PCC 02 15

École Doctorale Champs, Particules, Matière

Thèse de doctorat de l'Université Paris VII

présentée pour l'obtention du

grade de Docteur ès Sciences de l'Université Paris VII
(Denis Diderot)

Spécialité : Champs, Particules, Matière

par

Régis Terrier

Calorimétrie et recherche de sources en astronomie gamma spatiale

Soutenue le 27 septembre 2002
devant la commission d'examen composée de :

M. Peter VON BALLMOOS .... Président
M. Bernard DEGRANGE .... Rapporteur
M. Jean-Luc STARCK .... Rapporteur
Mme Isabelle GRENIER ...... Directrice de thèse
M. Arache DJANNATI-ATAÏ ....Co-Directeur
M. Gottfried KANBACH .... Examinateur
M. Joël FELTESSE ....Examinateur

Remerciements

Je remercie Peter Von Ballmoos d'avoir accepté la présidence du jury de cette thèse, Bernard Degrange et Jean-Luc Starck d'avoir accepté d'en être les rapporteurs, Gottfried Kanbach et Joël Feltesse de faire partie du jury. Merci à Daniel Vignaud et Laurent Vigroux de m'avoir accueilli dans leur laboratoire respectif.

Merci encore à mes directeurs de thèse, Isabelle Grenier et Arache Djannati-Ataï, ils m'ont beaucoup appris et ont su, malgré les difficultés, se montrer disponibles.

J'aimerais aussi exprimer ma reconnaissanceaux aux membres des collaborations EGRET et GLAST pour leur aide et leurs conseils. Merci à en particulier à Seth Digel pour son aide en ce qui concerne les données d'EGRET, ainsi que pour sa chaleureuse hospitalité. Merci également à Bob Hartman, à Olaf Reimer, à Martin Pohl. La mise en place de la simulation de GLAST nécessite un travail fastidieux que l'aide patiente et efficace de Heather Kelly a toujours facilité. Merci à Eric Grove et à l'équipe du NRL, pour les nombreuses discussions sur le fonctionnement du calorimètre et des diverses méthodes de correction. Sacha Chekhtman lors de son séjour au Collège de France m'a fait découvrir certaines arcanes de la calorimétrie, merci à Malcolm John, Gilles Bogaert, Thierry Reposeur et Benoît Lott. Berrie Giebbels m'a toujours conseillé et soutenu ; je tiens également à le remercier pour son accueil à Stanford. Je salue enfin Patrick Fleury qui m'a fait découvrir et aimer l'astronomie γ .

Je dois beaucoup à Jean-Pierre Antoine et à son équipe de l'institut de physique mathématique de l'Université catholique de Louvain-la-Neuve. Merci en particulier à Laurent Demanet de s'être investi dans un problème aussi peu mathématique que l'astronomie γ . Merci à Laurent Jacques et à Roland Matsouaka.

J'ai partagé mon temps à cheval entre deux laboratoires, et je tiens à saluer tous ceux que j'ai côtoyé durant ces 3 années, Pierre Espigat pour ses nombreux conseils, Bruno Khelifi pour nos nombreuses discussions passées à refaire la physique, Michael Punch, Marie-Geneviève Espigat, Santiago Pita et Claude Théoret. Merci à Christophe Perrot qui m'a souvent conduit sur les routes d'Ile-de-France jusqu'aux sommets reculés et herbus de Saclay, à Sébastien Charnoz, à Yaël Fuchs. Merci à Jean Ballet, Anne Decourchelle et Don Ellison pour leurs conseils.

Enfin, merci à Karine pour sa patience, sa compréhension et son soutien.

Table des matières

Abbréviations

ACD détecteur anticoïncidence (*Anticoincidence detector*)

ADC convertisseur numérique analogique (*Analogic to Digital Converter*)

AGN noyau actif de galaxie (*Active Galactic Nuclei*)

AMS *Alpha Magnetic Spectrometer*

ASIC (*Application Specific Integrated Circuit*)

ATIC *Advanced Thin Ionization Calorimeter*

BETS *Balloon borne Electron Telescope with Scintillating fiber*

BTEM prototype de tour de GLAST pour les tests faisceaux de 1999-2000 (*Beam-Test Engeenering Module*)

CAL calorimètre

CALET *CALorimetric Electron Telescope*

cdf densité de probabilité cumulative (*cumulative probability density*)

CGRO *Compton Gamma-Ray Observatory*

CMB Fond diffus cosmologique (*Cosmic Microwace Barckground*)

dE/dX pouvoir d'arrêt dû à l'ionisation

DSA accélération par choc diffusif (*Diffusive Shock Acceleration*)

EGRET *Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope*

FFT transformée de Fourier rapide (*Fast Fourier Transform*)

GBM *Gamma-ray Burst Monitor*

GRB Sursaut γ (*Gamma-Ray Burst*)

GLAST *Gamma-ray Large Area Space Telescope*

HEAT *High Energy Antimatter Telescope*

HESS *High Energy Stereoscopic System*

LMC Grand nuage de Magellan (*Large Magellanic Cloud*)

MIP particule au minimum d'ionisation (*Minimum Ionizing Particle*)

MIS Milieu Interstellaire

NRL *Naval Resaerch Laboratory*

PAMELA *a Payload for Antimatter Matter Exploration and Light nuclei Astrophysics*

pdf densité de probabilité (*probability density function*)

PSF dispersion angulaire (*Point Spread Function*)

SLAC *Stanford Linear Accelerator*

SNR reste de supernova (*Supernova Remnant*)

SSD détecteur à pistes de Silicium (*Silicon Strip Detector*)

TCO transformée continue en ondelettes

ToT *Time-over-Threshold*

TKR trajectographe (*tracker*)

TRD *Transition Radiation Detector*

VP Période d'observation d'EGRET (*Viewing Period*)

WIMP *Weakly Interacting Massive Particle*

X_0 unité de longueur de radiation

Introduction

Cette thèse résume le travail que j'ai effectué au Service d'Astrophysique de Saclay et au laboratoire de Physique Corpusculaire et Cosmologie du Collège de France, sous la direction d'Isabelle Grenier et d'Arache Djannati-Ataï. La préparation de l'expérience GLAST m'a mené de la calorimétrie aux sources γ en passant par l'analyse en ondelettes, de la détection des photons individuels à la détection des sources dans le ciel ; la participation française étant particulièrement impliquée dans la conception et la réalisation du calorimètre et la préparation du futur catalogue de sources de GLAST.

Domaine hybride s'il en est, l'astronomie γ spatiale à haute énergie (de 30 MeV à quelques centaines de GeV)[1] est au confluent de l'astrophysique et de la physique des hautes énergies. Le domaine γ de haute énergie est en effet à part dans la nébuleuse de l'astronomie observationelle. Les flux de photons très faibles, l'instrumentation lourde, l'impossibilité de focaliser, peuvent en témoigner. Le lien avec les techniques de la physique des hautes énergies se fait naturellement. Réciproquement, si les techniques de physique des particules ont toute leur place ici, le fait d'avoir un instrument embarqué modifie considérablement le travail sur faisceaux. Les contraintes en terme de bruit, de consommation, de calibration etc. sont en effet très différentes. C'est dans cet esprit que j'ai jeté les bases de la reconstruction du calorimètre (estimation d'énergie et de position). Correction des pertes dans la matière passive à basse énergie, correction des fuites longitudinales et latérales à haute énergie, biais de mesure de position sont présentés en détail. Le lecteur voudra bien garder à l'esprit que la plupart des performances données sont indicatives et qu'elles sont sujettes à évolution.

[1]Dans toute la suite nous ometterons de préciser le domaine d'énergie, nous entendrons donc par astronomie γ , le domaine d'énergie allant de quelques dizaines de MeV à quelques centaines de GeV, correspondant aux détecteurs à effet de paire. L'astronomie γ de basse énergie de 100 keV à 30 MeV fondée sur les effets photo-électriques et Compton, ainsi que l'astronomie Tcherenkov au sol ne sont pas étudiées ici.

L'utilisation des ondelettes pour détecter des sources ou filtrer des images astronomiques date d'une dizaine d'années environ, mais la plupart des méthodes actuelles ne permettent pas de gérer à la fois le fond diffus et structuré caractéristique de l'astronomie γ et l'isotropie de la dispersion angulaire (notée PSF pour *Point Spread Function*). Un traitement statistique plus complet de la transformée a été mis au point, avec l'aide de l'équipe du laboratoire de physique mathématique de Louvain-la-Neuve. Les capacités de l'analyse en ondelettes ont été testées sur les données d'EGRET pour la recherche de sources ponctuelles et son application à GLAST est discutée.

Je propose, d'autre part, d'utiliser GLAST pour observer les électrons cosmiques de très haute énergie. Très peu de mesures existent en effet à ce jour, et l'apport de GLAST en la matière peut être significatif. Je détaillerai les motivations d'une telle mesure et la capacité de GLAST à opérer au-delà de son domaine de fonctionnement prévu et enfin je discuterai des diverses implications d'une telle mesure.

Cette thèse est divisée en quatre parties. La première consiste essentiellement en une présentation rapide des objets de l'astronomie γ et en particulier du lien étroit avec l'accélération des particules chargées et les rayons cosmiques (chapitre 1). Le mode d'observation et les contraintes en orbite constituent le sujet du chapitre suivant, il s'accompagne d'une description générale des instruments EGRET et GLAST. La seconde partie s'intéresse à la calorimétrie pour GLAST. D'une présentation générale des gerbes électromagnétiques et des phénomènes physiques sous-jacents (chapitre 3), on passera à la présentation du calorimètre de GLAST et des diverses optimisations de ses performances de bas niveau (chapitre 4). On discutera aussi de sa calibration et de l'incidence de celle-ci sur la mesure de l'énergie. Le chapitre 5 est entièrement consacré aux méthodes de reconstruction qui ont été mises au point ainsi qu'aux performances associées. Quittant la détection du photon individuel, nous nous pencherons dans la troisième partie aux méthodes de détection de sources, en nous appuyant en particulier sur les données d'EGRET. Le chapitre 6 est consacré aux méthodes classiques de maximum de vraisemblance. L'analyse en ondelettes et son utilisation en astronomie γ est discutée dans le chapitre 7 ; une méthode tenant compte de ses spécificités y est présentée. Enfin, la quatrième partie nous fera faire le chemin inverse : des γ aux cosmiques. On montrera en effet au chapitre 8 comment GLAST peut être utilisé comme télescope à électrons. Nous détaillerons les mécanismes de diffusion et d'accélération de ceux-ci afin de montrer les enjeux d'une telle mesure. Les modèles proposés actuellement ne tiennent pas compte des pertes d'énergie au sein même du reste de supernova ni du temps à partir duquel les cosmiques peuvent s'échapper dans le mileu interstellaire. Nous essaierons de voir en quoi cela modifie l'image traditionnelle des sources d'électrons.

Première partie

L'astronomie gamma spatiale

Chapitre

1

Généralités diverses

1.1 Accélération de particules chargées et production de γ

L'émission de rayons γ est en général la signature de la présence ou de l'accélération de particules chargées aux hautes énergies. L'astronomie gamma est donc intimement liée à la connaissance des processus d'accélération ainsi qu'à la physique des rayons cosmiques. Comprendre l'origine des γ c'est, en général, comprendre comment sont accélérées des particules chargées et comment elles interagissent avec leur environnement pour produire des photons. La plupart de ces processus sont connus et nous les rappellerons dans leurs grandes lignes.

