égal à 10 kpc. A une distance moindre que 10^{-5} kpc du centre, le profil est constant afin d'éviter la singularité. Le terme $\langle J \rangle$ est égal à 5535 pour un angle solide de 10^{-3} sr.

La table 8.6 permet de préciser, pour 1 an de fonctionnement, le nombre de photons du signal et du fond, puis uniquement du fond en fonction de diverses gammes en énergie. Sur la **figure 8.5 (8.6)** est tracé, pour ~ 1 (10) an(s) de fonctionnement, les flux prédits pour le signal, le fond, et la somme des deux en fonction de l'énergie. La mesure du flux associé à la somme du signal et du fond par le calorimètre d'AMS est indiquée.

Paramètre	Valeur
m_0	500 GeV
$m_{1/2}$	500 GeV
A_0	500 GeV
$\tan \beta$	46
signe de μ	+
Particule	Masse
$\chi_{0,1,2,3}^0$	207, 375, 568, 583 GeV
$N_{0,1,2,3}^{\chi^0}$	0.995, 0.017, 0.093, 0.036
$\chi_{0,1}^\pm$	375, 584 GeV
h, H	116, 545 GeV
A, H^\pm	545, 553 GeV
Observable	Valeur
Ωh^2	0.114
$\langle \sigma v(\chi + \chi \rightarrow anything) \rangle$	1.6×10^{-26}
$\langle \sigma v(\chi + \chi \rightarrow b\bar{b}) \rangle$	1.4×10^{-26}
$\langle \sigma v(\chi + \chi \rightarrow \tau\bar{\tau}) \rangle$	0.2×10^{-26}
$\langle J \rangle$	5535

TAB. 8.5: Paramètres $mSUGRA$ avec caractéristiques de particules supersymétriques (masse des neutralinos, composante en higgsino, masse des charginos et Higgs) et observables prédites pour une masse de LSP de 207 GeV. Les sections efficaces sont calculées par *DarkSusy* [13] et s'accordent aux sections efficaces de *Micromegas* [14]. Le spectre de particules est calculé par *Suspect* [15] et *Feynhiggsfast* [16].

E (GeV)	Signal centre galactique (photons/GeV \times GeV)	+ Fond- γ	Fond- γ (photons/GeV \times GeV)
2.5-4	215.0×1.5	= 322.4	128.4×1.5 = 192.6
4-6	121.5×2	= 243.1	63.4×2 = 126.8
6-9	49.5×3	= 148.6	22.7×3 = 68.2
9-15	12.8×7	= 89.5	5.2×7 = 36.6
15-25	3.2×10	= 32.4	1.3×10 = 12.5
25-40	$6.2 \times 10^{-1} \times 15$	= 9.3	$2.5 \times 10^{-1} \times 15$ = 3.8
40-80	$7.6 \times 10^{-2} \times 40$	= 3.0	$3.9 \times 10^{-2} \times 40$ = 1.6

TAB. 8.6: Pour un premier jeu de paramètres (focus point), signal du centre galactique et fond attendus par le calorimètre pour 5 périodes de précession, environ 1 an. Pour chaque gamme en énergie sont précisés le nombre de γ par GeV et celui intégré sur la gamme d'énergie.

8.4.2 Modèle mSUGRA avec deux autres jeux de paramètres (points de référence)

Nous considérons ensuite deux autres jeux de paramètres (points *benchmark*) notés I et L [17]. Pour le premier jeu de paramètres I, le premier diagramme de la **figure 8.4** contribue à plus de 57% dans la section totale d'annihilation, tandis que le second jeu de paramètres L, le second diagramme contribue à plus de 67% dans la section totale d'annihilation. Ainsi le spectre- γ associé du jeu de paramètres L a-t-il une forme proche de celle du spectre associé au jeu de paramètres décrit dans la sous-section précédente.

En outre, le profil de densité utilisé est celui de NFW avec un rayon de coeur désormais égal à 20 kpc. Le terme $\langle J \rangle$ est égal à 1214, soit près de 5 fois plus faible, que pour le jeu de paramètres précédent, pour un angle solide de 10^{-3} sr. La table 8.7 donne les paramètres des modèles, les masses prédites à l'échelle électrofaible, les valeurs de la densité relique de neutralinos associée et de $\langle J \rangle$.

Jeux de paramètres	I	L
Paramètre	Valeur	
m_0	188 GeV	326 GeV
$m_{1/2}$	358 GeV	462 GeV
A_0	0	0
$\tan \beta$	35	45
signe de μ	+	+
Particule	Masse	
χ_0^0	144.8 GeV	190.2 GeV
R_g	0.985	0.990
h, H	115, 446 GeV	116, 498 GeV
A, H^\pm	446, 454 GeV	498, 506 GeV
Observable	Valeur	
Ωh^2	0.14	0.10
J	1214	1214

TAB. 8.7: Paramètres mSUGRA avec le spectre correspondant de particules supersymétriques et quelques observables prédites pour une masse de LSP de 44.8 GeV ou de 190.2 GeV. R_g désigne la composante du neutralino en jaugino.

Pour le jeu de paramètres I (L), la table 8.8 (8.9) permet de préciser, pour 1 an de fonctionnement, le nombre de photons du signal et du fond, puis uniquement du fond en fonction de diverses gammes en énergie. Sur les **figures 8.7 et 8.8 (8.9 et 8.10)** est tracé, pour 1 et 10 an(s) de fonctionnement, en fonction de l'énergie les flux prédits pour le signal, le fond, et la somme des deux. La mesure du flux associé à la somme du signal et du fond par le calorimètre d'AMS est indiquée.

E (GeV)	Signal centre galactique (photons/GeV \times GeV)	+ Fond- γ	Fond- γ (photons/GeV \times GeV)	
2.5-4	139.9×1.5	= 209.9	128.4×1.5	= 192.6
4-6	72.0×2	= 144.1	63.4×2	= 126.8
6-9	27.0×3	= 80.9	22.7×3	= 68.2
9-15	6.4×7	= 44.9	5.2×7	= 36.6
15-25	1.5×10	= 15.2	1.2×10	= 12.5
25-40	$2.9 \times 10^{-1} \times 15$	= 4.4	$2.5 \times 10^{-1} \times 15$	= 3.8
40-80	$4.1 \times 10^{-2} \times 40$	= 1.7	$3.9 \times 10^{-2} \times 40$	= 1.6

TAB. 8.8: *Pour le jeu de paramètres noté I, signal du centre galactique et fond attendus pour le calorimètre pour 5 périodes de précession, 1 an environ. Pour chaque gamme en énergie sont précisés le nombre de γ par GeV et celui intégré sur la gamme d'énergie.*

E (GeV)	Signal centre galactique (photons/GeV \times GeV)	+ Fond- γ	Fond- γ (photons/GeV \times GeV)	
2.5-4	142.9×1.5	= 214.4	128.4×1.5	= 192.6
4-6	74.9×2	= 149.9	63.4×2	= 126.8
6-9	28.8×3	= 86.3	22.7×3	= 68.2
9-15	7.1×7	= 49.4	5.2×7	= 36.6
15-25	1.7×10	= 17.3	1.2×10	= 12.5
25-40	$3.3 \times 10^{-1} \times 15$	= 5.0	$2.5 \times 10^{-1} \times 15$	= 3.8
40-80	$4.5 \times 10^{-2} \times 40$	= 1.8	$3.9 \times 10^{-2} \times 40$	= 1.6

TAB. 8.9: *Pour le jeu de paramètres noté L, signal du centre galactique et fond attendus pour le calorimètre pour 5 périodes de précession, 1 an environ. Pour chaque gamme en énergie sont précisés le nombre de γ par GeV et celui intégré sur la gamme d'énergie.*

8.5 Conclusion

Ces différentes illustrations montrent que, pour certains jeux de paramètres dans le cadre de mSUGRA, le calorimètre d'AMS peut avoir une sensibilité à la matière noire ceci en étudiant le Centre Galactique, pour des profils moyens de NFW. Cette sensibilité, accrue en utilisant le trajectomètre, dépend de manière capitale de la connaissance du fond diffus au niveau du Centre Galactique. Les résultats présentés pourraient ainsi être reconsidérés avec une meilleure appréciation de ce fond.

Du côté des signaux eux-mêmes, une perspective est de pouvoir regarder, puisque le calorimètre dispose d'une bonne résolution en énergie, les pics monoénergétiques issus des réactions $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ ou $\chi\chi \rightarrow \gamma Z$, à condition que les sections efficaces soient suffisamment élevées. Naturellement si la masse et les couplages du neutralino sont déterminés grâce aux futurs collisionneurs, la recherche de ces pics sera facilitée. Avec la connaissance des paramètres de la physique des particules intervenant dans le flux de γ , la mesure de ces derniers permettra de contraindre le profil du halo galactique de matière noire.

Enfin, discriminer les différents modèles pour la matière noire nécessite la mesure des spectres de différentes particules sur une large gamme d'énergie, et c'est précisément ce dont sera capable AMS.

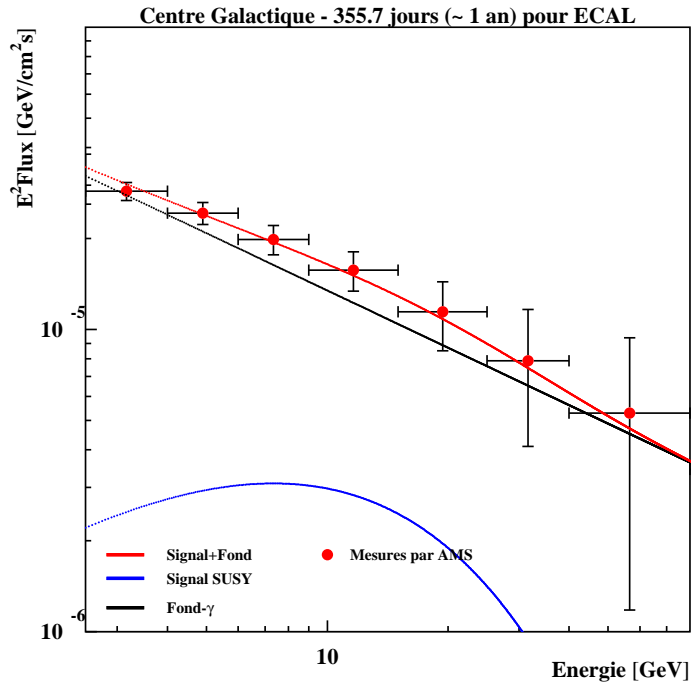


FIG. 8.7: Pour le jeu de paramètres noté *I*, flux attendu en fonction de l'énergie pour le calorimètre d'AMS pour 5 périodes de précession, environ 1 an. Les flux prédits pour le signal (bleu), le fond- γ (noir) et la somme des deux (rouge) sont tracés en fonction de l'énergie.

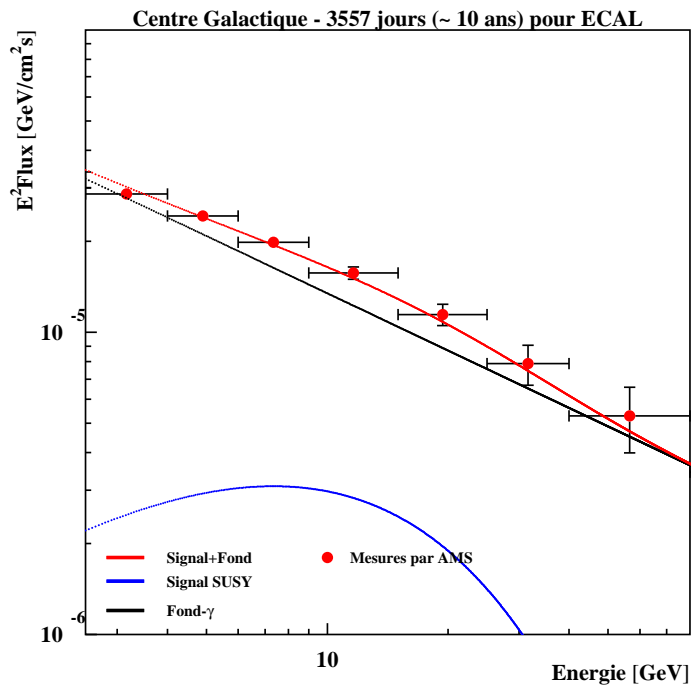


FIG. 8.8: Pour le jeu de paramètres noté *I*, flux attendu en fonction de l'énergie pour le calorimètre d'AMS pour 50 périodes de précession, environ 10 ans. Les flux prédits pour le signal (bleu), le fond- γ (noir) et la somme des deux (rouge) sont tracés en fonction de l'énergie.