1.1.1 Processus d'accélération

Les particules chargées de hautes énergies à l'origine du rayonnement γ sont produites dans diverses conditions :

- le plus fréquemment, c'est par l'accélération de particules thermiques ou non au niveau d'un choc. Ce processus est détaillé ci-dessous.
- par création et accélération de particules au sein de champs électromagnétiques très élevés. Ainsi, au voisinage d'une étoile à neutron, le champ magnétique atteint des valeurs très élevées (de l'ordre de 10^{12}G). Des charges crées à la surface de l'étoile seront donc accélérées naturellement jusqu'à des énergies très élevées. C'est ainsi que l'on explique l'émission des pulsars.
- la désintégration de particules exotiques peut aussi expliquer la présence de particules de haute énergie.

1.1.2 Accélération par un choc

L'accélération de particules chargées est donc en général due à la propagation d'un choc dans le milieu ambiant. L'idée a été introduite par Fermi en 1949 et le processus associé porte son nom. Nous détaillerons deux mécanismes de Fermi du premier et du second ordre et nous verrons comment cela se traduit en terme de spectre de cosmiques.

Principe général

On fait un certain nombre d'hypothèses générales afin d'appliquer l'accélération par processus de Fermi.

- La distribution des particules s'isotropise dans chacun des milieux
- la diffusion se fait sur les fluctuations du champ magnétique δB, donc sans collision de particules
- l'origine des fluctuations est liée aux cosmiques eux-mêmes par génération d'ondes d'Alfvén, ou à la turbulence.

Processus de Fermi du second ordre

A l'origine, il s'agissait de décrire l'accélération de particules sur les irrégularités du champ magnétique galactique ou sur des nuages isolés. On note V la vitesse du nuage.

Dans le référentiel du nuage, l'énergie de la particule relativiste est :

$$E_1 = \Gamma E(1 + \beta \cos\theta) \quad \text{avec } \Gamma = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad \text{et } \beta = \frac{V}{c}$$

Lors du choc, l'énergie est conservée et l'impulsion est inversée le long de la direction du choc. On en déduit que dans le référentiel de l'observateur :

$$E_2 = \Gamma(E_1 + \beta \mathbf{p}.\mathbf{Vc})$$

En linéarisant au second ordre en β, on en déduit que :

$$\frac{\Delta E}{E} = \left(\frac{2V\nu\cos\theta}{c^2} + 2\left(\frac{V}{c}\right)^2\right)$$

On déduit le gain d'énergie en moyennant sur l'ensemble des directions d'arrivée, la probabilité de collision étant proportionnelle à $1 + V/\nu\cos\theta$. Pour des particules se déplaçant à $\nu = c$, la probabilité se simplifie :

$$< \frac{\Delta E}{E} >= \frac{8}{3}\left(\frac{V}{c}\right)^2 \tag{1.1}$$

L'énergie fluctue donc au gré des interactions avec des nuages comme V/c, mais le gain d'énergie systématique ne se fait, lui, qu'en $(V/c)^2$. Le processus est donc relativement peu efficace, c'est pourquoi on en a imaginé un second.

Chocs

C'est donc au niveau des chocs que l'on doit trouver l'accélération des particules. Il est donc utile de rappeler certaines propriétés de bases des chocs. Si on peut négliger le champ magnétique, les pertes radiatives et le flux de chaleur, on a trois lois de conservation au niveau du choc :

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \tag{1.2}$$

$$P_1 + \rho_1 v_1^2 = P_2 + \rho_2 v_2^2 \tag{1.3}$$

$$w_1 + \frac{1}{2} v_1^2 = w_2 + \frac{1}{2} v_2^2 \tag{1.4}$$

où $w = (u + P)/\rho$ est l'enthalpie. Ces trois lois représentent respectivement les conservations du flux de matière, de quantité de mouvement et d'énergie.

Dans le cas d'un choc fort, on définit r, rapport de compression $r = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$ où γ est le rapport des chaleurs spécifiques du gaz ; dans le cas d'un gaz ionisé non relativiste $\gamma = 5/3$[1]et $r = 4$. Que l'on se place dans le référentiel du milieu amont ou du milieu aval, l'autre milieu s'approche à la vitesse $(1-1/r)V = 3/4V$, V étant la vitesse du choc. L'autre point clé tient à l'isotropisation des particules dans chacun des référentiels. En effet, à chaque traversée du choc elles vont donc pénétrer dans un milieu de vitesse $3V/4$, et donc leur énergie croît à *chaque* traversée.

Processus de Fermi du premier ordre

L'idée d'un processus du premier ordre en V/c a été introduite par Bell [14] à la fin des années 70. L'idée consiste à remplacer le nuage isolé par un choc plan que les particules traversent à plusieurs reprises. Les particules dans le milieu amont ou aval diffusent sur le champ magnétique turbulent et y acquièrent une direction aléatoire. Chaque traversée du choc se traduit par un gain d'énergie indépendamment de la direction. En effet, dans le référentiel de la particule, le changement se fait toujours d'un milieu plus lent à un milieu plus rapide. Pour une vitesse en amont u_0 et u_1 en aval, le gain d'énergie par traversée s'écrit :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{u_0 - u_1}{c} \cos\theta$$

En moyennant sur θ en tenant compte de l'isotropie dans les milieux amont et aval, on obtient :

$$< \frac{\Delta E}{E} >= \frac{4}{3}\left(\frac{V}{c}\right) \tag{1.5}$$

Ce processus permet donc d'expliquer l'accélération de particules de manière efficace par les chocs, en particulier ceux des restes de supernovae.

[1]Dans le cas relativiste ou pour des cosmiques $\gamma = 4/3$.

Chocs et supernovae

Les explosions de supernovae sont à compter parmi les phénomènes les plus violents. Elles se produisent lors de l'effondrement gravitationnel du coeur d'une étoile massive (supernovae de type II), ou lorsque l'accrétion de matière sur une naine blanche devient trop importante (supernovae type Ia).

Lors de l'explosion, la matière extérieure est éjectée à grande vitesse dans le milieu interstellaire, il se forme alors un choc à la frontière du reste de supernova et du milieu interstellaire (ou milieu amont). La matière interstellaire est balayée et chauffée par le choc. C'est cette matière balayée qui fournit les particules énergétiques qui vont être accélérées.

La vitesse d'expansion de SNR varie au cours du temps, de même que le nombre de particules énergétiques injectées dans l'accélérateur ainsi que l'efficacité de ce dernier. On distingue en général trois phases d'évolution d'un reste de supernova :

– la phase d'expansion libre, dominée par l'énergie des ejecta, au cours de laquelle l'onde de choc se propage sans entrave dans le milieu interstellaire
– la phase d'expansion adiabatique dite phase de Sedov qui débute lorsque la masse de matière balayée et égale à la masse de l'ejecta entre 100 quelques milliers d'années après l'explosion. Au cours des quelques 10000 ans que dure cette phase, le choc ralentit à cause du transfert d'énergie vers la matière balayée.
– la phase radiative qui s'établit lorsque les pertes par transfert radiatif dépassent les pertes d'énergie cinétique. On parle alors de "chasse neige", d'abord poussé par la pression interne du reste puis mu par la simple conservation de la quantité de mouvement jusqu'à dissipation dans le milieu interstellaire

On reviendra au chapitre 8 sur l'évolution d'un reste de supernova et nous verrons la forme ainsi que l'évolution du spectre de cosmiques en son sein.

1.1.3 Le spectre des cosmiques

Les cosmiques parvenant jusqu'à la Terre sont majoritairement des noyaux (98%), seulement 2% sont des électrons. Parmi les noyaux, on compte 87% d'hydrogène, 12% d'hélium et 1% de noyaux plus lourds. Au delà de quelques GeV/n, l'effet de la modulation solaire devient négligeable et le spectre mesuré des cosmiques est une loi de puissance d'indice 2.71 pour les protons et 2.67 pour les noyaux plus lourds. Aux énergies plus élevées, autour de $3.10^{15}eV$, la pente croît ; il s'agit du genou. L'explication de cette cassure spectrale reste encore un mystère aujourd'hui, aucune des diverses hypothèses proposées n'ayant été confirmée.

Il est courant d'identifier les particules accélérées par les supernovae à l'ensemble des rayons cosmiques au moins jusqu'au genou, les modèles actuels de diffusion et accélération (DSA) étant incapables de prédire une émission au-delà de 10^{14} - 10^{15}eV (voir par exemple [15]). Cette identification se fait par des considérations énergétiques :

l'énergie des cosmiques représente une fraction importante de l'énergie cinétique transmise au milieu interstellaire par les supernovae. Pour expliquer la composante de plus haute énergie, il est nécessaire de faire appel à un autre type d'accélérateur. Mais alors il est nécessaire d'avoir une double coïncidence, en énergie de cassure et en flux des deux spectres pour expliquer la cassure spectrale observée.

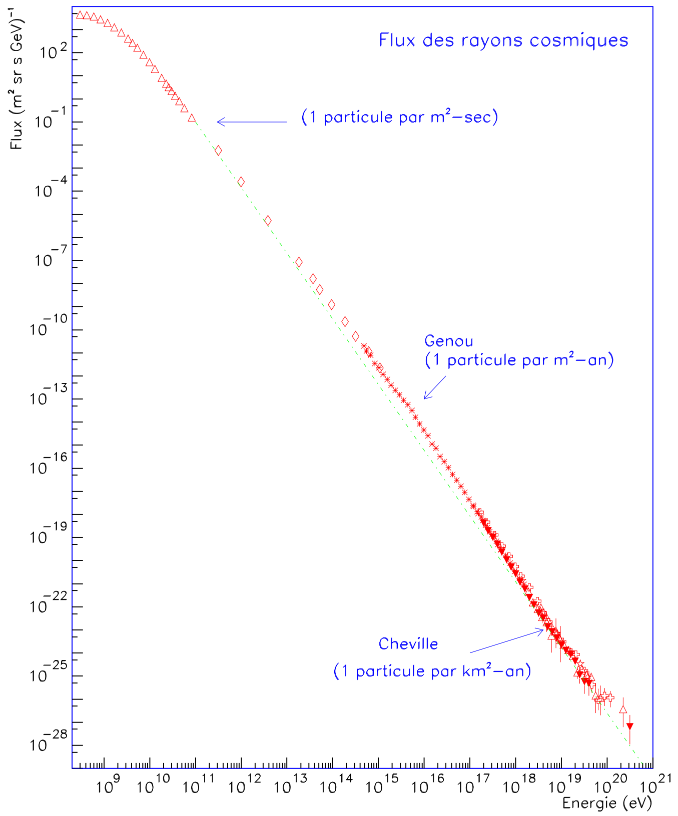


Fig. 1.1 : *Spectre des rayons cosmiques observé au voisinage de la Terre.*

électrons

Le flux des électrons détectés au voisinage de la Terre est plus de 2 ordres de grandeur en dessous de celui des protons à 10 GeV. Il est aussi plus mou à cause des pertes radiatives synchrotron et inverse Compton qu'ils subissent. Pour des électrons d'énergie supérieure à 10 GeV, on peut le décrire par [77] :

$$N(E) = 700 \left(\frac{E}{\mathrm{GeV}}\right)^{-3.3} \mathrm{m}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}\mathrm{GeV}^{-1} \tag{1.6}$$

On parvient à obtenir une estimation du flux à plus basse énergie (autour du GeV) par une estimation via l'émission radio galactique.

Le spectre est assez mal connu au-delà de quelques centaines de GeV, et l'on ne dispose d'aucune mesure au-delà de 2 TeV. Le chapitre 8 aborde plus en détail l'observation des électrons ainsi que leur importance en particulier à l'aune de GLAST.

A priori, ce sont essentiellement des primaires issus de l'accélération dans les restes de supernovae. En effet, seul 1% du flux est constitué par des positrons qui sont vraisemblement des secondaires produits par l'interaction des cosmiques avec le milieu interstellaire. Notons qu'ils pourraient être aussi produits par des sources à base de création de paire comme les pulsars [3].

1.1.4 Production de gammas

Les particules chargées de haute énergie interagissent avec le milieu et le champ dans lesquels elles sont plongées et produisent, entre autre, des rayons γ . Nous détaillons ci-dessous les divers mode d'interactions et de production de γ .

collisions hadroniques

La collision inélastique d'un noyau ou d'un proton avec un atome du milieu interstellaire produit de nombreuses particules instables telles que pions et kaons. Parmi elles, les pions neutres se désintègrent en deux γ :

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \tag{1.7}$$

alors que les pions chargés se désintègrent en $\mu^{\pm}$ et neutrinos.

La réaction $p-p$ a un seuil de 280 MeV environ. Elle produit un nombre croissant de pions avec l'énergie, la multiplicité étant de l'ordre de $(E/1GeV)^{0.25}$.

Le spectre des photons γ issus des collisions inélastiques des protons avec le milieu interstellaire présente donc un maximum au niveau de la moitié de l'énergie de masse du pion neutre, soit en $E_\gamma = m_{\pi^0}/2 \approx 72,5MeV$. C'est pourquoi l'on attend dans les spectres γ liés à l'interaction de protons et de noyaux avec de la matière interstellaire, une bosse très large centrée sur E_γ. Cette bosse peut être un moyen de mettre en évidence la contribution hadronique du rayonnement.

Rayonnement synchrotron

Le rayonnement synchrotron est émis principalement par les électrons ou positrons de haute énergie dans un champ magnétique. Les photons sont émis par un électron d'énergie E_e, dont la vitesse fait un angle α avec le champ B, au voisinage de l'énergie critique :

$$E_{crit} = 3\mu_B(\frac{E_e}{m_e c^2})^2 B \sin\alpha = 0.67eV(\frac{E_e}{1TeV})^2(\frac{B}{1nT})\sin\alpha \quad (1.8)$$

où μ_B est le magnéton de Bohr, m_e la masse de l'électron et c la vitesse de la lumière. Ainsi avec $E_e \approx 1PeV$ et $B \approx 10nT$ (cas de la nébuleuse du crabe), l'énergie critique est de l'ordre du MeV.

La puissance moyenne rayonnée par électron (distribués de manière isotrope) dans le champ magnétique B s'écrit :

$$P_{sync} = -\frac{4}{3}\sigma_T c\beta^2\Gamma^2 U_B$$

où $U_B = \frac{B^2}{2\mu_0}$ est la densité volumique d'énergie dans le champ magnétique.

Pour un spectre d'électrons suivant une loi de puissance en $E^{-\alpha}$, alors on peut montrer que le spectre de photons produits par rayonnement synchrotron suit une loi de puissance d'indice $\beta = \frac{\alpha+1}{2}$ [100].

Effet Compton inverse

Un électron ou un positron de haute énergie peut transférer une grande partie de son énergie à un photon mou du rayonnement ambiant et le propulser dans le domaine γ. Le transfert est maximal si les impulsions de l'électron et du photon initiaux sont colinéaires et de sens opposés, alors :

$$E_\gamma^{max} = \frac{4E_e^2 E_{phot}}{4E_e E_{phot} + (m_e c^2)^2}$$

où E_e et E_{phot} sont les énergies initiales de l'électron et du photon. Un électron de 1 TeV peut donc tranférer la quasi-totalité de son énergie à un rayon X mou ($E_{phot} \approx 100eV$). Quand l'énergie transférée au photon est faible ($x = h\nu/mc^2$), la section efficace de l'effet Compton tend vers la section efficace de diffusion Thompson :

$$\sigma_T = \frac{8}{3}\pi r_e^2 = 0.66barns \quad (1.9)$$

Au contraire, pour les grands transferts d'énergie ($x >> 1$), la section efficace décroît :

$$\sigma_{KN} = \frac{3}{8}\sigma_T\frac{1}{x}\left(\frac{1}{2} + \ln 2x\right) \quad (1.10)$$

On parle alors de régime Klein-Nishina.

Dans le cas de la diffusion inverse Compton isotrope, c'est-à-dire en moyennant sur toutes les directions , Blumenthal & Gould [26] obtiennent la formulation suivante :

$$\begin{cases} \sigma_{IC}(E_1, E_2, \Gamma) = \frac{3}{4}\sigma_T\frac{1+X-2X^2+2X\ln X}{\Gamma^2 E_1} \\ \text{avec } X = \frac{E_2}{4\Gamma^2 E_1} \end{cases} \quad (1.11)$$

Dans la limite Thompson et pour une distribution isotrope de photons cibles, la puissance rayonnée par électron s'écrit :

$$P_{IC} = -\frac{4}{3}\sigma_T c \beta^2 \Gamma^2 U_{ph}$$

où U_{ph} est la densité volumique d'énergie sous forme de rayonnement.

Tout comme pour le rayonnement synchrotron, un spectre d'électrons suivant une loi de puissance en $E^{-\alpha}$ produit un spectre de photons par inverse Compton suivant une loi de puissance d'indice $\beta = \frac{\alpha+1}{2}$.

Bremsstrahlung

Les particules chargées interagissent avec le champ électrique des noyaux du milieu interstellaire et produisent des photons. Ce mode est efficace vers les parties basses du spectre et ne nous concernera peu. Néanmoins, le chapitre 3 détaille ce type d'interaction, puisqu'il est à l'origine du phénomène de gerbes électromagnétiques.

Cascades électromagnétiques

Lorsque des γ sont produits à des énergies E_1 très élevées, ils peuvent interagir avec des photons d'énergie E_2 et créer une paire électron positron quand :

$$E_1 E_2 > m_e^2$$

Les spectres de certaines sources peuvent donc être modifiés à cause de l'interaction des γ avec un champ électromagnétique très intense et produire une paire électron-positon qui à son tour va rayonner et produire une cascade d'électrons et de γ . C'est le cas en particulier pour les pulsars ou dans certains modèles d'émission de noyaux actifs de galaxies.

1.2 Le ciel γ de haute énergie

Le télescope EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) a été lancé en 1991 avec l'observatoire Compton-GRO (pour Gamma-Ray Observatory). Il a observé pendant presque 9 ans le ciel de 30 MeV à environ 10 GeV. Nous reviendrons plus en détail sur son fonctionnement dans le chapitre 2 et en particulier section 2.3. Il a fourni un large catalogue de sources [61].

Le ciel vu par EGRET compte environ 270 sources parmi lesquelles on dénombre une soixantaine de noyaux actifs de galaxies, 7 pulsars, le grand nuage de Magellan, le soleil, ainsi que 170 sources non-identifiées. Parmi celles-ci quelques unes pourraient être associées à des restes de supernovae. Nous allons passer en revue ces différents types de sources γ connues ou supposées. Nous présenterons deux types d'émission particuliers, les fonds galactique et extragalactique.

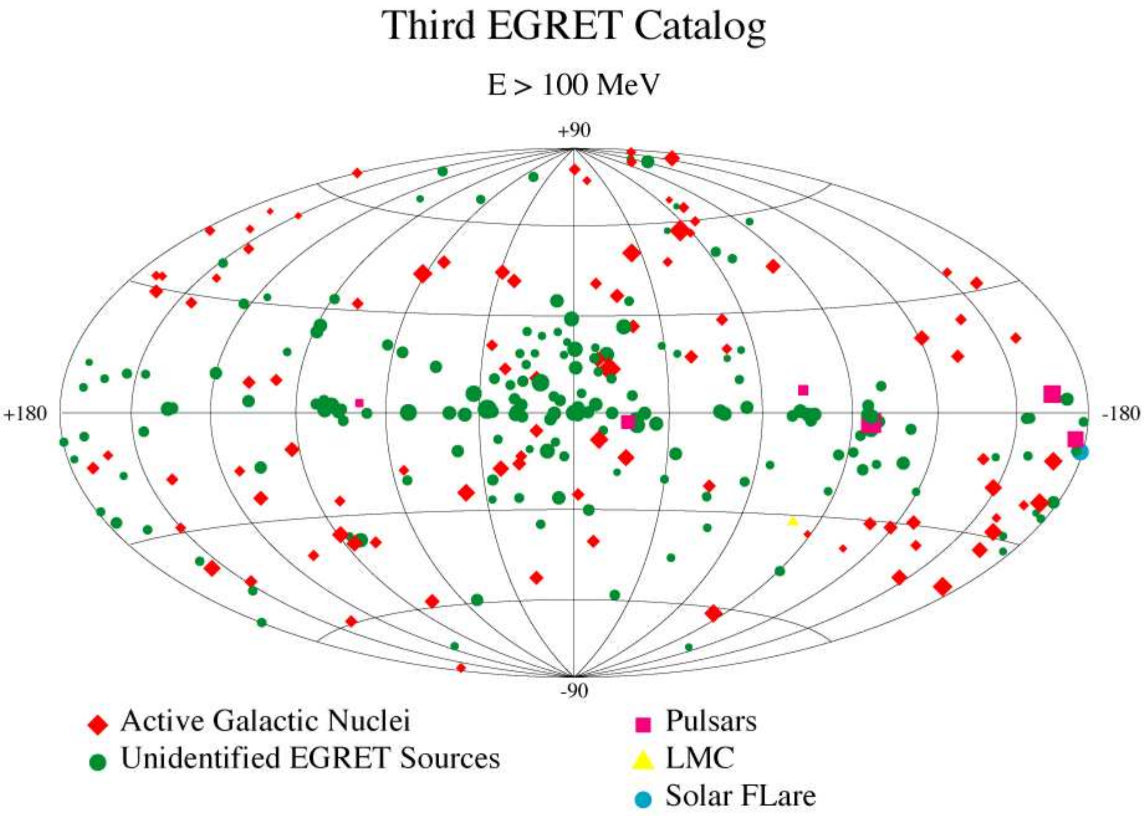


Fig. 1.2 : *Le troisième catalogue d'EGRET*

1.2.1 Pulsars

Les étoiles les plus massives lorsqu'elles explosent voient leur coeur s'effondrer en une étoile à neutron lorsque leur masse dépasse la limite de Chandrasekhar ($1.44 M_{\odot}$). La pression de dégénerescence du gaz de Fermi de neutron la maintient en équilibre. L'objet ainsi formé a une rayon de l'ordre de 10^4m et la conservation du moment cinétique induit une accélération de la fréquence de rotation qui peut atteindre le kHz. Enfin, la conservation du flux magnétique $\propto Br^2$, est a l'origine des champs très élevés qui reignent à leur surface (de l'ordre de 10^{12}G). L'effondrement gravitationnel d'une étoile massive doit donc conduire à une étoile à neutron fortement magnétisée en rotation rapide, l'énergie totale contenue dans le pulsar étant de l'ordre de $10^{51} ergs$.