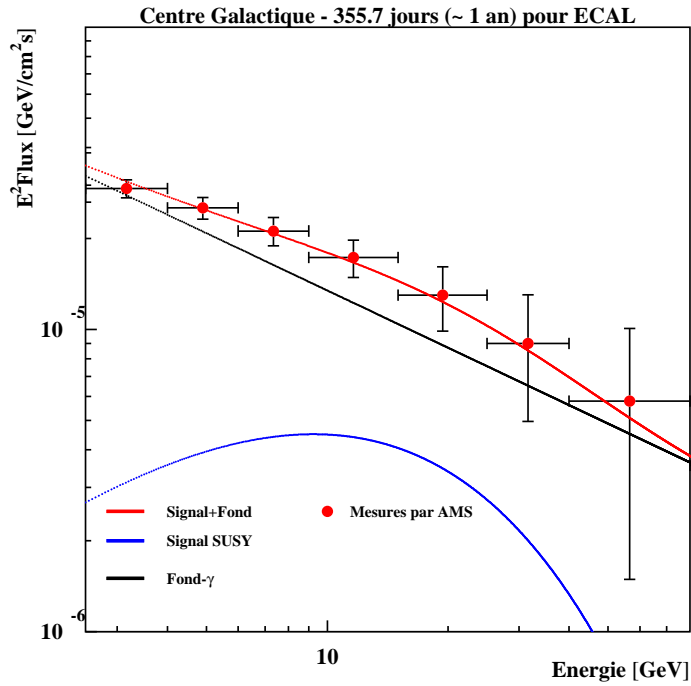


FIG. 8.9: Pour le jeu de paramètres noté L , flux attendu en fonction de l'énergie pour le calorimètre d'AMS pour 5 périodes de précession, environ 1 an. Les flux prédits pour le signal (bleu), le fond- γ (noir) et la somme des deux (rouge) sont tracés en fonction de l'énergie.

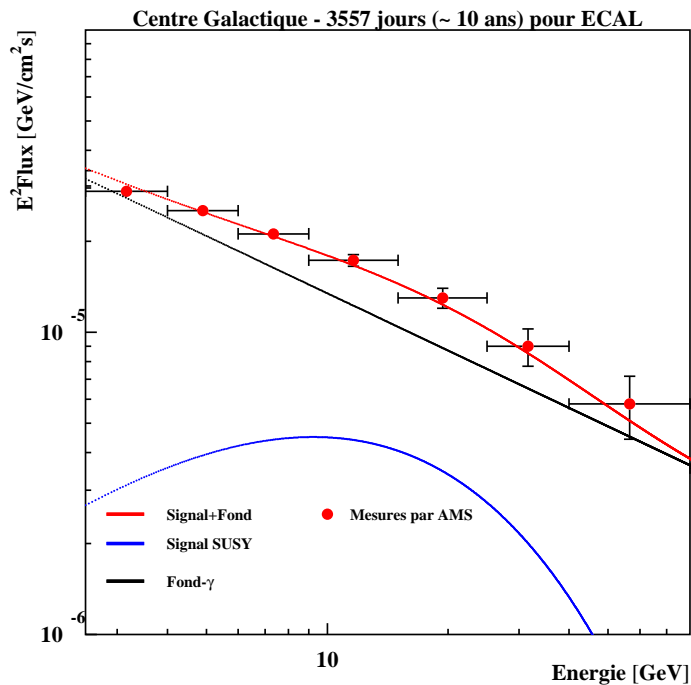


FIG. 8.10: Pour le jeu de paramètres noté L , flux attendu en fonction de l'énergie pour le calorimètre d'AMS pour 50 périodes de précession, environ 10 ans. Les flux prédits pour le signal (bleu), le fond- γ (noir) et la somme des deux (rouge) sont tracés en fonction de l'énergie.

Bibliographie

Modèle standard de la physique des particules

- [1] **F. Halzen, A.D. Martin**, Quark Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics, J. Wiley & Sons, 1984
- [2] **P. W. Higgs**, Broken symmetries, massless particles and gauge fields, Phys. Lett. 12 (1964) 132-133

Supersymétrie

- [3] **P. Fayet**, Supersymmetric Theories of Particles and Interactions, Phys. Rep. 105 (1984) 21

Flux de γ provenant de l'annihilation de neutralinos

Densité relique de neutralinos

- [4] **P. Fosalba, I. Szapudi**,
The Angular Power Spectrum of the First-Year WMAP Data Reanalysed,
<http://www.arxiv.org/abs/astro-ph/0405589>
- [5] **G. Jungman, M. Kamionkowski, K. Griest**, Supersymmetric Dark Matter, Phys.Rept. 267 (1996) 195-373

Profil de densité de matière noire du halo galactique

- [6] **J.F. Navarro, C.S. Frenk, S.D.M. White.**,
A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering,
ApJ 490 (1997) 493
- [7] **B. Moore, C. Calcaneo-Roldan, J. Stadel, T. Quinn, G. Lake, S. Ghigna, F. Governato**,
Dark matter in Draco and the Local Group : Implications for direct detection experiments,
<http://www.arxiv.org/abs/astro-ph/0106271>

Illustrations du potentiel du calorimètre

- [8] **W. de Boer, M. Herold, C. Sander, V. Zhukov**, Indirect Evidence for the Supersymmetric Nature of Dark Matter from the Combined Data on Galactic Positrons, Antiprotons and Gamma Rays,
<http://www.arxiv.org/ps/hep-ph/0309029>

Modèle $mSUGRA$ avec un premier jeu de paramètres (focus point)

- [9] **A. W. Strong, I. V. Moskalenko, O. Reimer**,
A New Estimate of the Extragalactic Gamma-Ray Background from EGRET Data,
<http://www.arxiv.org/ps/astro-ph/0306345>

- [10] **AMS Collaboration**, Leptons in Near Earth Orbit,
Phys. Lett. B **484** (2000) 10-22,
http://ams.cern.ch/AMS/Publications/AMS-03_PLB484_10.pdf
- [11] **S.W. Barwick et al.**, Measurements of the Cosmic-Ray Positron Fraction From 1 to 50 GeV
<http://www.arxiv.org/abs/astro-ph/9703192>,
M.A. DuVernois et al., Cosmic-Ray Electrons and Positrons from 1 to 100 GeV : Measurements with HEAT and Their Interpretation,
Astrophys. J. **559** (2001) 296-303
- [12] **BESS Collaboration**,
Successive Measurements of Cosmic-Ray Antiproton Spectrum in a Positive Phase of the Solar Cycle,
<http://www.arxiv.org/abs/astro-ph/0010381>,
S. Orito et al., Precision Measurement of Cosmic-Ray Antiproton Spectrum,
Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1078-1081
- [13] **P. Gondolo, J. Edjo, L. Bergstrom, P. Ullio et E.A. Baltz**,
DarkSUSY - A numerical package for dark matter calculations in the MSSM,
<http://www.arxiv.org/ps/astro-ph/0012234>,
<http://www.physto.se/edsjo/darksusy/>
- [14] **G. Bélanger, F. Boudjema, A. Pukhov, et A. Semenov**,
micrOMEGAs : recent developments,
<http://www.arxiv.org/ps/hep-ph/0210327>,
<http://www.lapp.in2p3.fr/lapth/micromegas>
- [15] **A. Djouadi, J.L. Kneur et G. Moultaka**,
SuSpect : a Fortran Code for the Supersymmetric and Higgs Particle Spectrum in the MSSM,
<http://www.arxiv.org/ps/hep-ph/0211331>
- [16] **S. Heinemeyer, W. Hollik, et G. Weiglein**,
FeynHiggsFast : a program for a fast calculation of masses and mixing angles in the Higgs Sector of the MSSM,
<http://www.arxiv.org/ps/hep-ph/0002213>

Modèle mSUGRA avec deux autres jeux de paramètres (points de référence)

- [17] **J. Ellis et al.**, Prospects for detecting supersymmetric dark matter at Post-LEP benchmark points,
Eur. Phys. J. C **24** (2002) 311-322

Conclusion

Résultats

L'analyse des données d'un faisceau-test effectué en Juillet 2002 au CERN avec le modèle d'ingénierie du calorimètre électromagnétique d'AMS-02 a été présentée. Ce calorimètre est un sandwich plomb/fibres scintillantes, les fibres étant lues par des photomultiplicateurs multi-anodes. J'ai montré, d'une part, que l'on observe les particules au minimum d'ionisation (MIPs), cette observation validant le système de collection de lumière et la chaîne électronique de lecture, et d'autre part, que les MIPs peuvent être utilisés pour l'intercalibration. Les protons cosmiques, constituant 90% du rayonnement cosmique, seront donc utilisés pour une intercalibration du détecteur dans l'espace. De plus, l'étude des signaux des dernières dynodes des photomultiplicateurs valide l'utilisation de ces dernières pour le déclenchement γ autonome. J'ai calibré les anodes des photomultiplicateurs avec deux méthodes : l'une basée sur les MIPs, l'autre sur des électrons d'énergie nominale égale à 50 GeV. La première calibration est plus sensible aux caractéristiques locales du calorimètre que la seconde. Cependant, cette dernière méthode est telle, qu'avant et après sélection du point d'impact, la résolution en énergie avec correction de fuite longitudinale diffère peu, indication d'une meilleure intercalibration. Les performances du calorimètre comme la résolution en énergie et la résolution angulaire sont en bon accord avec celles des prédictions Monte-Carlo (table 8.10). Enfin, avec un angle d'incidence nul, la correction de fuite latérale n'est nécessaire que si le point d'impact se trouve à moins de 3 cm d'un bord du calorimètre.

<i>MIP</i>	Mesures en faisceau-test	Prédictions Monte-Carlo
	5.7 MeV	8 MeV
σ_E/E	$\frac{(10.16 \pm 0.28)\%}{\sqrt{E}} \oplus (2.30 \pm 0.05)\%$	$\frac{(9.09 \pm 0.24)\%}{\sqrt{E}} \oplus (1.12 \pm 0.06)\%$
X_0 → taille du calorimètre	9.84 ± 0.19 mm → $16.9 \pm 0.3 X_0$	9.41 ± 0.12 mm → $17.7 \pm 0.2 X_0$
$\Delta\theta$	$\frac{(7.95 \pm 0.11)^\circ}{\sqrt{E}} \oplus (0.58 \pm 0.04)^\circ$	$\frac{(7.28 \pm 0.11)^\circ}{\sqrt{E}} \oplus (0.71 \pm 0.03)^\circ$

TAB. 8.10: *Comparaison entre les résultats du faisceau-test pour le modèle d'ingénierie du calorimètre et les prédictions Monte-Carlo. Les performances du calorimètre sont basées sur les constantes de calibration obtenues avec des runs d'électrons d'énergie nominale égale à 50 GeV. Dans les formules, l'énergie du faisceau E est exprimée en GeV.*

En second lieu, concernant le potentiel de découvertes pour l'astrophysique γ , seules deux régions du ciel ne sont pas visibles par le trajectomètre et le calorimètre d'AMS-02. Pour les sources standard, les

observabilités, produits du temps d'observation et de la surface effective de détection, sont de l'ordre de $10^9 \text{ cm}^2\text{s}$ pour un an de fonctionnement, qu'il s'agisse du trajectomètre ou du calorimètre. Il est donc important de disposer de deux systèmes de détection complémentaires. La surface effective de détection est fonction de l'angle d'incidence : pour le trajectomètre, elle est basée sur des simulations Monte-Carlo, pour le calorimètre, elle est uniquement basée sur des conditions géométriques.

Pour estimer l'acceptance du calorimètre basée sur des simulations Monte-Carlo, j'ai étudié la séparation entre les protons ne passant pas le système de déclenchement dédié aux particules chargées et les γ non-convertis en e^+e^- tombant dans le calorimètre. J'ai d'abord défini des variables discriminantes, soit basées sur la forme de la gerbe, soit liées à la reconstruction de la direction ; et j'ai sélectionné les meilleures d'entre elles. Un programme d'optimisation a ensuite permis d'identifier les meilleures coupures possibles sur ces variables. Après avoir appliqué de telles coupures sur des lots de protons et de γ simulés, j'ai finalement estimé l'acceptance du calorimètre aux γ en fonction de l'énergie et de l'angle d'incidence. Cette dernière est de 40% supérieure à celle atteinte dans une étude précédente, pour un taux similaire de réjection des protons. De plus, j'ai estimé que le flux de γ extragalactiques (galactiques) serait un ordre de grandeur plus élevé que celui de protons survivants, ce à partir d'une énergie déposée de 10 (3 GeV).

Concernant le calorimètre, la sensibilité à 5σ pour une source extragalactique a été estimée à $2.10^{-9} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour une énergie de seuil plus grande que 10 GeV et un signal supérieur à 3 photons, ce pendant 1 an. Cette dernière sensibilité est comparable à celle associée au trajectomètre. La mesure du fond- γ est basée sur le déplacement du cône de détection autour de la source ponctuelle. Sur la distribution du nombre de photons en fonction de l'angle de visée, le signal de la source, représenté par une distribution gaussienne, est distinguable du fond- γ , représenté par une distribution plate. Ce dernier fond est alors soustrait.

Le potentiel d'AMS-02 a été estimé pour le pulsar Vela. Connaissant, d'une part, les acceptances du calorimètre et du trajectomètre, et d'autre part, les paramétrisations des spectres associés aux modèles d'émission γ (modèle de la calotte polaire et modèle de la cavité externe), j'ai estimé, qu'au bout d'un an de fonctionnement, la mesure des spectres permettait la discrimination des modèles.

Enfin, j'ai montré que le calorimètre est sensible, dès un an de fonctionnement, au signal γ supersymétrique provenant du Centre Galactique, ce pour certains jeux de paramètres dans le cadre du modèle mSUGRA associés à des profils moyens de densité du halo de matière noire de type Navarro, Frenk & White.

Perspectives

Dans cette thèse, j'ai discuté de la calibration au sol appliquée au modèle d'ingénierie du calorimètre. La calibration du modèle de vol in-situ doit être aussi envisagée. D'une part, les protons constituant environ 90 % du rayonnement cosmique, la possibilité de calibrer les anodes avec les MIPs est donc appréciable. Cependant, j'ai montré que cette calibration était encore meilleure avec des électrons. D'autre part, une discussion possible est la calibration absolue de l'énergie des électrons cosmiques à l'aide de la mesure de la rigidité par le trajectomètre. Enfin, les prédictions Monte-Carlo doivent être ajustées aux performances du modèle de vol du calorimètre, un nouveau faisceau-test sera certainement possible après intégration du spectromètre durant l'année 2006.

L'étude de l'astrophysique γ par AMS-02 a été réaffirmée en décembre 2001, lorsque la décision d'avoir un déclenchement γ autonome a été officialisée par la collaboration. Concernant le potentiel de découvertes associé à cette étude, j'ai montré la nécessité de bien maîtriser les fonds réductibles et irréductibles associés au signal- γ de la source ponctuelle. Pour le premier fond, il existe matière à améliorer la séparation p/γ à basse énergie. Pour le second fond lié aux émissions diffuses γ galactique

et extragalactique, seul un spectre moyen a été utilisé, l'utilisation de cartes adaptées constitue une possibilité d'être plus fidèle à la réalité de ces émissions.

Finalement, deux points à mettre en avant me semblent cruciaux. D'une part, AMS-02 sera le seul détecteur spatial de grande acceptance capable d'une analyse multi-messenger pendant 3 ans. D'autre part, quand bien même l'aimant ne serait plus en fonction au-delà de cette période, le calorimètre constituera un moniteur de particules électromagnétiques pour au moins une décennie.

Remerciements

Mon premier remerciement ira à Sylvie pour le suivi de mes travaux, les conseils prodigués et son soutien constant. Je la remercie donc de m'avoir dit avec honnêteté ce qui dans mon travail était bien ou pouvait être amélioré. Pendant ces trois années certes laborieuses mais enthousiasmantes, j'ai beaucoup appris et grâce à elle, j'ai pu aborder de nombreux aspects de la recherche en physique des particules.

Je remercie sincèrement tous les membres du jury. Merci à Benoît Lott et Franco Cervelli pour l'examen attentif du manuscrit et les nombreuses discussions associées, permettant les corrections et suggestions propres à améliorer la lisibilité de celui-ci. Merci à Bernard Degrange et Juan Alcaraz pour avoir accepté de bien participer au jury et les remarques constructives qui s'en sont suivies lors de la soutenance. Enfin merci à Jacques Colas pour sa double casquette de président du jury et de directeur du laboratoire qui a bien voulu m'accueillir au LAPP.

Je remercie chaleureusement les physiciens du groupe AMS. C'est une équipe extrêmement compétente et disponible qui m'a épaulé tout au long de ces trois années. Corinne, Guy et Jean-Pierre m'ont aussi bien régulièrement aidé, répondu avec précision que relu avec attention le manuscrit. Qu'ils en soient très fortement remerciés. J'aimerais remercier Roman pour les nombreuses discussions ainsi que pour m'avoir (bien !) guidé dans la procédure administrative concernant la thèse. Enfin, merci à Catherine, Jonathan et Pierre dont les conseils, questions et réponses m'ont été plus que précieux.

J'aimerais aussi remercier mécaniciens, électroniciens et stagiaires du groupe AMS dont les discussions ont permis d'affiner ma compréhension du détecteur.

Je remercie particulièrement Marie-Noëlle de m'avoir aidé dans la recherche d'un sujet de thèse et d'avoir finalement permis celle-ci. En outre, je remercie pour leur aide et disponibilité les membres administratifs et informaticiens.

Je remercie tous les personnes, dont les thésards, croisées pendant ces trois belles années, avec une pensée particulière pour mes conscrits : Murièle et Olivier. Je remercie en particulier Jonathan et Julien pour la préparation et la coordination du pot ainsi que les membres du laboratoire ayant participé au superbe cadeau qu'a été le chapeau américain remanié à la sauce AMS.

De manière plus personnelle, j'ai une pensée particulière pour mes parents, Gilbert et Catherine, et mes deux frères, Gwenaël et Pierrick. Que l'ensemble des membres de ma famille élargie trouve ici ma gratitude.

Je remercie tous mes amis dont les camarades de la promotion du second cycle de physique et la famille Masbou pour tous ces chaleureux moments partagés.

Enfin, merci à Marie-Ange d'avoir et d'être toujours là. Son réconfort est de tous les instants, sa présence essentielle à mes yeux, et ma vie bien plus merveilleuse avec elle.

Liste des tableaux

1.1	Statistiques attendues au bout de 3 ans de prise de données pour les principales composantes du rayonnement cosmique en fonction de diverses énergies de seuil.	15
1.2	Composition de la matière dans l'Univers. Seul un peu plus de 1% de la matière nous est visible et moins de 15% de la matière est baryonique : la matière est donc essentiellement noire et exotique.	21
1.3	Redondance des mesures par les différents sous-détecteurs d'AMS-02.	37
1.4	Pour chaque détecteur, nombre de canaux disponibles et taille des données brutes en Kbits.	39
3.1	List of PMT's with pedestal values Liste des PMs avec les valeurs des piédestaux, nuls ou très hauts. Les numéros des PMs en italique désignent ceux pour lesquels les piédestaux avaient été mesurés en laboratoire à une valeur nulle.	70
3.2	Liste des PMs défectueux. Les PMs indiqués en gras sont ceux dont les valeurs moyennes de piédestaux étaient nulles, trop hauts, ou encore dont les écarts-type associés étaient trop importants.	72
3.3	Liste des runs utilisés pour l'analyse.	78
3.4	Coupures, sur le nombre de coups et l'énergie par coup, utilisées pour la sélection en électrons. Le taux d'événements sélectionnés est comparé à celui trouvé avec l'utilisation du compteur Cerenkov.	78
3.5	Méthode de la dernière couche : détermination de $a(E)$ et $c(E)$	82
3.6	Différence d'énergie entre l'énergie mesurée et l'énergie nominale du faisceau.	86
3.7	Résolution en énergie avec des constantes d'intercalibration basées sur des MIPs.	86
3.8	Sélection en position. Aucune sélection en Y n'a été utilisée pour le run correspondant à une énergie de faisceau de 3 GeV. La colonne "statistique" indique le taux d'événements sélectionnés.	90
3.9	Résolution en énergie avec une sélection en position. Les positions sont indiquées en unité de cellule (c.u., cell unit).	92
3.10	Sélection en position très fine.	93
3.11	Carte des runs d'électrons à 50 GeV utilisés. On a indiqué l'emplacement des points d'impact des runs en fonction des numéros de pixel selon les axes x et y . Les numéros en gras précisent les numéros des principaux pixels touchés pour les runs, de 3 à 180 GeV, utilisés pour l'analyse.	95
3.12	Résolution en énergie avec des constantes d'intercalibration basées sur des électrons.	99

3.13	Sélection en position fine.	103
3.14	Résultats des résolutions en énergie.	103
3.15	Paramètres des ajustements des profils longitudinaux avec les constantes basées sur les MIPs.	105
3.16	Paramètres des ajustements des profils longitudinaux avec les constantes basées sur les runs d'électrons de 50 GeV.	105
3.17	Liste des paramètres employés pour la résolution spatiale des points dans les plans xz et yz.	111
3.18	Valeurs centrales $\overline{\theta}_x$, $\overline{\theta}_y$ et résolutions $\Delta\theta_x$, $\Delta\theta_y$ en fonction de l'énergie E du faisceau. Les constantes utilisées sont celles basées sur les MIPs. On note la dispersion des valeurs centrales pour $\overline{\theta}_x$ au sein de la plage [0.4, 0.8 °] et pour $\overline{\theta}_y$ au sein de la plage [-0.3, 0.2 °].	112
3.19	Résolution angulaire $\Delta\theta_{68\%}$ en fonction de l'énergie E du faisceau, les constantes de calibration sont basées sur les MIPs et sur les runs d'électrons à 50 GeV.	114
3.20	Carte des runs d'électrons à 120 GeV utilisés pour l'étude de l'acceptance. On a indiqué l'emplacement des points d'impact des runs pour différents angles d'incidence en fonction des numéros de pixel selon les axes x et y . Les emplacements de 2 PMs morts (6020 et 9030) sont également indiqués.	115
3.21	Résolution en énergie sur les simulations Monte-Carlo avec méthode de la dernière couche.	119
3.22	Résolution en énergie sur les simulations Monte-Carlo avec méthode usuelle de correction de fuite longitudinale, c'est-à-dire avec un ajustement pour chaque événement du profil longitudinal.	119
3.23	Paramètres des ajustements des profils longitudinaux pour les simulations Monte-Carlo.	122
3.24	Résolution angulaire $\Delta\theta_{68\%}$ en fonction de l'énergie E du faisceau. A gauche, la résolution angulaire est calculée par la même méthode que celle employée sur les données du faisceau-test, à droite, elle est calculée à l'aide d'une autre variable permettant également l'estimation de l'angle d'incidence.	122
4.1	Caractéristiques des télescopes d'imagerie Cerenkov : seuil en énergie (E_S), nombre de télescopes (N_{tel}), surface de collection de lumière de chaque télescope (A), nombre de photo-multiplicateurs (N_{PM}), diamètre angulaire d'un pixel (ω), champ de vue (Ω) . . .	135
4.2	Tableau comparatif des détecteurs de haute énergie EGRET, GLAST et AMS-02 [37]. Le flux minimal détectable avec un degré de confiance de 5σ est donné pour une couverture complète du ciel en 1 an. La section efficace de détection au zénith pour le trajectomètre d'AMS-02 est estimée en tenant compte de la probabilité de conversion des γ en e^+e^- dans le TRD ($\sim 20\%$). Les sections efficaces de détection pour le calorimètre d'AMS et les flux minimaux détectables sont discutés au chapitre 6 de cette thèse.	142
4.3	Le scénario théorique en trois étapes pour les sursauts- γ [45].	157
5.1	Coordonnées galactiques de sources : longitude l et latitude b . Entre parenthèses est indiquée la longitude comprise dans la plage [-180,180°].	182
5.2	Temps t et surface $A \times$ temps d'observation t de quelques sources pour le trajectomètre et le calorimètre.	182