Les pulsars sont des sites efficaces d'accélération de particules chargées. Goldreich et Julian [52] proposèrent un mécanisme à l'origine de l'émission γ des pulsars. Depuis d'autres modèles ont vu le jour, mais une incertitude forte demeure quant au lieu d'accélération des particules dans la magnétosphère. Les mesures au-delà de 10 GeV devrait permettre de les lever.

EGRET compte 7 détections de pulsars γ : Vela, le Crabe, Geminga qui n'émet pas en radio, B1509-58, B1951+32, B1706-44 et B1055-52. Un certain nombre de candidats restent à confirmer, voir [104].

1.2.2 Noyaux actifs de galaxies

Quelques pourcents de l'ensemble des galaxies sont dites actives ; parmi celles-ci, certaines (environ 5%) présentent une forte activité radio associéee à l'émission de jets de plasma relativistes sur de très grandes distances (typiquement quelques méga-parsecs). Selon l'orientation du jet par rapport à l'observateur, la variabilité, la luminosité, le spectre seront différents, c'est pourquoi il existe tant de classifications des noyaux actifs de galaxies. Celle qui nous intéresse ici est la classe des blazars pour lesquel le jet est directement dirigé vers nous. La collimation engendrée par le mouvement du milieu émetteur dans le jet amplifie la luminosité, ce qui introduit notamment une très forte variabilité ; de plus, le facteur de Lorentz du jet permet d'atteindre des énergies très élevées. Ce sont 67 de ces blazars qui ont été détectés par EGRET [61].

1.2.3 Sursauts γ

Les sursauts γ ont été découverts par les satellites Vela conçus, à l'origine, pour observer les émissions liées aux explosions atomiques dans l'atmosphère. Ils sont, depuis, l'objet d'une constante attention. Le détecteur BATSE à bord de CGRO en a observés plus de 2500, soit près de 1 par jour. La détection par des télescopes X (en particulier BeppoSAX) a permis de découvrir leur contrepartie optique et donc leur décalage vers le rouge. Quelques uns de ces sursauts ont été observés par EGRET, malgré son temps mort élevé. GRB940217 a ainsi été observé à 18 GeV [67]. Au TeV, GRB970417 semble avoir été vu par MILAGRITO [5]. L'observation d'un plus grand nombre de ces événements par GLAST, qui possède un temps mort bien plus faible, permettra de connaître leur comportement à haute énergie. La présence de cassures dans le spectre peut permettre de diagnostiquer des phénomènes d'absorption interne des photons, d'évaluer les facteurs de Lorentz. Pour plus de détails, le lecteur est invité à se rapporter à la revue de M. Baring [9]

1.2.4 Restes de supernovae

Comme on l'a vu, les restes de supernovae sont des sites efficaces d'accélération de rayons cosmiques (mais pas forcément *des* rayons cosmiques). La présence d'électrons de haute énergie n'est plus à démontrer, les observations radio et X du rayonnement d'un grand nombre de restes l'attestant formellement. Cependant, la mise en évidence de la présence de protons énergétiques reste encore à faire[2].

En effet, c'est notamment autour du GeV que l'on attend l'émission γ issue des pions produits dans les SNR. Or, à ce jour il n'existe pas d'identification certaine de sources EGRET avec des restes de supernovae connus. Esposito et al. [50] relèvent un certain nombre de coïncidences notables détaillées dans le tableau 1.2.4. On y indique le nom d'un reste connu, avec le flux et la source EGRET associée ainsi que le facteur "d'augmentation de cosmiques" (rapport du flux observé au flux attendu pour une densité de cosmique égale à celle observée sur Terre).

Nom du reste	Flux à 100 MeV	Source EGRET associée	facteur cosmiques
W28	55.9 ± 6.6	3EG J1800-2338	254
W44	50.0 ± 8.0	3EG J1856+0114	81
γ Cygni	126.5 ± 6.9	3EG J2020+4017	195
IC 443	50 ± 3.9	3EG J0617+2238	96

Tab. 1.1 : *Quelques candidats à l'identification comme restes de supernovae*

Des études générales de recherche de corrélations entre des sources non-identifiées et des restes de supernovae ont été menées. Les travaux de l'équipe de G. Romero ont notamment permis à partir de catalogues très récents de SNR de mettre en évidence un certain nombre de coïncidences, parmi lesquelles celle d'un reste dans la région du capricorne avec 3 sources EGRET [36]. Nous reviendrons sur cet exemple dans un chapitre ultérieur.

Plusieurs restes de supernovae ont été observés au TeV, SN1006, G347 (à l'origine de bien des polémiques) par CANGAROO II et Cas A par HEGRA. La diminution des seuils à 100 GeV et la plus grande sensibilité de HESS devraient permettre d'enrichir considérablement nos connaissances dans un futur très proche.

1.2.5 Sources non-identifiées

Comme on l'a vu, la majorité des sources EGRET n'a pas encore de contrepartie connue. Bien entendu, un grand nombre d'hypothèses ont été faites quant à leur nature et à leur distribution spatiale. De nombreuses études ont été faites pour trouver une corrélation entre un type d'objet donné et les sources non-identifiées d'EGRET.

Des études récentes [55], cherchant à déterminer quels modèles de répartition spatiale sont les plus compatibles avec les sources observées, montrent qu'elles se répartissent en deux populations :

[2]N'en déplaise à Enomoto et al. [48] les données actuelles au TeV sur G347 ne sont pas du tout en accord avec une émission γ d'origine hadronique. De nombreuses voix se sont élevées contre cette annonce qui omet un grand nombres de données remettant en cause le résultat. On pourra se reporter notemment à Reimer & Pohl [95] ou Butt et al. [28].

- dans la ceinture de Gould [88], struture locale (200pc) en expansion, dans laquelle la densité d'étoiles massives jeunes de type OB est importante, et donc où le taux de supernovae doit être plus élevé. La contribution des pulsars γ non-détectés, a été évaluée [89], mais ne permet de rendre compte que de la moitié des sources. L'autre moitié pouvant être liée aux pulsars du plan ayant dérivé jusqu'à des latitudes élevées.
- un composante isotrope.

La figure 1.3 montre la distribution spatiale des sources non-identifiées superposée à la densité de sources attendue pour le modèle le plus probable (ceinture de Gould + composante isotrope).

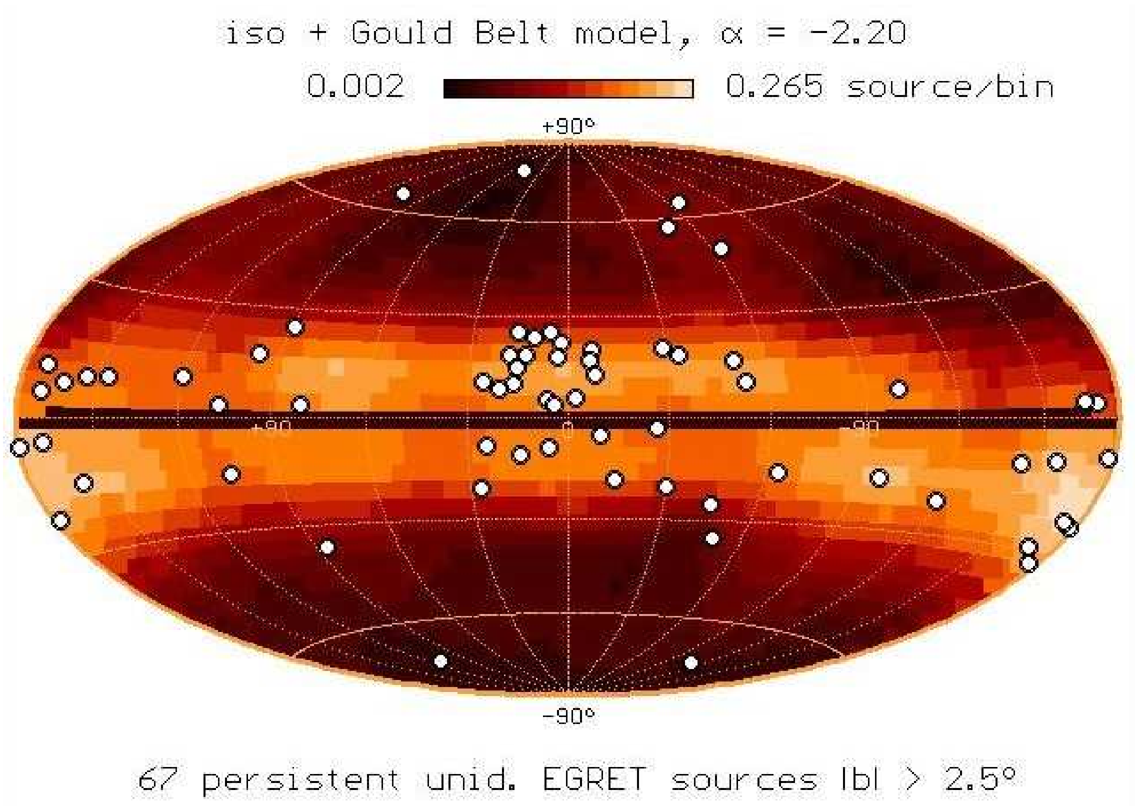


Fig. 1.3 : *Distribution des sources non-identifiées persistantes. Le modèle le plus probable est la superposition de la ceinture de Gould et d'une distribution isotrope.*

D'autres options ont été envisagées parmi lesquelles on peut noter :

- l'émission des étoiles massives de type OB [99] due au vent de particules très énergétiques qu'elles émettent. Un certain nombre de coïncidences ont ainsi été relevées qui ne semblent pas être dues à une association fortuite.
- l'émission γ des amas de galaxies est également un candidat pour les sources haute latitude. Colafrancesco propose un certain nombre de coïncidences entre

des sources non-identifiées et des amas avec une probabilité associée faible [35]. De même, Totani & Kitayama [121] envisagent la possibilité que certaines sources soient dues à des amas en collision. Néanmoins, O. Reimer a cherché à mesurer l'émission individuelle d'amas sélectionnés par leur émission X et n'a pas détecté de signal [96].

GLAST sera capable d'améliorer très significativement la précision de pointé sur ces sources et à n'en pas douter elles seront identifiées rapidement après sa mise en service[3].