6.1	Pour la présélection, conditions correctes ou non sur les plans touchés du TOF. Si la condition sur le TOF est correcte, l'énergie déposée dans le calorimètre doit, en plus, être supérieure à 1 GeV pour que l'événement considéré puisse être présélectionné.	190
6.2	Effet des présélections pour les γ convertis en e^+e^- . Pour chaque colonne, on relève par deux méthodes différentes le nombre de γ convertis sur le nombre de γ initiaux. Les γ sont générés avec une incidence nulle et en $z = +170$ cm dans un carré de 32.4×32.4 cm ² . Ce carré est parfaitement centré sur le calorimètre.	191
6.3	Effet des présélections pour les événements backsplash. Pour chaque colonne, on relève le nombre d'événements backsplash sur le nombre de γ initiaux. Les γ sont générés avec un angle d'incidence nul et en $z = +170$ cm dans un carré de 32.4×32.4 cm ² . Ce carré est parfaitement centré sur le calorimètre.	192
6.4	Pour les variables basées sur la forme de la gerbe et celle liées à la reconstruction de la direction, coupures indicatives et efficacités pour γ et protons.	204
6.5	Caractéristiques d'un lot de protons. Les protons sont générés dans une boîte autour d'AMS d'acceptance 286.7 m ² sr et le nombre généré final correspond à un temps d'intégration de 45 secondes.	211
6.6	Caractéristiques d'un lot de γ et de protons.	211
6.7	Caractéristiques d'un lot de γ et de protons. Sont indiqués le nombre de γ , de protons survivants équivalents (et bruts) et la valeur minimale de la fonction d'optimisation.	211
6.8	Coupures sur les variables discriminantes pour un lot de γ et de protons. Sont indiquées, pour chaque variable discriminante, les bornes inférieures et supérieures du domaine de variation des coupures et les valeurs de celles-ci pour la valeur minimale de la fonction d'optimisation. Sont indiquées les valeurs des variables discriminantes pour le proton survivant aux coupures.	211
6.9	Événements protons survivants.	213
6.10	Lot γ 2 GeV et protons. L'ensemble de coupures choisi (gras) correspond aux coupures les plus sévères sur toutes les variables (sauf pour la variable E_{5cm}/E_{ECAL}).	216
6.11	Lot γ 2, 4 GeV et protons. Pour l'ensemble de coupures choisi permettant le meilleur compromis entre une efficacité maximale pour les γ et une réjection maximale pour les protons (gras), les coupures les plus sévères sont sur les variables E_{5cm}/E_{ECAL} et E_{2cm}/E_{ECAL} . Pour les γ , les chiffres en parenthèses surmontés de † indiquent que ceux-ci font référence uniquement aux γ de 4 GeV, et non aux γ de 2 GeV.	216
6.12	Lot γ 4, 8 GeV et protons. Pour l'ensemble de coupures choisi (gras), la coupure la plus sévère est sur la variable E_{5cm}/E_{ECAL} . Pour les γ , les chiffres en parenthèses surmontés de † indiquent que ceux-ci font référence uniquement aux γ de 8 GeV, et non aux γ de 4 GeV.	217
6.13	Lot γ 8, 16 GeV et protons. Pour l'ensemble de coupures choisi (gras), les coupures les plus sévères sont sur les variables $\chi_{direction}^2$, E_{5cm}/E_{ECAL} et $E_{transverse}^y$	217
6.14	Lot γ 16,32 et 64 GeV et protons. Pour l'ensemble de coupures choisi (gras), les coupures les plus sévères sont sur les variables E_{5cm}/E_{ECAL} et $E_{transverse}^y$. Pour les γ , les chiffres en parenthèses surmontés de † indiquent que ceux-ci font référence uniquement aux γ de 32, 64 GeV, et non aux γ de 16 GeV.	218
6.15	Lots γ 64, 128, 256 GeV et protons. Pour l'ensemble de coupures choisi (gras), les coupures les plus sévères sont sur les variables E_{2cm}/E_{ECAL} , $E_{transverse}^y$ et $E_{transverse}^x$	218

6.16	Acceptance $A(E)$ en fonction de l'énergie E , pour des fichiers NONE.	224
6.17	Acceptance $A(E)$ en fonction de l'énergie E , pour des fichiers PL1.	224
6.18	Acceptances et surfaces de détection pour des photons entre 20 et 50 GeV, avec des angles d'incidences différents, en considérant les fichiers NONE (haut) ou PL1 (bas). L'acceptance est le produit entre le rapport du nombre de photons survivants sur le nombre de photons générés et l'acceptance d'AMS. La surface est la division de cette acceptance par la variation de l'angle solide ($\Delta \cos(\theta) = 0.01$). Les erreurs considérées sont statistiques.	226
6.19	Tableau comparatif des détecteurs de haute énergie GLAST et AMS-02. La section efficace de détection au zénith pour le trajectomètre d'AMS-02 est estimée en tenant compte de la probabilité de conversion des γ en e^+e^- dans le TRD ($\sim 20\%$).	239
7.1	Expression de la luminosité- γ en fonction du modèle considéré. Pour chaque modèle sont considérées deux variantes.	250
7.2	Rapport entre pulsars- γ radio-muet et pulsars- γ en fonction de l'expérience et du modèle considéré. Pour GLAST et le modèle de la calotte polaire, contrairement à ce qu'il pourrait être attendu, le rapport entre les nombres de pulsars- γ radio-muet et de pulsars- γ est grand, car à grande distance, GLAST sera bien plus sensible à l'émission- γ que ne peuvent l'être les détecteurs radio.	250
7.3	Paramètres liés aux spectres attendus, pour le pulsar Vela, avec le modèle de la calotte polaire et de la cavité externe.	253
7.4	Flux des signaux et fond attendus pour le pulsar Vela. Les signaux sont associés aux deux modèles d'émission- γ . Le fond- γ considéré est la somme des fonds galactique et extragalactique. Le fond des protons survivants est aussi indiqué.	254
7.5	Acceptances du trajectomètre et du calorimètre pour le pulsar Vela et le fond- γ sur 5 périodes de précession (355.7 jours), environ un an.	255
7.6	Signal et fond attendus pour le trajectomètre sur 5 périodes de précession (355.7 jours), environ un an. Pour chaque gamme en énergie sont précisés le nombre de γ par GeV et celui intégré sur la gamme d'énergie.	255
7.7	Signaux attendus pour le calorimètre sur 5 périodes de précession (355.7 jours), environ un an. Pour chaque gamme en énergie sont précisés le nombre de γ par GeV et celui intégré sur la gamme d'énergie.	256
7.8	Fonds attendus pour le calorimètre sur 5 périodes de précession (355.7 jours), environ un an. Pour chaque gamme en énergie sont précisés le nombre de γ par GeV et celui intégré sur la gamme d'énergie.	256
8.1	Liste des fermions pour les trois familles de matière. Entre parenthèses sont indiquées les masses des particules en MeV.	263
8.2	Liste des bosons médiateurs pour les interactions fondamentales décrites dans le modèle standard.	263
8.3	Contenu en particules du MSSM. Les particules ajoutées par rapport au modèle standard sont les cinq bosons de Higgs et les particules supersymétriques.	266
8.4	Paramètres pour les profils isotherme, de Navarro, Frenk & White (NFW) [6], et de Moore [7].	270

8.5	Paramètres mSUGRA avec caractéristiques de particules supersymétriques (masse des neutralinos, composante en higgsino, masse des charginos et Higgs) et observables prédites pour une masse de LSP de 207 GeV. Les sections efficaces sont calculées par DarkSusy [13] et s'accordent aux sections efficaces de Micromegas [14]. Le spectre de particules est calculé par Suspect [15] et Feynhiggsfast [16].	273
8.6	Pour un premier jeu de paramètres (focus point), signal du centre galactique et fond attendus par le calorimètre pour 5 périodes de précession, environ 1 an. Pour chaque gamme en énergie sont précisés le nombre de γ par GeV et celui intégré sur la gamme d'énergie.	273
8.7	Paramètres mSUGRA avec le spectre correspondant de particules supersymétriques et quelques observables prédites pour une masse de LSP de 44.8 GeV ou de 190.2 GeV. R_g désigne la composante du neutralino en jaugino.	274
8.8	Pour le jeu de paramètres noté I, signal du centre galactique et fond attendus pour le calorimètre pour 5 périodes de précession, 1 an environ. Pour chaque gamme en énergie sont précisés le nombre de γ par GeV et celui intégré sur la gamme d'énergie.	275
8.9	Pour le jeu de paramètres noté L, signal du centre galactique et fond attendus pour le calorimètre pour 5 périodes de précession, 1 an environ. Pour chaque gamme en énergie sont précisés le nombre de γ par GeV et celui intégré sur la gamme d'énergie.	275
8.10	Comparaison entre les résultats du faisceau-test pour le modèle d'ingénierie du calorimètre et les prédictions Monte-Carlo. Les performances du calorimètre sont basées sur les constantes de calibration obtenues avec des runs d'électrons d'énergie nominale égale à 50 GeV. Dans les formules, l'énergie du faisceau E est exprimée en GeV.	281

Table des figures

1.1	Spectres des protons mesuré par AMS-01 et prédit pour AMS-02.	14
1.2	Spectres des électrons mesuré par AMS-01 et prédit pour AMS-02.	14
1.3	Spectre d'antiprotons mesuré par les expériences ballons et satellites. Le spectromètre PAMELA, dont le lancement est prévu début 2005, participera à la mesure de ce spectre. Il tournera à bord du satellite Resurs DK1 sur une orbite d'altitude moyenne de 500 km et inclinée à 70.4° par rapport à l'équateur : les particules de basse énergie pourront ainsi être détectées. Pour une durée de 3 ans, 3×10^4 antiprotons seront collectés entre 0.08 et 190 GeV. Ce nombre est à comparer aux 1.5×10^6 antiprotons d'énergie supérieure à 1 GeV collectés par AMS-02. Le rapport des acceptances, 0.002 m ² sr pour le détecteur PAMELA, 0.5 m ² sr pour le détecteur AMS-02, joue en faveur de ce dernier.	16
1.4	Statistique attendue pour les noyaux du rayonnement cosmique au bout de 3 ans de prise de données. Les noyaux seront identifiés par la masse (grâce aux mesures relevées par le RICH) et par la charge (grâce au trajectomètre, TOF et RICH).	16
1.5	Comparaison de la statistique attendue pour l'hélium par AMS-02 avec celle obtenue par AMS-01 : le nombre de noyaux collectés par pas de rigidité est plus grand car le temps d'exposition est plus important, la gamme en rigidité est étendue grâce à la présence de l'aimant supraconducteur [13].	17
1.6	Courbe de vitesse de rotation en fonction de la distance au centre, pour la galaxie NGC 6503. Les points proviennent des observations d'éléments liés gravitationnellement (étoiles, nuages gazeux). Les courbes Disque, Gaz et Halo présentent le comportement attendu suivant la loi de Newton pour le disque galactique seul, la contribution du gaz et celle nécessaire pour reproduire les observations [7].	18
1.7	Prédiction de la mesure de la fraction de positons par AMS-02 au bout de 3 ans de prise de données, dans le cas d'une composante primaire produite par annihilation de neutralino. La masse du neutralino considéré est 130.3 GeV et le signal est amplifié d'un facteur 54.6 pour l'ajustement aux données de HEAT. Pour comparaison, la fraction de positons obtenue dans le cas d'une origine purement secondaire est montrée [9].	21
1.8	Modes de détection des rayons γ : mode conversion en paire et mode photon unique.	22
1.9	Flux des différentes composantes du rayonnement cosmique en fonction de l'énergie cinétique sur une plage d'énergie du GeV au TeV par nucléon [10].	23
1.10	Schéma du détecteur AMS-02 (haut) et maquette (bas).	24
1.11	Photographie et schéma de l'aimant supraconducteur.	25
1.12	Photographie d'un disque du trajectomètre.	27

1.13	Photographie d'une lame, ensemble de plaquettes de silicium. Chacune des 8 disques du détecteur possède 24 lames.	27
1.14	Schéma d'une plaquette de silicium. Le centre de gravité de la distribution des charges sur les bandelettes donne la position de la particule incidente, en x et y	27
1.15	Rigidité mesurée par le trajectomètre en fonction de l'énergie des protons et noyaux d'hélium. La résolution atteint 20% à 0.5 TV pour les protons et 1 TV pour les noyaux d'Hélium.	27
1.16	Photographie d'un des 4 plans du système de temps de vol.	28
1.17	Structure d'un module : ensemble radiateur / détecteur à pailles.	31
1.18	Ensemble de 4 modules empilés.	31
1.19	Vue du TRD selon l'axe x : 128 modules sont logés.	31
1.20	Vue du TRD selon l'axe y : 200 modules sont logés.	31
1.21	Structure hexagonale du TRD	31
1.22	Pouvoir de séparation des protons et efficacité de détection des positons pour le TRD [6].	31
1.23	Vue en perspective et de front du RICH [12].	33
1.24	Vue d'une cellule complète de photodétection [12] et [13].	33
1.25	Vitesse mesurée par le RICH en fonction de l'impulsion, pour des positons et des protons. Le RICH permet jusqu'à 15 GeV une discrimination entre positons et protons [14]. . .	34
1.26	Distribution de la vitesse pour les muons. La résolution est de l'ordre de 0.1% [15]. . .	34
1.27	Anneaux mesurés par le RICH en faisceau-test pour différents noyaux : le nombre de photons est proportionnel au carré de la charge électrique du noyau, la taille des anneaux est identique car les aimants de sélection fournissent un faisceau à β fixé [15].	34
1.28	Photographie du calorimètre électromagnétique (ECAL).	36
1.29	Photographie d'un photomultiplicateur ($2.57 \times 2.57 \text{ cm}^2$) 4-anodes du calorimètre. . .	36
1.30	Réponse des sous-détecteurs d'AMS-02 en fonction de la nature de la particule incidente.	38
1.31	Plage d'énergie de chaque sous-détecteur pour la discrimination hadron/électron. . . .	38
1.32	Vue d'ensemble de l'électronique d'AMS-02.	40
2.1	Profil longitudinal moyen pour un faisceau d'électrons à 50 GeV.	44
2.2	Energie perdue par unité de longueur pour des électrons d'énergie comprise entre 1 et 1000 MeV. A basse énergie, le processus d'ionisation est dominant, à haute énergie, le processus de rayonnement de freinage l'est [5].	45
2.3	Section efficace pour les réactions photons-noyaux de plomb en fonction de l'énergie du photon. A basse énergie, l'effet photoélectrique est dominant ($\sigma_{p.e.}$), à haute énergie, la production de paires dans le champ coulombien des noyaux l'est (κ_N) [5].	45
2.4	Gerbe électromagnétique d'un photon : modèle binaire de Heitler. La profondeur et les énergies des particules sont indiquées.	47
2.5	Image de la structure d'un superplan, les dimensions sont en cm. Le rapport des volumes du plomb, des fibres, et de la colle est 1/0.58/0.15. La densité moyenne résultant est de $6.9 \pm 0.2 \text{ g/cm}^3$, à comparer à la densité moyenne du plomb, 11.35 g/cm^3	49