1.2.6 Fond diffus galactique

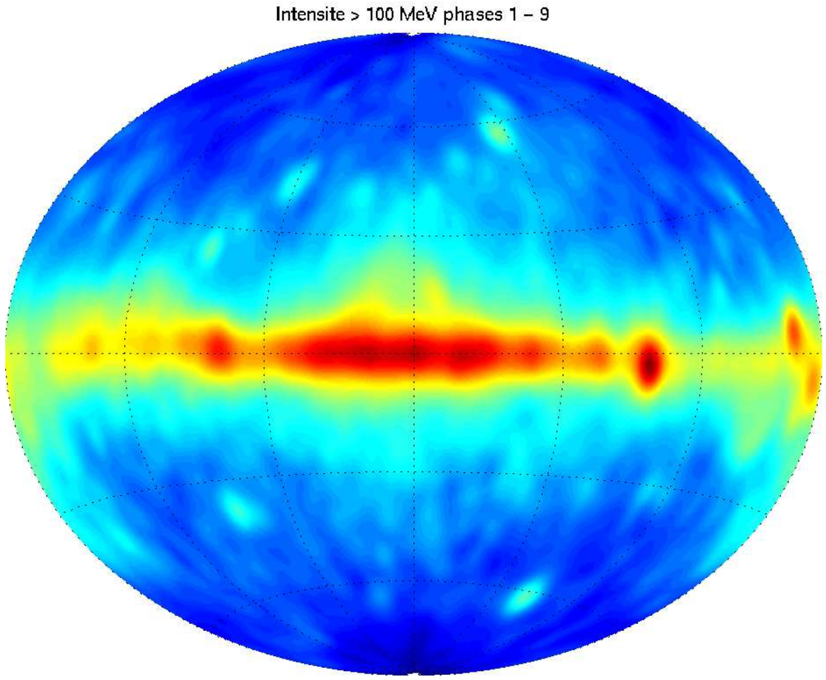


Fig. 1.4 : *Intensité vue par EGRET au-delà de 100 MeV pendant les phases 1 à 9*

La plus forte source de rayonnement γ est notre galaxie, comme le montre la figure 1.4. Elle représente à elle seule près de 90 % des photons vus par EGRET. Ce fond diffus galactique s'explique par l'interaction des rayons cosmiques avec le milieu et le champ magnétique interstellaires. La connaissance des densités de colonne de l'hydrogène neutre et de l'hydrogène moléculaire[4] nous permet de modéliser cette émission. Pour plus de détails sur ce modèle, on se reportera au chapitre 6. Le fond observé par EGRET a été détaillé et commenté de manière exhaustive par Hunter et al. [66].

[3] On rappelle que GLAST sera capable de détecter la quasi totalité des sources EGRET en une journée !

[4] C'est la densité de CO qui est utilisée comme traceur pour le H_2

Une caractéristique inattendue de l'émission diffuse réside dans l'excès observé au GeV par rapport aux modèles classiques. Il ne semble pas devoir être imputé à un défaut de l'instrument mais plutôt à notre méconnaissance du spectre et de la densité des rayons cosmiques galactiques. En effet, la zone centrale de la galaxie est très peu exposée à la contamination par les photons d'albédo (voir chapitre suivant) ou par des incidences élevées sur l'axe du télescope. D'autre part, une mauvaise calibration de la sensibilité du télescope dans ce domaine d'énergie se traduirait par un effet systématique sur la plupart des sources ponctuelles, effet qui n'a pas été observé.

Certains voient l'origine de cet excès dans une population de sources ponctuelles non-résolues par EGRET mais dont la contribution au fond serait importante. Berezhko & Völk [18] invoquent les restes de supernovae comme candidats, mais ceux-ci ne peuvent pas contribuer à plus de 10% de l'effet. De même, Pohl et al. [92] montrent que la densité de pulsars n'est pas suffisante pour expliquer l'excès (ils ne représenteraient que 6 à 10% du flux). Mais l'explication la plus séduisante vient probablement de l'idée que la densité et le spectre des cosmiques que l'on observe à proximité de la Terre n'ont rien de général. Aussi, le modèle de fond bâti sur les spectres locaux est-il mis en défaut si ceux-ci ne sont pas pertinents à l'échelle de la galaxie. Pohl & Esposito [91] parviennent à reproduire l'effet en utilisant une population de restes de supernovae produisant un spectre d'électrons dur (dont l'indice spectral varie de 1.8 à 2.2), ces derniers générant des γ du GeV par inverse Compton. De la même manière, Büshing [8] utilise une population similaire pour expliquer l'excès mais uniquement grâce aux protons accélérés[5]. D'autre part, les modèles développés par Strong [112] montrent que l'inverse Compton des électrons du halo sur les photons du champ de radiation interstellaire (fond microonde et infrarouge) permet de reproduire l'excès sans contredire les mesures locales. Nous reviendrons sur ce point et sur la production et la propagation des électrons dans le milieu interstellaire au chapitre 8.

1.2.7 Fond diffus extragalactique

SAS-2 et COS-B, les précurseurs de l'astronomie γ embarquée, ont mis en évidence une émission isotrope au-delà de 100 MeV. A leur suite, EGRET a pu affiner les mesures du fond diffus extragalactique. En comparant l'émission de 36 régions indépendantes du ciel, Sreekumar et al. [108] obtiennent une intensité intégrale de $(1.47 \pm 0.05).10^{-5}$ $photons cm^2.s^{-1}.sr^{-1}$. Son spectre est une loi de puissance continue de 100 MeV à près de 100 GeV d'indice spectral 2.10 ± 0.03. La distribution est compatible avec une distribution isotrope (en excluant des 36 régions indépendantes du ciel celles se trouvant à moins de 60 du centre galactique). D'autre part, les études menées par T. Willis [127] sur des anisotropies de petite échelle ne permettent pas de rejeter l'hypothèse d'une

[5]Remarquons que dans ces deux cas, c'est la fluctuation de l'indice et en particulier la présence de sources très dures qui permet d'expliquer l'excès

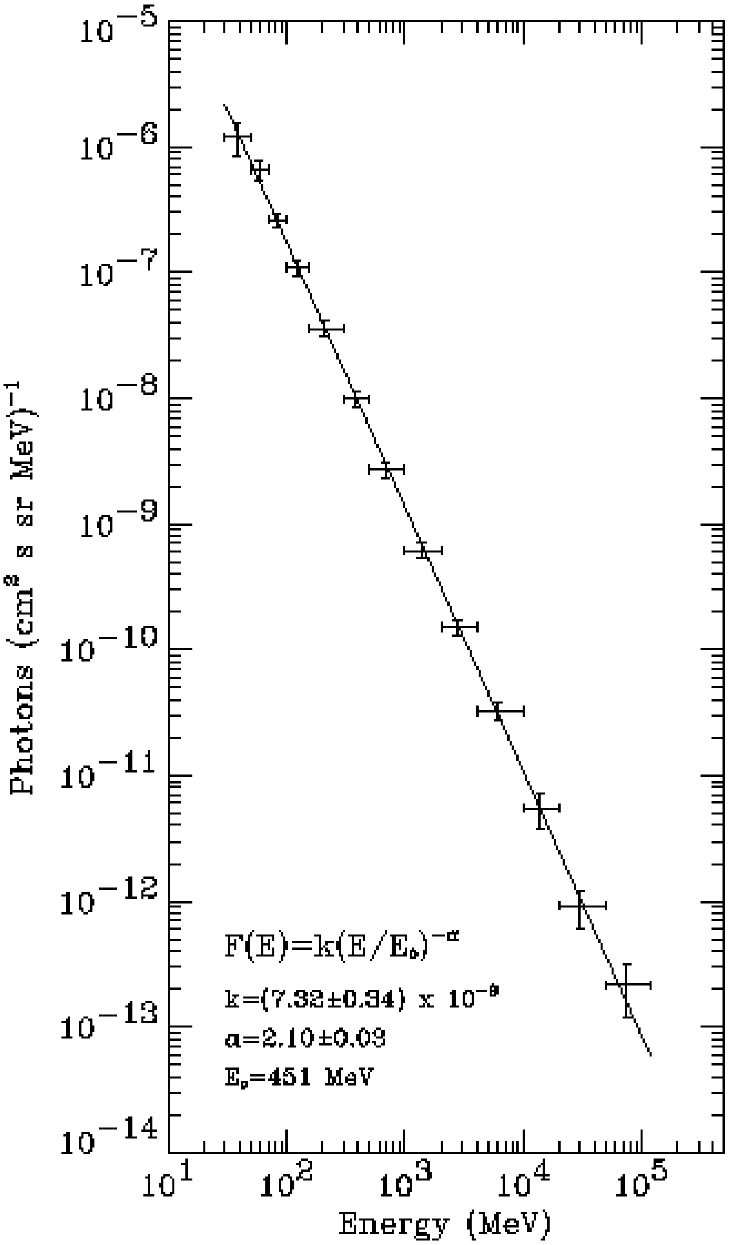


Fig. 1.5 : *Fond extragalactique γ mesuré par EGRET. Figure tirée de Sreekumar et al. [108]*

composante purement isotrope.

En pratique, il est très vraisemblable que ce fond trouve son origine dans diverses classes d'objets extragalactiques dont les blazars pourraient représenter une fraction importante. Dans cette optique, une mesure plus précise afin de distinguer un grand nombre de ces sources et à plus haute énergie du fond extragalactique afin d'observer la cassure liée à l'absorption des γ par le fond infrarouge, est de grande importance. En effet, les γ peuvent créer des paires en interagissant avec le champ de radiation ambiant pour peu que l'énergie dans le centre de masse soit supérieure à deux fois la masse de l'électron. La présence d'un fond de l'infrarouge à l'UV donne une certaine épaisseur optique au parcours des γ . Ainsi, Salamon & Stecker calculent la profondeur optique en fonction du redshift et de l'énergie du γ , à partir de données sur l'émission des étoiles. En faisant l'hypothèse que le fond extragalactique provient entièrement des blazars non résolus, ils font des prédictions sur sa forme aux très hautes énergies accessibles à GLAST. Ils prédisent ainsi une cassure spectrale vers 20 GeV, avec une pente de 2.75 [101].

D'autre hypothèses plus exotiques tentent d'expliquer le fond par des sources purement diffuses :

- annihilation matière et antimatière à l'échelle cosmologique. Mais le spectre attendu est fortement différent du spectre observé [104]
- annihilation de WIMPs dans l'univers primordial [21] auquel cas, l'émission doit présenter une raie et une coupure nette autour de l'énergie de masse du WIMP.

Concluons sur ce point en rappelant qu'une contamination par un halo galactique est sûrement présente. Divers auteurs discutent de la présence d'un tel halo [43] dans les données d'EGRET. L'explication la plus plausible alors est liée aux électrons invoqués dans une explication de l'excès au GeV ; l'influence de sources γ diffuses locales pourrait aussi se faire sentir. Une réévaluation de l'intensité et du spectre du fond diffus en présence d'un spectre inverse Compton à haute latitude reste à faire.

1.2.8 Matière noire

Une fraction non-négligeable de la masse dans l'univers semble être sous forme non-baryonique. De nombreuses théories prévoient donc qu'une forme exotique de particules interagissant peu avec la matière “habituelle” pourrait expliquer ce phénomène, on parle alors de WIMPs (Weakly Interacting Massive Particle). Un candidat en vogue est le neutralino, pressenti pour être la particule supersymétrique la plus légère. Il s'agit de la superposition de gauginos et d'Higgsinos, doublets supersymétriques des bosons vecteurs et du boson de Higgs. Ces neutralinos pourraient s'annihiler et produire toutes sortes de particules : protons, électrons, gamma mais aussi et en quantité équivalente neutrinos, anti-protons, positons etc. De nombreuses expériences se proposent de mettre en évidence la présence de ces objets sur accélérateur ainsi que dans l'univers (détection directe par bolomètre, détection indirecte), mais pour l'instant aucune n'a donné de résultat positif.