2.6	Image de trois superplans. Un superplan est un empilement de fibres scintillantes de feuilles de plomb. Ses dimensions sont de $648 \times 648 \times 18.5 \text{ mm}^3$. Les superplans sont successivement tournés de 90° , afin d'avoir une lecture selon x et y	49
2.7	Vue éclatée du calorimètre.	49
2.8	Vue éclatée de la structure mécanique du calorimètre : <i>sidepanel</i> , <i>backpanel</i> , bloc PM et carte EIB.	51
2.9	Système de collection de lumière. La lumière traverse successivement un joint en silicone transparent, un guide de lumière en plexiglass de 3 cm, un second joint et atteint le photomultiplicateur. Ce dernier est alimenté par deux bases et le signal est lu par une carte EFE.	51
2.10	Boîtier en polycarbonate du photomultiplicateur inséré dans un blindage magnétique. Les quatre guides de lumière en plexiglass ont une longueur de 3 cm.	51
2.11	Chaîne électronique de lecture pour le calorimètre d'AMS-02. La consommation électrique pour l'ensemble du calorimètre est de 100 Watts, à comparer aux 2 KWatts pour l'ensemble de l'expérience.	53
2.12	Photographie de l'Electronique Front-End. En haut est montré un photomultiplicateur avec deux bases, 1 carte EFE et un connecteur filaire. En bas est présentée la carte EFE avec au centre le circuit spécifique développé (l'unité de la règle est le <i>cm</i>).	53
2.13	Schéma électronique de l'EFE utilisée pour le traitement des signaux des 4 anodes et de la dynode d'un photomultiplicateur.	54
2.14	Sorties d'oscilloscope : 1-signal d'anode, 2-sortie mise en forme, 3-après échantillonnage, 4-commande hold. On note la durée du peaking time : $2.3 \mu s$	54
2.15	Photographie de la carte EIB. Une carte EIB est liée à un ensemble de 9 photomultiplicateurs.	55
2.16	Schéma de la carte EIB. 24 cartes EIB sur 36 sont équipés de la partie analogique du déclenchement- γ	55
2.17	Description de l'Ecal Crate.	57
2.18	Communication des différents modules de l'Ecal Crate.	57
2.19	Illustration des largeurs suivant x et y pour une gerbe électromagnétique issue d'un photon venant du zénith (gauche) et une gerbe hadronique issue d'un proton venant de côté (droite). Pour cette dernière, la largeur selon x est plus grande que celle associée au photon venant du zénith [10].	58
2.20	Temps d'opération pour le déclenchement rapide γ	61
2.21	Efficacité du déclenchement- γ en fonction de l'énergie du photon et de l'angle d'incidence. L'algorithme LOOSE a été appliqué.	61
2.22	Efficacité aux protons (en haut) et aux photons (en bas) en fonction de l'énergie déposée, avec des seuils communs de dynode de 100, 150, et 200 MeV.	62
3.1	Calorimètre électromagnétique soumis en faisceau-test.	66
3.2	Implémentation des 63 PMs pour le test-faisceau. Les 5 superplans dont la lecture est effectuée le long de l'axe y sont équipés de 7×5 PMs, et les 4 superplans dont la lecture est effectuée le long de l'axe x sont équipés de 7×4 PMs.	67

3.3	A gauche, σ^2 en fonction de S-P avec ajustement d'une fonction $y = P2 \times x + P1$, pour le pixel 1 du PM MA0064 et pour une tension de 600 V : la pente est proportionnelle au gain, ce dernier étant ici de $1,5 \cdot 10^5$. A droite, gain en fonction de la haute tension avec ajustement d'une fonction $y = P1 \times x^{P2}$ pour <i>uniquement</i> le pixel 1 du PM MA0064 : l'ajustement permet de connaître par exemple la haute tension associée à un gain de $2 \cdot 10^5$ choisi pour le faisceau-test.	68
3.4	Distribution des gains des pixels en faisceau-test : la valeur moyenne des gains se distribue autour de $2 \cdot 10^5$, l'écart-type relatif est de 10%.	69
3.5	Electronique de lecture utilisée pour le faisceau-test 2002. Dans la version finale de l'électronique, les pseudo-bus sont remplacés par les cartes EIBs et les cartes BDRs sont appelées cartes EDRs. La grande force de l'électronique est de travailler sur une large gamme dynamique, du MIP à 80 GeV par pixel.	70
3.6	Distributions des valeurs moyennes des piédestaux (à gauche) et des bruits associés (à droite) pour les voies bas gain/haut gain/dynodes (de haut en bas), pendant le run piédestal 552.	71
3.7	Carte des runs utilisés pour l'égalisation des pixels. Les pixels situés le long de l'axe x (y) sont égalisés à l'aide des runs situés à $y=324$ mm ($x=324$ mm).	73
3.8	Pour un pixel, distribution des MIPs. Cette dernière est ajustée selon une courbe de Landau. Le piédestal n'a pas été enlevé.	73
3.9	Distribution des signaux de MIPs pour une colonne de pixels - 1050(6) à 9050(2) - (lecture de haut en bas et de gauche à droite), les piédestaux sont enlevés. Pour chaque distribution, la valeur du piédestal est indiqué et la valeur du MIP calculé.	75
3.10	Distribution des pics de Mips : ceux mis à 0 sont associés avec des pixels morts.	76
3.11	Distribution du signal de sortie de la dynode (sans aucune correction) à 10 GeV. Cette énergie correspond à environ 250 mV.	77
3.12	Dispersion des réponses de dynodes. Elle est de l'ordre de 15%.	77
3.13	Distribution du signal de sortie de la dynode (avec corrections) à 10 GeV. La résolution est de l'ordre de 5.5 %.	77
3.14	Energie mesurée pour un faisceau d'électrons de 50 GeV : la région hachurée correspond aux événements passant les coupures sur le nombre de hits et l'énergie moyenne déposée par hit.	80
3.15	Perte de lumière en fonction de la distance au bord du calorimètre.	80
3.16	Rapport haut gain/bas gain en canaux d'ADC, pour un faisceau d'électrons à 180 GeV.	81
3.17	E_{meas}/E_{beam} en fonction de E_{18}/E_{meas} pour un faisceau d'électrons à 20 GeV (haut) et 180 GeV (bas).	83
3.18	$a(E_{beam}) \cdot E_{beam}$ en fonction de E_{beam}	84
3.19	c en fonction de E_{beam}	84
3.20	Linéarité en énergie.	85
3.21	Différence d'énergie entre l'énergie mesurée et l'énergie nominale du faisceau.	85
3.22	Résolution en énergie avec des constantes d'intercalibration basées sur les MIPs.	87

3.23	Distribution en énergie pour une énergie de faisceau de 3, 6, 10, 15, 20 et 30 GeV. Les zones hachurées correspondent à une distribution d'énergie avec une correction de fuite longitudinale, celles non hachurées à une distribution d'énergie sans correction de fuite longitudinale. Les constantes de calibration sont basées sur les MIPs.	88
3.24	Distribution en énergie pour une énergie de faisceau de 35, 50, 80, 120, 150 et 180 GeV. Les zones hachurées correspondent à une distribution d'énergie avec une correction de fuite longitudinale, celles non hachurées à une distribution d'énergie sans correction de fuite longitudinale. Les constantes de calibration sont basées sur les MIPs.	89
3.25	Point d'impact reconstruit selon X et Y pour un faisceau d'électrons de 50 GeV (à gauche) et un faisceau d'électrons de 120 GeV (à droite).	91
3.26	Energie dans le cinquième plan en fonction de la position dans ce même plan, pour un faisceau d'électrons de 50 GeV. L'énergie déposée aux bords d'un pixel diffère de 10% par rapport à celle déposée au milieu de ce même pixel.	91
3.27	Résolution en énergie avec une sélection en position.	92
3.28	Résolution en énergie avec une sélection en position la plus fine possible.	92
3.29	Linéarité du PM 4040 testé en laboratoire. La déviation à la linéarité est observée à partir d'un signal de 2 Volts. Sachant qu'un signal de 3 Volts correspond 4096 canaux d'ADC bas gain, la déviation commence donc à ~ 2730 canaux d'ADC bas gain. Avec une calibration telle que 32 canaux d'ADC bas gain correspondent à une énergie de 1 GeV, on déduit que cette déviation débute à une énergie de 85 GeV. En faisceau-test, l'énergie déposée dans un photomultiplicateur ne dépasse pas une douzaine de GeV. . .	94
3.30	Photographie des superplans 7 et 9 pour le modèle d'ingénierie du calorimètre.	94
3.31	Photographie d'un superplan pour le modèle de vol du calorimètre.	94
3.32	Distribution en énergie pour une énergie de faisceau de 3, 6, 10, 15, 20 et 30 GeV, avec une correction de fuite longitudinale et une sélection en position. Les constantes de calibration sont basées sur les MIPs.	96
3.33	Distribution en énergie pour une énergie de faisceau de 35, 50, 80, 120, 150 et 180 GeV, avec une correction de fuite longitudinale et une sélection en position. Les constantes de calibration sont basées sur les MIPs.	97
3.34	Energie déposée dans les plans 5 à 16 en fonction du numéro du pixel. Pour un plan donné, chaque point est associé à un unique run d'électrons de 50 GeV. Les énergies déposées sont corrigées uniquement des pertes de lumière dans les fibres. Elles sont ensuite ramenées à une valeur moyenne, matérialisée par les lignes pleines sur les figures. Le rapport obtenu entre cette valeur moyenne et l'énergie déposée dans le pixel est le coefficient d'égalisation recherché.	98
3.35	Résolution en énergie en utilisant des constantes d'intercalibration basées sur des runs d'électrons à 50 GeV, sans aucune sélection en position.	100
3.36	Résolution en énergie en utilisant des constantes d'intercalibration basées sur des runs d'électrons à 50 GeV, avec une fine sélection en position.	100
3.37	Distribution en énergie pour une énergie de faisceau de 3, 6, 10, 15, 20 et 30 GeV, sans sélection en position et avec correction de fuite longitudinale. La zone hachurée rouge représente la distribution basée sur les constantes calculées avec les runs d'électrons de 50 GeV, celle bleue la distribution basée sur les constantes calculées avec les MIPs. . .	101

3.38	Distribution en énergie pour une énergie de faisceau de 35, 50, 80, 120, 150 et 180 GeV, sans sélection en position et avec correction de fuite longitudinale. La zone hachurée rouge représente la distribution basée sur les constantes calculées avec les runs d'électrons de 50 GeV, celle bleue la distribution basée sur les constantes calculées avec les MIPs.	102
3.39	Résolution en énergie avec deux corrections de fuite longitudinale (méthode de la dernière couche et ajustement d'un profil longitudinal théorique), avec les constantes de calibration basées sur les runs d'électrons de 50 GeV.	104
3.40	z_{max} en fonction de $\ln(E)$, les constantes de calibration sont basées sur les MIPs. La droite, ajustée de 3 à 180 GeV, permet la mesure de X_0	106
3.41	z_{max} en fonction de $\ln(E)$, les constantes de calibration sont basées sur les runs d'électrons de 50 GeV. La droite est ajustée de 6 à 180 GeV.	106
3.42	Profils longitudinaux pour une énergie de faisceau de 3, 6, 10, 15, 20 et 30 GeV. Les constantes de calibration sont basées sur les MIPs.	107
3.43	Profils longitudinaux pour une énergie de faisceau de 35, 50, 80, 120, 150 et 180 GeV. Les constantes de calibration sont basées sur les MIPs.	108
3.44	Profils longitudinaux pour une énergie de faisceau de 3, 6, 10, 15, 20 et 30 GeV. Les constantes de calibration sont basées sur les runs d'électrons de 50 GeV.	109
3.45	Profils longitudinaux pour une énergie de faisceau de 35, 50, 80, 120, 150 et 180 GeV. Les constantes de calibration sont basées sur les runs d'électrons de 50 GeV.	110
3.46	Distribution de θ_x pour une énergie de faisceau de 50 GeV.	113
3.47	Distribution de θ_y pour une énergie de faisceau de 50 GeV.	113
3.48	Distribution de θ pour une énergie de faisceau de 50 GeV. La résolution angulaire $\Delta\theta_{68\%}$ est égale, pour cette énergie, $1.24 \pm 0.05^\circ$	113
3.49	Distribution de θ pour une énergie de faisceau de 50 GeV, ajustement dit de Rayleigh.	113
3.50	Résolution angulaire $\Delta\theta_{68\%}$ en fonction de l'énergie. Les constantes de calibration sont basées sur les MIPs.	114
3.51	Résolution angulaire $\Delta\theta_{68\%}$ en fonction de l'énergie. Les constantes de calibration sont basées sur les runs d'électrons à 50 GeV.	114
3.52	Vue de dessus du calorimètre à 0 et 20 degrés. La table XY permet de positionner le calorimètre vis-à-vis du faisceau. Pour un angle d'incidence donné, la position du point d'impact est compté à partir du bord inférieur du calorimètre.	115
3.53	Energie mesurée en fonction de la distance au bord du calorimètre.	116
3.54	Energie mesurée en fonction de la distance au bord du calorimètre.	117
3.55	Linéarité de l'énergie avec les simulations Monte-Carlo.	118
3.56	Résolution en énergie avec la simulation : correction de fuite longitudinale avec la dernière couche.	120
3.57	Résolution en énergie avec la simulation : correction de fuite longitudinale dans la simulation.	120
3.58	Mesure de X_0 , avec simulation Monte-Carlo. La droite est ajustée de 3 à 180 GeV.	121
3.59	Résolution angulaire en fonction de l'énergie avec les simulations Monte-Carlo. La même méthode, que celle utilisée sur les données du faisceau-test, a été appliquée.	123