Deux modes d'annihilation intéressant fortement l'astronomie γ sont :

$$\chi + \chi \to \gamma + \gamma \quad \text{et} \quad \chi + \chi \to \gamma + Z$$

la vitesse des WIMPS étant quasi nulle, les 2 γ produits ont exactement la masse du neutralino. Malheureusement, la plupart des modèles prédisent des flux très faibles pour ce canal, c'est pourquoi le continuum γ issu des désintégration des pions produits dans les autres canaux est aussi envisagé. Cette approche présente cependant quelques inconvénients. La signature spectrale n'est, en effet, plus aussi claire que dans le cas des annihilations ci-dessus. Aussi une détection n'est-elle pas une assurance de mise en évidence d'annihilation de neutralino. Un autre type de source pourrait être présent. Le cas du centre galactique en est un parfait exemple : EGRET y a observé une source très brillante, apparemment étendue avec un spectre en $E^{-2.3}$ présentant une cassure spectrale vers 3 GeV et devient beaucoup plus mou :$E^{-3.3}$ [80]. L'association de cette source à une émission due à la matière noire est tentante, mais on trouve dans les régions centrales un trou noir massif ($10^6 M_\odot$), Sag A une structure de type reste de supernova probablement due à la destruction d'une étoile par les forces de marées énormes régnant au voisinage de l'objet compact [129], un microquasar etc. D'autre part, le fond galactique est très mal connu dans ces régions (voir section 6.2.3). C'est pourquoi on se tourne de plus en plus vers des objets contenant a priori de la matière noire et peu connus pour leur émission haute énergie comme les amas globulaires. Mais, là-encore, certains pulsars présents dans ces amas pourraient aussi émettre en γ , Michelson et al. [81] fixent une limite supérieure sur leur émission dans certains amas importants. Dans le même ordre d'idées, certains auteurs [] proposent que quelques sources non identifiées d'EGRET soient dues à des grumeaux dans le halo de matière noire qui entoure la galaxie.

En guise de conclusion sur le sujet, il nous semble que la mise en évidence de matière noire non-baryonique par l'astronomie γ ne peut se faire que par *l'observation d'une raie à haute énergie,seule signature spectrale claire*. Remarquons néanmoins que placer des limites supérieures sur l'émission des objets cités plus haut permet de contraindre les modèles super-symétriques ce qui est interessant en soi. Mais une détection d'une émission continue ne permet aucune conclusion claire.

1.3 Conclusions

Le ciel γ est encore mal connu ; dominé par une émission diffuse d'origine galactique et peuplé de sources très souvent variables, il est le reflet des processus violents à l'origine de l'accélération des particules énergétiques cosmiques. Il constitue donc un lieu privilégié pour l'étude des objets compacts (pulsars, trous noirs...), mais aussi pour l'étude des sites d'accélération des cosmiques ainsi que leur diffusion dans le milieu interstellaire. L'observation directe des cosmiques chargés ne traduit que le spectre local et il est probable que des différences notables apparaissent si l'on s'éloigne du Soleil (pour plus de détails on pourra se reporter au dernier chapitre). C'est grâce à l'observation de l'émission diffuse γ que l'on peut faire une image de la répartition des cosmiques dans la galaxie. De même, il manque encore une observation claire de l'émission γ des restes de supernovae qui mettrait en évidence l'accélération de protons en leur sein.

Chapitre 2

Principes d'observation en astronomie gamma spatiale

2.1 L'astronomie γ spatiale

2.1.1 Un peu d'histoire

C'est en 1958, lors d'une éruption solaire, que les premiers photons γ d'origine céleste sont détectés ; en 1968 ce sont quelques centaines de photons d'origine galactique qui sont enregistrés par OSO-3. Mais il faudra attendre 1972 et la mise sur orbite de SAS-2 pour voir les balbutiements de l'astronomie γ de haute énergie avec la découverte des pulsars du Crabe, Vela et Geminga. Par la suite, COS-B va faire la première carte de l'émission diffuse et découvrir 25 sources dont un quasar 3C273. A sa "mort" en 1982, les ténèbres ont à nouveau couvert les cieux γ de leur voile. Il a fallu attendre la mise sur orbite de SIGMA pour les énergies inférieures au MeV, et de CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) en 1991 pour que la clarté se fasse à nouveau et révèle un ciel toujours changeant.

Avec EGRET à bord de CGRO, la discipline a définitivement pris son essor. Parmi ses résultats, on compte la découverte de plus de 270 sources, la mise en évidence de l'activité à haute énergie des noyaux actifs de galaxies, l'observation d'un sursaut solaire, la carte complète de l'émission diffuse, la mesure du spectre du fond extragalactique jusqu'à près de 100 GeV, etc. En 25 ans, on a multiplié par près de 10000 le nombre de photons observés au-delà de 100 MeV en satellite.

En parallèle, s'est développée une autre manière d'observer les photons γ cosmiques : la détection depuis le sol. En effet, aux plus hautes énergies, c'est-à-dire au-delà de 50 GeV, les photons interagissent dans l'atmosphère pour y créer de grandes gerbes de particules (voir chapitre suivant) qui émettent des photons ultraviolets par effet Tcherenkov. Ainsi, un certain nombre d'instruments est apparu parmi lesquels on compte des imageurs : Whipple, CAT [11] et HEGRA, et des échantillonneurs, CELESTE [38] et STACEE. Comme ils utilisent l'atmosphère comme détecteur, ces télescopes ont une surface efficace immense (supérieure à l'hectare), ce qui leur permet de collecter un nombre significatif de photons, même au-delà du TeV où les flux sont pourtant très faibles. Cette astronomie depuis le sol s'est énormément développée ces dernières années et compte une petite dizaine de sources à son actif.

Les quelques années à venir sont particulièrement prometteuses. Avec le lancement d'INTEGRAL dont la gamme s'étend de 50 keV à quelques MeV, la mise en service du système stéréoscopique HESS au-delà de 50 GeV[65], et d'ici 2006 la mise sur orbite de GLAST opérant dès 30 MeV, toute la gamme d'énergie γ va être scrutée par des instruments de dernière génération.

2.1.2 Principe de détection

Les processus physiques à la base de l'observation des γ de haute énergie sont passés brièvement en revue. Pour plus de détails, le lecteur est invité à se reporter au chapitre suivant.

Les photons, qui sont l'objet de l'astronomie γ de haute énergie, ont des énergies supérieures à quelques dizaines de MeV et interagissent avec la matière essentiellement par création de paire. Lorsqu'ils traversent un matériau, ils interagissent avec le champ électrique d'un noyau ou avec celui de son cortège électronique et produisent une paire électron-positon. On peut alors mesurer la trajectoire de chacun des secondaires et en déduire la direction du γ incident et ce, d'autant plus précisément que l'énergie du photon est élevée.

Pour détecter un photon, il est donc nécessaire d'utiliser un convertisseur et un système de détection de traces pour mesurer les trajectoires de la paire électron-positon produite.

Cependant, lorsqu'il traverse de la matière, un électron est défléchi par les champs des atomes qu'il croise. On parle de diffusion multiple. La déviation est proportionnelle à l'épaisseur du matériau traversée, et donc plus la paire produite traverse de matière plus l'information sur la direction originelle sera perdue. Un compromis est donc nécessaire.

2.1.3 Trois sous détecteurs

On peut voir sur la figure 2.4 un schéma de principe d'un télescope γ de haute énergie. Il est constitué principalement de trois sous-détecteurs : le trajectographe, le calorimètre et le bouclier anticoïncidence.

Trajectographe

Il est constitué de plusieurs plans d'un matériau de numéro atomique élevé (en général du plomb ou du tungstène) qui convertissent une fraction importante du flux de

γ incidents, mais suffisamment fins pour ne pas trop diffuser les paires électron-positon produites. Entre ces plans sont intercalés des dispositifs de détection de position de particules chargées afin de visualiser les traces des deux particules et d'en déduire la direction du γ incident.

Le trajectographe est donc constitué d'un empilement de ces ensembles convertisseur-détecteur. Le nombre et la finesse de ces plans déterminent la précision angulaire et l'efficacité quantique du détecteur.

Calorimètre

La paire produite dans le trajectographe crée une gerbe de particules lorsqu'elle pénètre dans le milieu dense du calorimètre placé juste en dessous. Afin d'absorber totalement leur énergie, il se doit d'être assez épais. On utilise en général un scintillateur inorganique ou bien un bloc de plomb dans lequel sont insérées des fibres, la mesure d'énergie se faisant par la collection de la lumière de scintillation produite par les particules de la gerbe.

Bouclier anticoïncidence

En orbite, le fond de particules chargées est plus de mille fois supérieur au flux de γ cosmiques. Il est donc nécessaire d'avoir une information sur la charge de la particule entrant dans le détecteur, pour diminuer la contamination en vol et par analyse au sol. C'est pourquoi on place tout autour du trajectographe un dôme anti-coïncidence fait d'une surface détectrice mince d'un matériau de type scintillateur organique. Il est chargé de limiter le déclenchement intempestif des détecteurs lorsqu'une particule chargée traverse l'instrument.

Notons qu'en général, il ne couvre pas le calorimètre car lorsqu'une gerbe s'y développe celui-ci diffuse toujours des particules qui peuvent être prises pour des cosmiques chargés.

On distingue en général 2 types de fonds d'origine physique, galactique et extragalactique, et un fond d'origine instrumentale, lié à la contamination par des cosmiques chargés, des photons d'albédo (produits lors de l'interaction des cosmiques avec l'atmosphère), ainsi que les photons produits par les interactions des cosmiques sur le satellite (panneaux solaires, et pour EGRET l'ensemble des trois autres instruments (BATSE, COMPTEL et OSSE).

Aux altitudes de vol des télescopes gamma embarqués, il existe un flux de particules dirigées vers l'extérieur de l'atmosphère. Ces particules sont soit des particules chargées de basse énergie réfléchies par les lignes du champ magnétique terrestre, soit des particules secondaires produites par l'interaction de rayons cosmiques dans les couches supérieures de l'atmosphère. Le premier type de particules d'albédo est à l'origine de l'essentiel du bruit de chargés aux énergies inférieures au GeV. Les seconds génèrent un fond important en rayons gamma, d'autant plus important que l'épaisseur totale d'atmosphère dans le champ de vue est importante.

2.1.4 Caractérisation des performances

Dispersion angulaire

Les télescopes γ font figure de mauvais élèves en terme de qualité de l'information angulaire qu'il donnent. La dispersion angulaire (que l'on notera dorénavant PSF pour Point Spread Function) est limitée par le processus de création de paire et la diffusion multiple ; elle est, en général, de plusieurs degrés à 100 MeV ! Bien loin des performances obtenues en optique, en radio ou même en X où l'on peut focaliser les photons. Si l'on omet la limite physique que représente le recul nucléaire, la PSF est contrôlée par la diffusion multiple à basse énergie et par le bras de levier disponible pour la mesure de direction pour la partie supérieure du spectre. Ainsi, on peut en général paramétrer la PSF de la manière suivante :

$$\mathrm{PSF}(E) = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b\frac{n}{E} \oplus c$$

où n est le plan où a lieu la conversion et E est l'énergie du photon incident. Le premier terme en $1/\sqrt{E}$ traduit la dépendance de la diffusion multiple en énergie le second la longueur du bras de levier entre le plan de conversion et le plan le plus bas, et le dernier la limite liée à la résolution spatiale du trajectographe .

Surface efficace, facteur géométrique et champ de vue

Ne pas pouvoir focaliser les photons présente au moins l'avantage de bénéficier d'un grand champ de vue (jusqu'à 30 degrés d'inclinaison sur l'axe du télescope pour EGRET et plus de 60 degrés pour GLAST). Cela s'avère vital puisqu'outre leur faiblesse, les sources γ sont, en général, variables et ne sont visibles qu'en état d'activité élevée[1]. Bien sûr, la surface efficace dépend de manière prononcée de l'angle d'incidence.

Une formulation pratique de la surface efficace en fonction de l'angle d'incidence permettant de modéliser certains instruments peut s'écrire[2] :

$$\mathrm{SA}(\theta) = A_0 \frac{\cos\theta - \cos\theta_m}{1 - \cos\theta_m} \tag{2.1}$$

où θ_m est l'angle maximal de détection. Alors A_0 est la surface efficace sur l'axe (celle qui est en général utilisée pour caractériser l'instrument), et le champ de vue est limité par θ_m, il est donné par l'angle solide $\Omega = 2\pi(1 - \cos\theta_m)$. On utilise d'autre part le

[1]Sans parler des sursauts γ qui ne se produisent qu'une seule fois et ne durent que quelques secondes

[2]Cette expression n'est absolument pas générale, elle est présentée ici à titre d'illustration. Dans la suite, on l'a toujours utilisée pour modéliser la surface efficace et le champ de vue de GLAST.

facteur géométrique produit de la surface efficace par l'angle solide qui permet de définir l'efficacité pour un fond de particules diffus :

$$G = \int_{\Omega} SA(\theta)d\Omega \quad \text{et à partir de (2.1)} \quad G = A_0\frac{\Omega}{2} \tag{2.2}$$

Sensibilité

La sensibilité du télescope, c'est-à-dire le flux minimum provenant d'une source ponctuelle qu'il est en mesure de détecter est donnée par la significativité ou le nombre de déviation standard au-delà du bruit que produit le signal[3] :

$$F_{min} = n\frac{SAt_{obs}}{\sqrt{F_{fond}SAPSF}} = n\frac{\sqrt{SA}t_{obs}}{\sqrt{F_{fond}PSF}}$$

où SA est la surface efficace, t_{obs} le temps d'observation et F_{fond} l'intensité du fond, et n est le niveau de significativité requis (par exemple 3 ou 5).

2.2 Observer en orbite

Réaliser et faire fonctionner un détecteur de physique des particules comme un télescope γ en orbite présente un certain nombre de difficultés liées à l'environnement parmi lesquelles on recense :
- la mise en orbite et les contraintes qu'elle entraîne
- l'environnement radiatif important hors de l'atmosphère
- les fonds de particules chargées ou non

2.2.1 Contraintes liées à la mise en orbite

La première limite vient de la mise en orbite elle-même. Les lanceurs limitent considérablement les dimensions ainsi que le masse d'un satellite. Or, aux hautes énergies, la faiblesse de flux impose une grande surface, et une grande profondeur pour pouvoir arrêter les γ . La surface efficace d'un télescope gamma est donc particulièrement faible en comparaison de celle des instruments au sol. Cette faiblesse est heureusement compensée par le grand champ de vue qu'il est possible d'obtenir ainsi que par le cycle utile qui est beaucoup plus favorable. Ainsi, dans le cas de GLAST, une source dans le ciel est présente plus de 30% du temps dans le champ de vue.

L'apport énergétique se fait uniquement par le biais de panneaux solaires permettant une consommation totale de 700W. Il s'agit d'une consommation extrêmement

[3] Il s'agit bien sûr d'une approximation, il faudrait en pratique tenir compte de la dépendance en énergie etc.

faible pour ce type d'appareil qui présente un grand nombre de voies d'électroniques ainsi qu'un bruit électronique faible.

L'impossibilité de toute intervention humaine après le lancement implique une excellente fiabilité et une redondance des systèmes embarqués afin qu'en cas de panne le détecteur puisse continuer à fonctionner le plus normalement possible.

2.2.2 Environnement radiatif

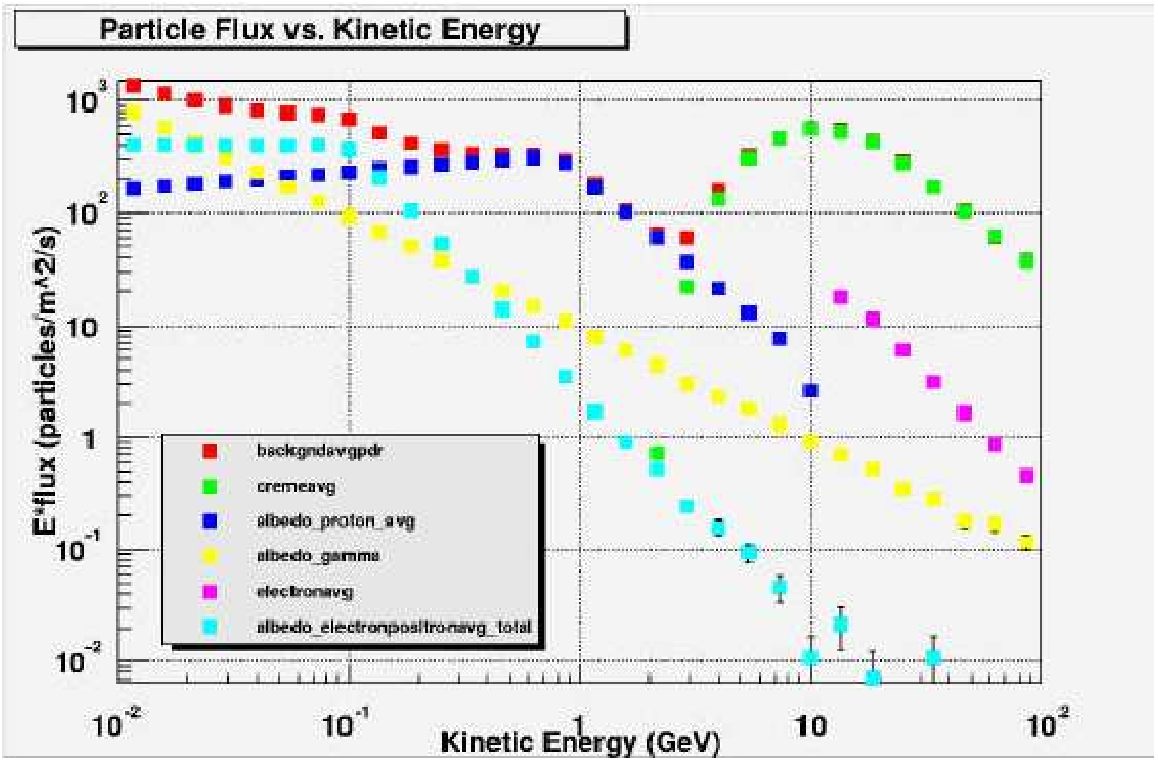


Fig. 2.1 : *Fond intégré moyen de particule chargées au niveau de l'orbite de GLAST*

Rayons cosmiques galactiques

La magnétosphère solaire nous protège des rayons cosmiques galactiques jusqu'à des énergies de quelques GeV par nucléon. (La valeur exacte dépend du niveau d'activité solaire). Aussi, dans le domaine des hautes énergies, les télescopes γ vont-ils être particulièrement soumis à ce fond. Il s'agit essentiellement de protons et d'électrons mais aussi de noyaux d'hélium, de carbone, d'azote, d'oxygène et de fer.

Particules chargées d'albédo

A plus faible énergie, les fonds de chargés sont essentiellement constitués de particules montantes, en majorité des électrons en-dessous de 100 MeV et des protons en dessous du GeV. Ces particules sont soit produites par l'interaction de cosmiques de plus haute énergie dans l'atmosphère soit sont réfléchies vers le haut par une ligne de champ. Pour plus de détails le lecteur pourra se rapporter à Alcaraz et al. [4].

Effets du champ magnétique terrestre

L'intensité et la direction du champ magnétique terrestre varient fortement au cours de l'orbite. Le flux de cosmiques va donc dépendre du temps. Parfois l'intensité des cosmiques est telle qu'il est vital d' arrêter l'instrument. C'est le cas dans les trous que présente la magnétosphère terrestre, comme l'anomalie sud atlantique. Or les satellites mis en orbite depuis Cap Canaveral comme EGRET ou GLAST ont une orbite inclinée sur l'équateur qui traverse forcément cette anomalie. Au cours de la traversée, le taux de déclenchement est multiplié par 10. Il en résulte une perte totale de 14 % de temps utile.

2.2.3 Les photons d'albédo

Parmi les particules produites lors de l'interaction des cosmiques avec l'atmosphère terrestre, les γ issus de la désintégration des π^0 et du Bremstrahlung des électrons, vont être une source de bruit très problématique. En effet, leur flux est très élevé : SAS2 a observé un flux plus élevé de deux ordres de grandeur venant de l'horizon terrestre que du reste du ciel. Il est primordial de limiter la contamination, tant au niveau du déclenchement que de l'analyse ultérieure. Heureusement, l'essentiel de cette émission se concentre au niveau de l'horizon, les photons rétrodiffusés étant peu nombreux. Thompson et al. [118] ont observé (au-delà de 35 MeV) une intensité issue de l'albedo de :

$$N(>E) = (4.65 \pm 0.13)10^{-3}(E/100MeV)^{-(1.0\pm0.1)}cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$$

Le flux varie, bien entendu, avec la position géographique et le niveau de l'activité solaire. Pour s'en débarrasser il va falloir supprimer l'ensemble des photons reçus autour de l'horizon c'est-à-dire pour des angles zénithaux de l'ordre de 111 degrés pour l'altitude d'EGRET ou de GLAST comme le montre la figure 2.2.

Notons qu'une émission γ d'albedo est attendue aussi depuis la lune et le soleil[82], mais son intensité n'a rien de comparable. EGRET a détecté l'émission lunaire à $(4.7 \pm 0.7)10^{-7}cm^{-2}s^{-1}$ au-delà de 100 MeV. L'émission du soleil en période de faible activité est plus faible et n'a pas été détectée [116].

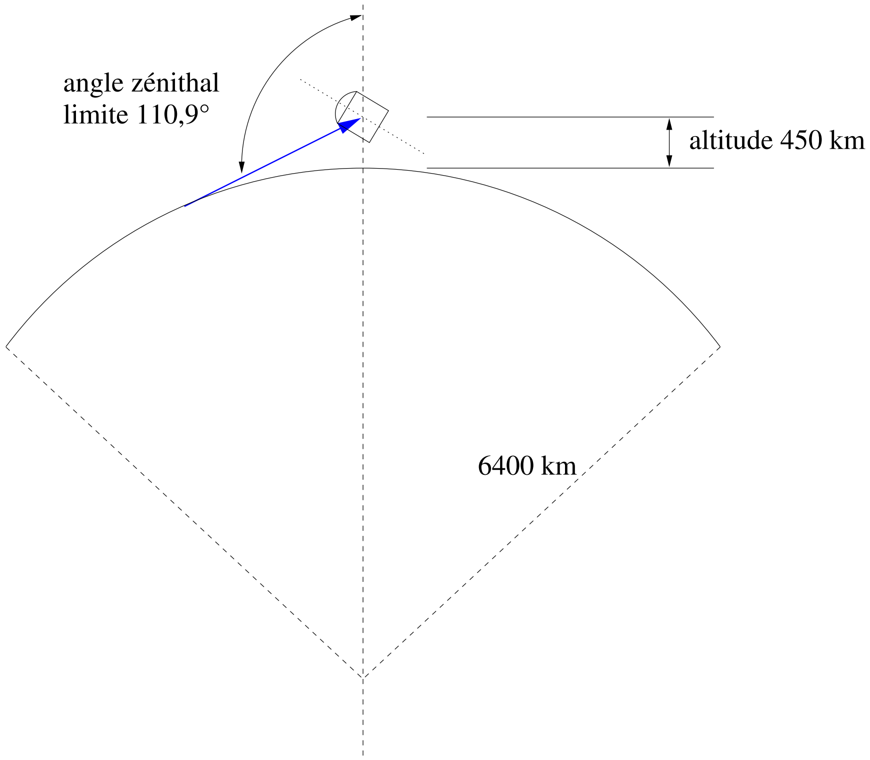


Fig. 2.2 : *Origine des photons d'albédo. L'horizon terrestre se trouve à 110,9 degrés pour EGRET. Les photons issus des interactions de cosmiques avec l'atmosphère proviennent majoritairement de cette direction.*

Rejet des photons d'albédo

Le mode d'observation pointé est le plus affecté par l'albédo, aussi EGRET utilisait-il un mode de déclenchement spécial permettant de diminuer la contamination.