3.60	Résolution angulaire en fonction de l'énergie avec les simulations Monte-Carlo. La résolution angulaire est celle indiquée par une variable du code Monte-Carlo.	123
3.61	A gauche, énergie mesurée (sans correction de fuite longitudinale) en fonction de la position dans le plan 3 (lecture selon X) pour un faisceau d'électrons simulé de 50 GeV. A droite, énergie mesurée (sans correction de fuite longitudinale) en fonction de la position dans le plan 3 (lecture selon X) pour un faisceau d'électrons réel de 50 GeV. Dans les deux cas, on note les effets de bord.	125
3.62	A gauche, θ_x en fonction de la position dans le plan 7 (lecture selon X) pour un faisceau d'électrons simulé de 50 GeV. A droite, θ_x en fonction de la position dans le plan 7 (lecture selon X) pour un faisceau d'électrons réel de 50 GeV. La ligne en pointillé correspond à la valeur moyenne de θ_x , soit 0.5°	125
3.63	Point reconstruit en fonction du point généré (vue en x) pour un faisceau d'électrons simulé de 50 GeV. Le profil obtenu est paramétrisé par la fonction <i>arctan</i> . En prenant la fonction inverse associée à cette dernière, on peut, à partir du point reconstruit, calculer le point généré. Ces points se distribuent sur la droite $y=x$ pour des points générés entre deux pixels.	126
3.64	Point reconstruit en fonction du point généré (vue en y) pour un faisceau d'électrons simulé de 50 GeV.	126
4.1	Détecteur passés, actuels et futurs de l'astronomie- γ . La gamme d'énergie est indiquée pour chaque expérience. AGILE est prévu de décoller en 2005, AMS et GLAST en 2007 [1].	130
4.2	Schéma de principe du détecteur MILAGRO [2].	131
4.3	Expérience CELESTE : chacun des 54 héliostats est associé à un photomultiplicateur situé dans la tour.	133
4.4	Principe de détection par un échantillonneur. A haute énergie, le front Cerenkov est conique ; à basse énergie, sphérique [7].	133
4.5	Photographie d'un des 4 télescopes de HESS, avec monture alt-azimuthale. Les 380 miroirs de 30 cm de rayon forment une surface de 108 m^2 , lue par une unique caméra composée de 960 photomultiplicateurs. L'angle du cône de vue d'un photomultiplicateur est de 0.16° [6].	134
4.6	Image sur une caméra d'une gerbe due à une γ , les 960 photomultiplicateurs sont répartis selon 60 tiroirs de 16 PMs [7].	134
4.7	Image sur une caméra d'une gerbe due à un hadron [7].	135
4.8	Photographie et schéma de principe du détecteur EGRET. Lors de la traversée de la chambre à étincelles, le γ incident se convertissait en une paire $e^+ - e^-$, cette paire étant détectée par le système de temps de vol. L'énergie de cette paire était mesurée à l'aide d'un calorimètre de 8.5 longueurs de radiation.	137
4.9	Position sur la carte céleste des objets répertoriés dans le troisième catalogue EGRET, à partir d'une énergie de 100 MeV. Les coordonnées utilisées sont celles galactiques. . .	138
4.10	Schéma de principe du détecteur LAT de GLAST composé de 16 tours [5].	140

4.11 Performances du détecteur LAT du satellite GLAST comparées à celles d'EGRET. De haut en bas et de gauche à droite : résolution angulaire (à 68% de niveau de confiance) en fonction de l'énergie du γ , résolution en énergie en fonction de l'énergie, surface effective de collection pour un angle d'incidence nul en fonction de l'énergie, et rapport entre les surfaces effectives de collection pour un angle d'incidence quelconque et pour un angle d'incidence nul en fonction de l'angle d'incidence [5].	141
4.12 Résolutions angulaire et en énergie des détecteurs- γ d'AMS-02. La résolution angulaire du trajectomètre est de 2 ordres de grandeur en-dessous de celle du calorimètre à haute énergie. La complémentarité des deux instruments est soulignée par la courbe de résolution en énergie. Les résolutions angulaire et en énergie pour le trajectomètre sont données dans [37].	141
4.13 Phasogrammes dans différentes longueurs d'onde des sept pulsars- γ (B1509-58 n'a pas été observé par EGRET, mais par COMPTEL) classés de gauche à droite dans l'ordre croissant de leur âge.	143
4.14 Schéma d'un plérion. Le vent des électrons accélérés par le pulsar entretient une onde de choc stationnaire contre les restes de matière de la supernova et le milieu interstellaire, à une distance de l'ordre de 1 pc du pulsar. Les électrons sont aussi réaccélérés au niveau de l'onde du choc par un mécanisme de Fermi [7].	145
4.15 Spectre de densité d'énergie ($E^2 dN/dE$) du plérion au coeur de la nébuleuse du Crabe, depuis le domaine des X durs aux γ de haute énergie comparé aux niveaux de sensibilité attendus pour l'expérience GLAST et la prochaine génération de réseaux d'imageurs (notés IACTs). La composante à basse énergie est due à l'émission synchrotron (S) des électrons, et la composante de haute énergie à l'émission Compton Inverse (IC) des électrons sur les photons ambiants [59].	145
4.16 Image, par le télescope spatial Hubble [26], de la nébuleuse du Crabe, supernova qui explosa en 1054 et fut observée par les astronomes chinois et japonais.	146
4.17 Image, par le satellite X Chandra [27], de la nébuleuse du Crabe. Le tore interne de photons serait produit par l'onde de choc du vent relativiste d'électrons avec les restes de matière éjectée de la supernova.	146
4.18 Photographie du noyau de la galaxie NGC 4261 dans les domaines optique et radio par des télescopes au sol, le tore de poussière est résolu par le télescope spatial Hubble. . .	148
4.19 Schéma des principaux composants d'un noyau actif de galaxie (l'échelle n'est pas respectée) : un trou noir supermassif accrétant de la matière sous forme de disque, un tore de poussière plus grand, des jets, et des nuages de gaz responsables pour l'émission des raies larges et étroites [33].	148
4.20 Emission dans le visible par un noyau actif de galaxie. Les dimensions transverses sont données en Parsec et en unité de rayon de Schwarzschild [7].	148
4.21 Zoologie des noyaux actifs de galaxie [34].	149
4.22 Facteur Doppler δ en fonction de l'angle d'ouverture θ	151
4.23 Emission de γ de haute énergie par le jet d'un noyau actif de galaxie. Dans la cadre du modèle leptonique, les γ de haute énergie (en gras) sont émis par effet Compton inverse des électrons relativistes soit sur les photons synchrotron émis par ces électrons dans le cas du modèle SSC, soit sur les photons de basse énergie émis par le disque d'accrétion et les nuages environnants dans le cas du modèle EC [7].	151

- 4.24 Spectre de densité d'énergie $E^2 dN/dE$ de Markarian 501 observé par BeppoSAX en X et par HEGRA au TeV à trois périodes (la flèche verticale représente la limite supérieure obtenue par EGRET). Les courbes en trait plein montrent les résultats dans le cas du modèle SSC, les courbes en tiret l'absorption par le fond infrarouge extragalactique. Dans le cadre du modèle SSC, la première bosse est due à un rayonnement synchrotron, et la seconde bosse à une émission Compton inverse [35]. 152
- 4.25 Observations simultanées de Markarian 501 en γ , X, et radio, du 2 avril 1997 (MJD 50540) au 20 avril 1997 (MJD 50558) [36]. 152
- 4.26 En haut, évolution du spectre de GRB030329/SN2003, du 1er au 13 avril 2003 (de 2.64 à 9.64 jours après le sursaut). Les spectres des premiers jours consistent en une loi de puissance ($F_\nu \propto \nu^{-0.9}$) avec des raies d'émission étroites provenant de régions d'hydrogène ionisé dans la galaxie-hôte à un redshift de $z=0.168$. Les spectres pris après le 5 avril montrent le développement de bosses caractéristiques d'une supernovae, à approximativement 4200 et 5000 Å. En bas, spectre du 8 avril avec la loi de puissance soustraite. Le spectre obtenu montre bien les bosses à 4200 et 5000 Å, ce spectre est similaire à celui de SN1998bw une semaine avant le maximum de lumière. La correspondance n'est pas aussi bonne pour SN1998bw au maximum de lumière, particulièrement à petite longueur d'onde [41]. 154
- 4.27 Répartition sur la carte céleste des 2704 sursauts- γ vus par BATSE. 156
- 4.28 Modèle de la boule de feu en expansion ultra-relativiste. Une explosion initiale (en a)) libère une grande quantité de γ se convertissant en paires e^+e^- (en b)). Il se forme un plasma électromagnétique (γ , électrons et positons), opaque aux γ (en c)). La température du plasma, en expansion ultra-relativiste, diminue. A 0.5 MeV, le taux de particules chargées décroît au fur et à mesure que les électrons et positons s'annihilent. A 20 KeV, le plasma est transparent aux photons, les rayonnements X et γ s'échappent [7]. 156
- 4.29 Spectre moyen de l'émission diffuse galactique ($|b| < 10^\circ$, $60 < l < 360^\circ$), par l'instrument EGRET (croix). Un modèle basé sur le spectre observé des rayons cosmiques est montré sous la forme d'une ligne continue. Les mesures deviennent moins précises à partir de 1 GeV. Les composantes du modèle, tels la désintégration de π^0 formés lors des collisions nucléon-nucléon (NN), le rayonnement bremsstrahlung de l'électron (EB), et la diffusion inverse Compton (IC) sont représentés par les lignes en pointillé [50]. 159
- 4.30 Spectre du fond diffus extragalactique, mesuré par EGRET, de 30 MeV à 120 GeV [52]. Ce spectre est décrit par une simple loi de puissance. 160
- 4.31 A gauche, spectre à 511 KeV en direction du Centre Galactique mesuré par SPI/INTEGRAL [57]. A droite, cartographie de la région d'émission pour la raie à 511 KeV [58]. La distribution gaussienne s'ajuste au bulbe galactique. 162
- 4.32 Spectre en énergie des γ en provenance du Centre Galactique [59]. Cercles (triangles) pleins : données de HESS pendant la campagne de Juin/Juillet (Juillet/Août) 2003. Carrés vides : données de CANGAROO-II de 2001 et 2002. Triangles vides : données de WHIPPLE de 1995 à 2003. La figure du haut montre le flux mesuré par EGRET de 1991 à 1995 comparé aux ajustements sur les données de CANGAROO-II (ligne en pointillés) et de HESS (ligne pleine). A cause d'une résolution angulaire de 1° , le flux montré par EGRET peut inclure d'autres sources. 162
- 5.1 Trajectoire d'ISS projeté sur une mappemonde terrestre : la station monte (descend) jusqu'à une latitude de 51.57° N (51.57° S) [1]. 170

5.2	Description du repère équatorial [2].	171
5.3	Ciel vu par EGRET ($E > 0.1$ GeV) dans le repère équatorial [3]. Pour le centre galactique, les ascension droite et déclinaison sont égales respectivement à 265.61° et -28.92° . Pour le nord galactique, les ascension droite et déclinaison sont égales respectivement à 192.25° et 27.40°	171
5.4	Description du repère galactique [2].	172
5.5	Ciel vu par EGRET ($E > 0.1$ GeV) dans le repère galactique selon une projection d'Aitoff [3]. La projection d'un point de coordonnées angulaires (b,l) où b et l sont les latitude et longitude galactiques exprimées en radians est la suivante :	172
5.6	Schéma de repérage d'une orbite dans le repère équatorial [4].	173
5.7	Temps d'observation par la calorimètre versus temps de fonctionnement pour deux sources de même déclinaison, mais dont les ascensions droites sont différentes. Sur une période de précession, les sources sont vues pendant des temps égaux.	175
5.8	Données concernant l'Anomalie Sud Atlantique. Celles-ci ont été collectées par South Atlantic Anomaly Detector (SAAD) à bord de l'observatoire ROSAT [5].	176
5.9	Temps d'observation pour le trajectomètre en fonction de la déclinaison, pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours (5 périodes de précession). Le temps d'observation est celui pendant lequel la verticale locale et l'axe de pointé vers la source forment un angle inférieur à 45.6°	177
5.10	Temps d'observation pour le trajectomètre en fonction des latitude et longitude galactiques pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours. L'Anomalie Atlantique-Sud est considérée. La résolution spatiale utilisée pour cette figure est égale à $1^\circ \times 1^\circ$	177
5.11	Temps d'observation pour le trajectomètre en fonction des latitude et longitude galactiques pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours. L'Anomalie Atlantique-Sud est considérée. On observe deux régions pour lesquelles les temps d'observation sont minimaux. A proximité de ces puits, les temps d'observation sont maximaux. Entre ces puits, les temps d'observation sont uniformes et on devine une rivière.	178
5.12	Temps d'observation pour le calorimètre en fonction de la déclinaison, pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours (5 périodes de précession). L'Anomalie Atlantique-Sud est considérée.	179
5.13	Temps d'observation pour le calorimètre en fonction des latitude et longitude galactiques, pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours. L'Anomalie Atlantique-Sud est considérée.	179
5.14	Temps d'observation pour le calorimètre en fonction des latitude et longitude galactiques, pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours. L'Anomalie Atlantique-Sud est considérée.	180
5.15	Surface du trajectomètre en fonction de l'angle d'incidence, compris entre 180° (γ venant de haut en bas) et 134.4° (correspondant à un angle d'ouverture de 45.6°), pour des γ de 32 GeV convertis en e^+e^- , le facteur de conversion et l'efficacité de détection sont considérés. Cette courbe définit une acceptance de $0.060 \text{ m}^2 \text{ str}$	183
5.16	Acceptance pour le trajectomètre, pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours : le produit entre la surface et le temps d'observation est fonction des latitude et longitudes galactiques. L'Anomalie Atlantique-Sud est considérée.	183

5.17	Surface du calorimètre en fonction de l'angle d'incidence compris entre 180° (γ venant de haut en bas) et 156.9° (correspondant à un angle d'ouverture de 23.1°), en supposant une probabilité de non-conversion dans le TRD de 80% et une efficacité dans le calorimètre de 100%. La projection de la surface du premier plan du trajectomètre contient, pour un angle d'incidence typiquement inférieur à 5° , toute la surface du calorimètre, et au-delà, seulement une partie. La courbe définit une acceptation de $0.073 \text{ m}^2 \text{ str}$	184
5.18	Projection de la surface du premier plan du trajectomètre et surface du calorimètre. La surface effective de détection est celle du calorimètre, à 80% près.	184
5.19	Projection de la surface du premier plan du trajectomètre et surface du calorimètre. La surface effective est l'intersection de ces surfaces multipliée par 80%.	184
5.20	Carte d'exposition pour le calorimètre, pour un temps de fonctionnement de 355.7 jours : le produit entre la surface et le temps d'observation est fonction des latitude et longitudes galactiques. L'Anomalie Atlantique-Sud est considérée.	185
6.1	Trace mesurée par le trajectomètre d'une paire e^+e^- issue d'un photon γ . La matérialisation de la paire se fait à travers les différents plans du trajectomètre.	191
6.2	Effet des présélections pour les γ convertis en e^+e^- en fonction de l'énergie.	191
6.3	Événement backslapsh : les particules secondaires créées lors du développement de la gerbe d'un photon γ "s'échappent" du calorimètre.	192
6.4	Effet des présélections pour les événements backslapsh en fonction de l'énergie. Les γ considérés sont dans l'acceptation du calorimètre et tirés avec un angle d'incidence nul.	192
6.5	Altitude générée en fonction de l'angle d'incidence généré, pour des γ . Un angle généré de 180° correspond à un γ tiré de haut en bas.	194
6.6	Angle reconstruit dans la simulation Monte-Carlo en fonction de l'angle généré, pour des γ	194
6.7	Reconstruction d'un γ dont l'angle généré est égal à 134.5° : l'angle reconstruit est égal à 134.5°	194
6.8	Reconstruction d'un γ dont l'angle généré est égal à 90.0° : l'angle reconstruit est égal à 88.7°	195
6.9	Angle reconstruit par notre propre calcul en fonction de l'angle généré, pour des γ	195
6.10	Calcul de l'énergie dans 2 cm autour de l'axe de la gerbe. Pour une trajectoire et un plan xz , on estime pour chaque plan les projections en x et z , les énergies déposées dans les pixels concernés par la projection sont sommées. Par exemple, pour le plan 7 sont considérés quatre pixels en vert et pour le plan 8 quatre pixels hachurées en violet. Les énergies des 6 pixels seront sommées pour le superplan réunissant les plans 7 et 8.	197
6.11	Distribution, pour les γ (en bleu) et les protons (en rouge), du rapport entre l'énergie dans 2 cm autour de l'axe de la gerbe et celle déposée dans le calorimètre (gauche) et distribution du rapport entre l'énergie déposée dans 2 cm autour de l'axe de la gerbe et celle déposée dans 5 cm autour du même axe (droite). Les γ sont générés avec une énergie fixe de 50 GeV et sont monodirectionnels : ils sont tirés en haut d'AMS avec un angle d'incidence nul. Les protons de 10 à 200 GeV sont générés selon un spectre en E^{-1} et dans un cube autour d'AMS, ils sont tirés dans toutes les directions.	197
6.12	Calcul des énergie transverse et longitudinale.	199

6.13	Distribution en énergie transverse selon xz (gauche) et yz (droite). Les valeurs de la distribution sont uniquement positives car la valeur absolue de l'énergie transverse a été considérée.	199
6.14	Changement de variable utilisé pour les électrons d'incidence non nul.	200
6.15	Distribution du χ^2/n pour le profil longitudinal.	200
6.16	Distribution de maximum de la gerbe divisée par $(6.5 + 1.2 \times \log_{10}(E))$	200
6.17	Distribution du rapport entre l'énergie déposée dans les 3 premiers superplans et l'énergie totale.	202
6.18	Distribution du rapport entre l'énergie déposée dans les 5 derniers superplans et l'énergie totale.	202
6.19	Distribution des nombres de PMs touchés selon les axes x et y. Les protons (rouge) se distribuent dans l'ensemble du plan tandis que les γ monodirectionnels (bleus) se distribuent près de l'origine et correspondent à de faibles nombres de PMs touchés selon les axes x et y.	202
6.20	Un photon passant dans tous les sous-détecteurs d'AMS-02, du TRD au calorimètre. Avec un angle d'ouverture de l'ordre de 20° , la distance maximale, à hauteur du TRD, ne peut pas excéder environ 90 cm [2].	203
6.21	A gauche, distribution de la position de la trajectoire dans le calorimètre extrapolée à l'altitude du TRD. A droite, distribution du χ^2/n de la trajectoire au sein du calorimètre.	203
6.22	Limites supérieures sur le signal à 95% de niveau de confiance en fonction du nombre d'événements de fond attendu et du nombre d'événements observés [3].	206
6.23	Distribution de l'énergie générée pour deux fichiers de protons : l'un de 0.5 à 10 GeV, l'autre de 10 à 200 GeV.	208
6.24	Distribution "fictive" en énergie générée pour 1000000 événements.	208
6.25	Distribution de l'énergie générée, en appliquant les poids w_1 et w_2 , pour les deux fichiers de protons considérés fig. 6.23.	208
6.26	Distribution de l'énergie générée de 0.5 à 200 GeV, les poids w_1 et w_2 sont appliqués.	210
6.27	Distribution de l'énergie générée de 0.5 à 200 GeV, les poids w_1 et w_2 sont appliqués et le spectre est normalisé à celui du rayonnement cosmique pour une acceptation d'un m^2sr et une durée d'une seconde (les 102287 événements disponibles dans le fichier [LVL1 on] correspondent à 36 événements <i>équivalents</i>).	210
6.28	Distribution de l'énergie générée de 0.5 à 200 GeV, les poids w_1 et w_2 sont appliqués et le spectre est normalisé à celui du rayonnement cosmique pour une acceptation de $286.7 m^2sr$ et une durée de 45 secondes (les 102287 événements disponibles dans le fichier [LVL1 on] correspondent à 469301 événements <i>équivalents</i>).	210
6.29	Fonction d'optimisation en fonction du pas.	212
6.30	Efficacité en fonction du pas.	212
6.31	Variation du nombre d'événements de signal et de fond en fonction du pas. La pas 0 correspond à la présélection, le pas 50 à un ensemble de coupures où la fonction f atteint un minimum.	212
6.32	Reconstruction du proton survivant.	212

6.33	Développement dans le calorimètre de la gerbe de l'événement 314976.	215
6.34	Distribution des points d'impact en x et y sur la surface du calorimètre pour les événements protons survivants aux coupures	215
6.35	Distribution normalisée du rapport entre l'énergie dans 2 cm autour de l'axe de la gerbe et celle déposée dans le calorimètre, pour des protons de 0.5 à 200 GeV avec un spectre en $\sim E^{-2.7}$ (a)) et des γ de 64, 128 ou 256 GeV (b)). Les protons sont générés dans un cube autour d'AMS et ont des angles d'incidence quelconque. Les γ sont générés en haut d'AMS et ont des angles d'incidence de 0, 5, 10, 15, 20 ou 25°. Pour b), on distingue les γ avec un angle d'incidence de 0, 5 ou 10° (plein, bleu ciel) de ceux avec un angle d'incidence de 15, 20 ou 25° (vide, violet).	219
6.36	Distribution normalisée du rapport entre l'énergie contenue dans 2 cm autour de l'axe de la gerbe et celle contenue dans 5 cm autour du même axe, pour les protons (a)) et les γ (b)). Pour b), on distingue les γ avec un angle d'incidence de 0, 5 ou 10° (plein, bleu ciel) de ceux avec un angle d'incidence de 15, 20 ou 25° (vide, violet).	219
6.37	Distribution normalisée en énergie transverse selon xz , pour les protons (a)) et les γ (b)). Pour b), on distingue les γ avec un angle d'incidence de 0, 5 ou 10° (plein, bleu ciel) de ceux avec un angle d'incidence de 15, 20 ou 25° (vide, violet). Quelque soit l'angle d'incidence, la distribution de l'énergie transverse est plus piquée pour les γ que pour les protons.	220
6.38	Distribution normalisée en énergie transverse selon yz , pour les protons (a)) et les γ (b)). Pour b), on distingue les γ avec un angle d'incidence de 0, 5 ou 10° (plein, bleu ciel) de ceux avec un angle d'incidence de 15, 20 ou 25° (vide, violet).	220
6.39	Distribution normalisée du point pour la trajectoire extrapolée du calorimètre à $z = z_{TRD}$, pour les protons (a)) et les γ (b)). Pour b), on distingue les γ avec un angle d'incidence de 0, 5 ou 10° (plein, bleu ciel) de ceux avec un angle d'incidence de 15, 20 ou 25° (vide, violet). Pour un même point d'impact sur la calorimètre, plus l'angle d'incidence est élevé, plus la distance à partir du centre pour $z = z_{TRD}$ est grande. On peut ainsi noter un décalage pour la distribution des γ entre ceux possédant un angle d'incidence de 0, 5 ou 10° et ceux possédant un angle d'incidence de 15, 20 ou 25°.	221
6.40	Distribution normalisée du χ^2/n de la trajectoire au sein du calorimètre, pour les protons (a)) et les γ (b)). Pour b), on distingue les γ avec un angle d'incidence de 0, 5 ou 10° (plein, bleu ciel) de ceux avec un angle d'incidence de 15, 20 ou 25° (vide, violet).	221
6.41	Acceptance des γ en fonction de l'énergie, en utilisant les fichiers NONE. Pour une bande d'énergie donnée, on calcule plusieurs acceptances, où chacune d'elles correspond à l'ensemble de coupures choisi dans les tables 6.11 à 6.15 . Les acceptances précédentes se réfèrent à l'étude dans [6].	225
6.42	Acceptance des γ en fonction de l'énergie, en utilisant les fichiers PL1.	225
6.43	Surface en fonction de l'angle d'incidence, compris entre -180° (zénith) et -160°, pour des γ entre 20 et 50 GeV. Les surfaces précédentes se réfèrent à l'étude dans [6], pour une énergie de 50 GeV.	227

6.44	Surface en fonction de l'angle d'incidence, compris entre -180° (zénith) et -160° , pour des γ entre 20 et 50 GeV. L'acceptance définie est égale à $0.076 \text{ m}^2\text{sr}$: cette valeur est à comparer à celle de 0.073 m^2 pour l'acceptance basée sur des considérations géométriques et discutée au chapitre 5. Les surfaces effectives de détection définies sur la figures ci-dessous sont, à petite angle d'incidence ($\cos \theta < -0.96$), plus grandes que celles définies sur la figure 1.17 du chapitre 5; à grand angle d'incidence ($\cos \theta > -0.96$), elles sont plus petites.	227
6.45	Nombre de γ galactiques collectés par le calorimètre en fonction de l'énergie déposée. Pour chaque bin d'énergie est indiqué le nombre de γ intégré sur le bin considéré. . . .	229
6.46	Flux différentiel des γ galactiques attendu et mesurable par le détecteur AMS-02 en fonction de l'énergie déposée. Les barres d'erreurs considérées pour la mesure du spectre sont statistiques.	229
6.47	A gauche, flux des protons acceptés après présélection et après coupures finales en fonction de l'énergie déposée. A droite, flux des protons acceptés après présélection et après coupures finales en fonction de l'énergie cinétique générée. Les protons sont ceux utilisés lors de l'optimisation des sélections.	231
6.48	Flux des protons reconstruits comparé au flux attendu des γ en fonction de l'énergie déposée. Les protons sont ceux utilisés lors de l'optimisation des sélections.	231
6.49	A gauche, flux des protons acceptés après présélection et après coupures finales en fonction de l'énergie déposée. A droite, flux des protons acceptés après présélection et après coupures finales en fonction de l'énergie cinétique générée. Les protons n'ont pas été utilisés lors de l'optimisation des sélections.	232
6.50	Flux des protons reconstruits comparé au flux attendu des γ en fonction de l'énergie déposée. Les protons n'ont pas été utilisés lors de l'optimisation des sélections.	232
6.51	A gauche, flux des protons acceptés après présélection et après coupures finales en fonction de l'énergie déposée. A droite, flux des protons acceptés après présélection et après coupures finales en fonction de l'énergie cinétique générée. Les protons sont ceux utilisés lors de l'optimisation des sélections.	233
6.52	Flux des protons reconstruits comparé au flux attendu des γ en fonction de l'énergie déposée. Les protons sont ceux utilisés ou non lors de l'optimisation des sélections. . .	233
6.53	Nombre de γ extragalactiques collectés par le calorimètre en fonction de l'énergie déposée. Pour chaque bin d'énergie est indiqué le nombre de γ intégré sur le bin considéré.	234
6.54	Flux différentiel des γ extragalactiques attendu et mesurable (points) par le calorimètre en fonction de l'énergie déposée. Ce flux est comparé aux flux des protons cosmiques reconstruits (carrés) et à celui obtenu dans une étude précédente (croix) , où la rigidité minimale pour les protons générés était de 8 GV[6]. Les barres d'erreurs considérées pour la mesure du spectre des γ extragalactiques sont statistiques.	234

6.55	Sensibilité à 5σ pour une source extragalactique pendant 1 an de fonctionnement d'AMS-02, le calorimètre (ligne pleine en rouge) et le trajectomètre (ligne pleine en bleu) sont considérés. A haute énergie, la sensibilité du trajectomètre extrapolée (ligne pointillée en bleu) est moindre, les deux traces associées à la paire e^+e^- étant plus difficilement distinguables. Pour le calorimètre, à une énergie de 40 GeV, la sensibilité à 5σ est atteinte pour un unique photon de signal. La statistique du signal sera naturellement augmentée avec un temps d'intégration plus long, ce dernier pouvant être de l'ordre d'une décennie pour le calorimètre. On a également considéré la sensibilité pour le calorimètre en supposant une meilleure séparation p/γ à basse énergie (ligne pointillée en rouge).	236
6.56	Pour un cône d'ouverture constante, le nombre de photons provenant de la région pointée par le cône est indépendant de l'angle de visée.	237
6.57	Simulation d'une source γ localisée en $x=y=0$ cm et $z=79$ cm, et d'un fond- γ localisé le long de l'axe x entre -65 et 65 cm à $z=79$ cm. La surface supérieure du calorimètre correspond à une altitude de -140 cm. Les γ de la source sont tirés suivant l'axe z vers le bas, ceux du fond dans toutes les directions.	237
6.58	Pour des γ de 15 GeV, distributions générées suivant l'axe x , en $\cos \theta$ et en $\tan \phi$ (de haut en bas) pour la source (à gauche) et pour le fond (à droite). La source est localisée en $x=y=0$ cm et $z=79$ cm et les γ associés sont tirés selon l'axe z vers le bas. Les γ du fond générés uniformément le long de l'axe z sont tirés dans toutes les directions. . . .	240
6.59	Nombre de γ générés à 5 (10, 15, 25) GeV et d'énergie déposée dans le calorimètre entre 4 (8, 12, 20) et 6 (12, 18, 30) GeV, en fonction de l'angle θ de visée d'un cône d'ouverture angulaire $\pm 0.25^\circ$. Le nombre de γ de la source et du fond sont en rouge, ceux du fond en bleu.	241
7.1	Profil des pulses moyens de 45 pulsars radio. L'échelle des temps à été normalisée à un quart de période. Les pulsars sont classés par ordre de période croissante : de 89 ms (PSR B0833-45 = pulsar de Vela) à 3.75 s (PSR B0525+21) [1].	246
7.2	Phasogramme de Geminga, la bande d'énergie considérée est au-dessus de 100 MeV. Un phasogramme représente un nombre de coups en fonction du rapport temps sur période, ce rapport varie de 0 à 1 au cours d'une période.	247
7.3	Modèles d'émission- γ pour un pulsar. La ligne définie par $\Omega.B = 0$ représente une surface de neutralité, c'est-à-dire une surface de séparation entre zones chargées négativement et positivement. Le rayon associé au cylindre de lumière est défini par $r = c/\Omega$. Deux modèles d'émission- γ (modèles de la calotte polaire et de la cavité externe) divergent sur le lieu d'émission- γ [3].	251
7.4	Magnétosphère d'un pulsar dans le cadre du modèle de la cavité externe. Les zones situées entre les lignes de neutralité, la dernière ligne fermée de champ magnétique et le rayon du cylindre de lumière sont, dans la cadre de ce modèle, des régions accélératrices de particules chargées [7].	251
7.5	Spectre observé pour le pulsar Vela, du domaine optique aux γ de très haute énergie. Les modèles de la calotte polaire (ligne pleine) et de la cavité externe sont indiqués [8].	252
7.6	Spectre différentiel en fonction de l'énergie pour les deux modèles d'émission- γ du pulsar Vela.	254

7.7	Flux intégré de photons par bandes d'énergie pour le trajectomètre (haut) et le calorimètre (bas). Pour chaque détecteur et par bande d'énergie, les signaux liés aux modèles de la calotte polaire ou de la cavité externe sont considérés ainsi que les divers fonds (rayonnement γ diffus pour le trajectomètre, rayonnement γ diffus et protons pour le calorimètre).	257
7.8	Mesures des spectres différentiels pour les modèles d'émission- γ du pulsar Vela.	258
8.1	Potentiel auquel est soumis le doublet de Higgs : dans l'état fondamental (celui de plus basse énergie), le doublet de Higgs acquiert une valeur moyenne non nulle.	264
8.2	Densité comobile de neutralino en fonction de $x = M_\chi/T$, grandeur croissante avec le temps [5]. La courbe en trait plein présente la densité à l'équilibre thermique, et les courbes en tirets la densité après le gel. La valeur de la section efficace d'annihilation détermine la densité relique actuelle.	271
8.3	Profil de halo selon NFW. Les unités sont sans dimension. Le rapport a/R_0 est choisi comme étant égal à 10 kpc/8.5 kpc.	271
8.4	Diagrammes prépondérants pour l'annihilation de la matière noire. Pour le diagramme 2, l'échange de Higgs est proportionnel à $\tan \beta$ pour les quarks de type-d et $1/\tan \beta$ pour les quarks de type-u. Ainsi, pour de large valeurs de $\tan \beta$, les produits finaux sont des quarks $b\bar{b}$	272
8.5	Pour un premier jeu de paramètres (focus point), flux attendu en fonction de l'énergie pour le calorimètre d'AMS pour 5 périodes de précession, environ 1 an. Les flux prédits pour le signal (bleu), le fond- γ (noir) et la somme des deux (rouge) sont tracés en fonction de l'énergie.	276
8.6	Pour un premier jeu de paramètres (focus point), flux attendu en fonction de l'énergie pour le calorimètre d'AMS pour 50 périodes de précession, environ 10 ans. Les flux prédits pour le signal (bleu), le fond- γ (noir) et la somme des deux (rouge) sont tracés en fonction de l'énergie.	276
8.7	Pour le jeu de paramètres noté I, flux attendu en fonction de l'énergie pour le calorimètre d'AMS pour 5 périodes de précession, environ 1 an. Les flux prédits pour le signal (bleu), le fond- γ (noir) et la somme des deux (rouge) sont tracés en fonction de l'énergie.	277
8.8	Pour le jeu de paramètres noté I, flux attendu en fonction de l'énergie pour le calorimètre d'AMS pour 50 périodes de précession, environ 10 ans. Les flux prédits pour le signal (bleu), le fond- γ (noir) et la somme des deux (rouge) sont tracés en fonction de l'énergie.	277
8.9	Pour le jeu de paramètres noté L, flux attendu en fonction de l'énergie pour le calorimètre d'AMS pour 5 périodes de précession, environ 1 an. Les flux prédits pour le signal (bleu), le fond- γ (noir) et la somme des deux (rouge) sont tracés en fonction de l'énergie.	278
8.10	Pour le jeu de paramètres noté L, flux attendu en fonction de l'énergie pour le calorimètre d'AMS pour 50 périodes de précession, environ 10 ans. Les flux prédits pour le signal (bleu), le fond- γ (noir) et la somme des deux (rouge) sont tracés en fonction de l'énergie.	278

Détection de rayons γ cosmiques et potentiel de découvertes avec le spectromètre AMS-02.

Résumé : Le spectromètre magnétique AMS-02 sera installé sur la Station Spatiale Internationale en 2007 pour une durée minimale de 3 ans. Le rayonnement γ du GeV au TeV est détectable au moyen du trajectomètre pour les γ convertis en e^+e^- et du calorimètre électromagnétique pour les γ non-convertis. Dans la première partie de cette thèse sont présentées la calibration et les performances du modèle d'ingénierie du calorimètre, résultant de l'analyse de données prises lors d'un faisceau-test mené au CERN en juillet 2002. Deux méthodes de calibration, basées sur des Particules au Minimum d'Ionisation (MIPs) et sur des électrons d'une énergie nominale fixe, sont développées. Les performances déduites - linéarité, résolutions en énergie et angulaire, mesure de la longueur de radiation - sont comparées aux simulations Monte-Carlo.

Dans la seconde partie de cette thèse, le potentiel de découverte pour l'astrophysique γ est présenté. Des cartes d'observabilité du ciel sont construites pour un an de fonctionnement des détecteurs- γ . L'acceptance du calorimètre est considérée à l'aide de simulations Monte-Carlo, les protons n'activant pas le système de déclenchement chargé et les γ , non-convertis en e^+e^- arrivant sur le calorimètre. Des variables, basées sur la forme et la direction de la gerbe développée, sont construites et utilisées pour la discrimination γ /proton. Une acceptance pour les γ est trouvée et le flux de protons survivants comparé au flux attendu de γ diffus. Si l'on s'intéresse à une source ponctuelle, la mesure du fond- γ , basée sur le déplacement du cône de détection autour de la source ponctuelle, permet la soustraction de ce dernier fond.

Puis, pour le pulsar Vela, la possibilité de distinguer au bout d'un an avec le spectre γ les mécanismes d'émission est estimée. Enfin le potentiel du calorimètre pour l'observation d'un signal γ supersymétrique provenant du Centre Galactique est illustré avec divers jeux de paramètres, ce pour un ou dix an(s) de fonctionnement.

Mots-clés : calorimètre électromagnétique, calibration, MIPs, résolution en énergie, simulations Monte-Carlo, astronomie γ , exposition du détecteur aux sources γ , variables discriminantes, acceptance en γ , pulsars- γ , supersymétrie, Centre Galactique.

Cosmic γ -rays detection and discovery potential with the AMS-02 spectrometer.

Abstract : Yet designed to measure charged component of the cosmic rays, the foreseen Alpha Magnetic Spectrometer (AMS-02) could also release γ -ray studies, in the energy range from GeV to TeV, using the tracker system, for γ -rays converted in e^+e^- pair, and the electromagnetic calorimeter. In the first part of the thesis are described the calibrations and the performances of the engineering model of the calorimeter, obtained from the analysis of data taken during a test-beam performed at CERN in July 2002. In the second part of the thesis, the AMS-02 discovery potential for γ -astrophysics is presented. While exposure maps of the γ -sky are computed for one year of data taking with the γ -detectors, the acceptance of the calorimeter is obtained from Monte-Carlo simulations. The AMS-02 potential is then estimated for signals from the Vela pulsar and for some supersymmetric signals from the Galactic Center.

Keywords : electromagnetic calorimeter, calibration, MIPs, energy resolution, Monte-Carlo simulations, γ -astronomy, detector exposure to γ -sources, discriminant variables, γ -acceptance, γ -pulsars, supersymmetry, Galactic Center.