Le mode balayage est appliqué notamment afin de minimiser le nombre de photons d'albédo dans le champs de vue. Il reste, néanmoins, une contamination suffisante pour requérir une procédure de rejet particulière identique au mode pointé.

La contamination ayant lieu essentiellement autour de l'horizon terrestre, il est nécessaire de couper l'ensemble des photons

2.3 EGRET

Nous décrivons brièvement l'instrument EGRET, et rappelons ses caractéristiques principales, ainsi que les points forts et défauts de sa conception. Une description plus complète de l'instrument, de son étalonnage ainsi que des ses performances se trouve dans Thompson et al.[117] et Esposito et al. [49]. Un schéma de principe est présenté sur la figure 2.4.

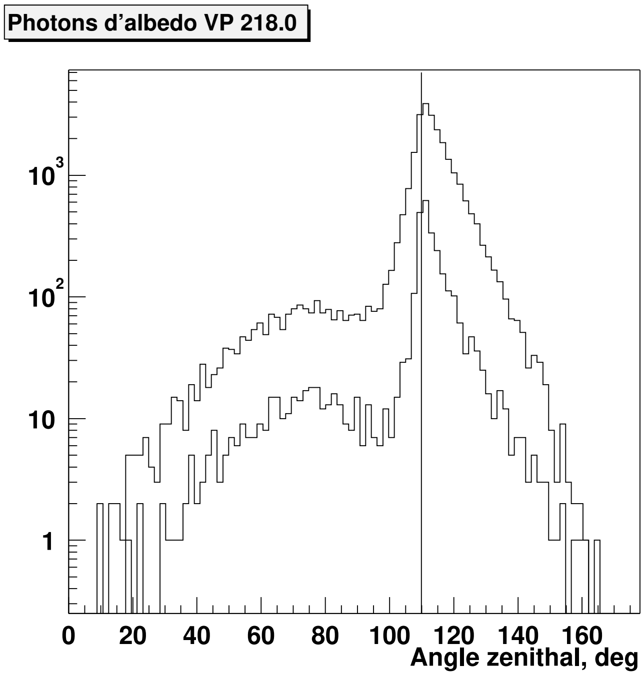


Fig. 2.3 : *Distribution des angles zénithaux des photons détectés par EGRET au cours de la période 218.0. La barre verticale indique la position de l'horizon terrestre. Les courbes donnent le nombre de γ détectés au-delà de 100 et 500 MeV.*

2.3.1 trajectographe

A l'époque de la mise au point d'EGRET, la technologie la plus courante pour la détection et le suivi de particules était la chambre à étincelles. C'est associée à des plans de convertisseurs en tantale qu'elle a été adaptée pour EGRET.

Son trajectographe est constitué de deux chambres à fils : une première équipée du convertisseur et dont les plans sont faiblement espacés et une seconde plus basse située à l'intérieur d'un système de mesure de temps de vol fait de 2 plans de 16 tuiles de scintillateurs. Ce système permet de déclencher l'acquisition en modulant la série de coïncidences possible de manière à limiter la contamination par les photons d'albedo. Lorsqu'un déclenchement est enregistré une impulsion haute tension est générée pour enregistrer les traces.

L'instrument est efficace mais présente quelques défauts : le temps mort est très élevé (de l'ordre de quelques ms), ce qui limite considérablement en particulier la possibilité d'observer des sursauts gamma, et les réserves de gaz sont limitées. L'expérience étant prévue pour deux ans, il a fallu faire preuve de parcimonie pour la faire fonctionner pendant plus de sept années, n'étant mise en service que lors d'événements tels que le flare de Mkr 421.

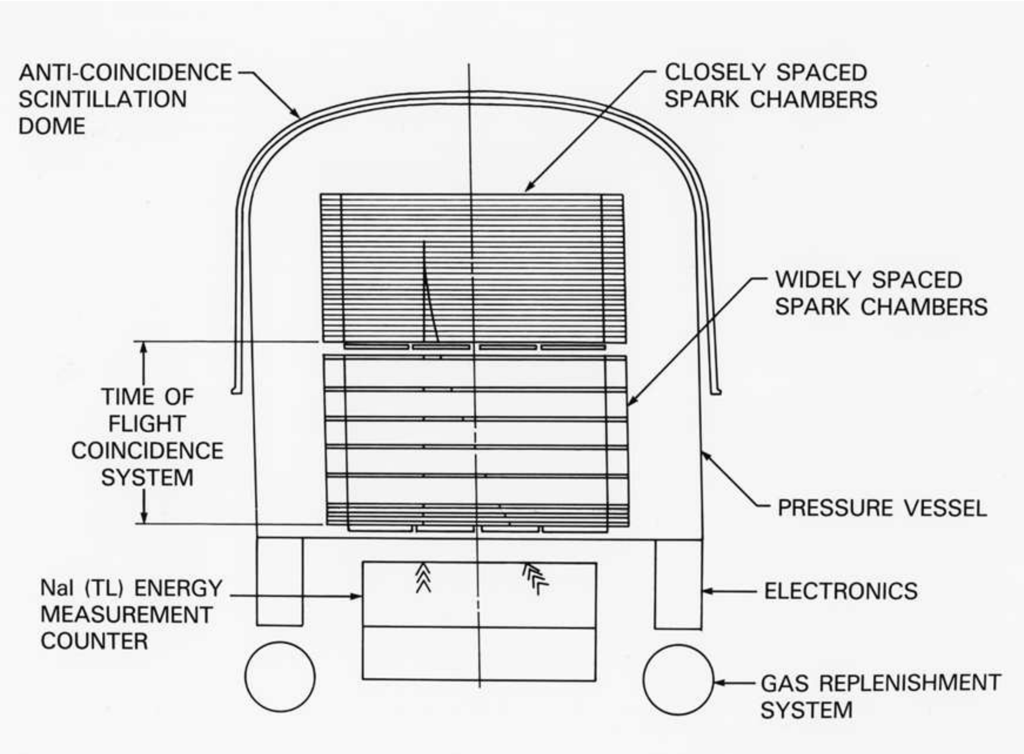


Fig. 2.4 : *Schéma de principe de l'instrument EGRET*

2.3.2 calorimètre

Le calorimètre est composé de 36 blocs de NaI(Tl) optiquement couplés pour former un scintillateur monolithique de 8 X_0 d'épaisseur.Le signal est lu par 16 photo-multiplicateurs disposés en deux groupes. Une somme analogique des photo-multiplicateurs de chacun des groupes est envoyée vers deux pulse-height analyzer, un pour les basses énergies (de 1 à 200 MeV) et un second pour les énergies de 20 MeV à 30 GeV. Les deux valeurs haute énergie sont tansmises au sol séparément, les deux valeurs basse énergie sont sommées auparavant.

2.3.3 Dôme anti-coïncidence

Afin d'épargner au maximum le gaz embarqué il a fallu mettre au point un système qui opposât un véto au signal de déclenchement lorsqu'une particule chargée pénétrait dans le télescope. C'est un dôme de scintillateur recouvrant le trajectographe qui a été utilisé. Il a permis un excellent rejet des particules chargées, si bien qu'il est raisonnable de considérer ce fond comme quasi-nul. L'efficacité du dôme est de l'ordre de 10^{-6} et le niveau de fond résiduel estimé est inférieur à $1.35\ 10^{-6} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$ au-delà de 100 MeV, moins de 10 % du fond extragalactique. Le lecteur intéressé désirant plus de détails sur l'efficacité de l'anti-coïncidence pourra se référer à la thèse de T. Willis [127].

Un des effets secondaires néfastes de ce dôme a été de mettre un véto sur les événements d'énergie supérieures à quelques GeV à cause de la rétro-diffusion de particules chargées issues de la cascade dans le calorimètre, ce qui se traduit par une diminution très sensible de la surface efficace au delà de quelques GeV.

2.3.4 Déclenchement et reconstruction

Le déclenchement se fait grâce à deux plaques de 4x4 tuiles de scintillateurs plastiques situées de part et d'autre du système de mesure de temps de vol sous le trajectographe . Des 256 configurations de déclenchement possibles, seules 96 sont autorisées. Il s'agit essentiellement des situations où la tuile touchée inférieure est directement située sous la tuile supérieure ou sous l'une de ses plus proches voisines. Un contrôle dynamique des configurations utilisées permet aussi d'exclure les directions à proximité de l'horizon terrestre pour diminuer le taux de déclenchement dû aux photons d'albédo (voir plus haut). La plupart du temps, un signal issu du calorimètre est également requis.

Lorsqu'un déclenchement est reçu, l'impulsion haute tension de la chambre à fil est émise, et la prise de donnée s'effectue. Au sol, le logiciel SAGE [117] reconstruit les traces dans le détecteur et renvoie la direction et l'énergie du γ incident.

2.4 GLAST

GLAST, successeur d'EGRET dont le lancement est prévu pour 2006, a été conçu comme un détecteur modulaire. Il est constitué de 16 tours identiques chacune composée d'un module du trajectographe à base de détecteur et d'un module calorimètre. Le détecteur est partiellement recouvert de tuiles de scintillateur qui forment le bouclier d'anti-coïncidence.

La conception de GLAST doit lui permettre d'améliorer considérablement les performances de son prédécésseur en termes de surface efficace, d'efficacité à haute énergie, de PSF, de résolution en énergie. Le tableau 2.1 dresse un bilan des caractéristiques principales attendues.

Surface efficace sur l'axe	10000 cm^2 à 10 GeV
Résolution en énergie	10% à 100 MeV $<$ 15% de 10 à 300 GeV $<$ 6% de 10 à 300 GeV ($>$ 60)
PSF 68% 100 MeV 0^o	3.4^o (haut) 4.6^o (bas)
PSF 68% 10 GeV 0^o	0.9^o (haut) 0.11^o (bas)
Champs de vue	2.4 sr
Sensibilité source ponctuelle	$3.10^{-9}cm^{-2}s^{-1} > 100MeV$

Tab. 2.1 : *Récapitulatif des performances de GLAST*

2.4.1 trajectographe

Ce sont des détecteurs à pistes de Silicium (SSD) qui feront ici office de détecteurs de particules, parce qu'ils offrent une efficacité de l'ordre de 100% sur toute leur surface et ont une résolution intrinsèque excellente. C'est une technologie robuste, stable et qui a déjà fait ses preuves dans l'espace. L'utilisation de pistes orientées alternativement en x et en y et séparées de 2mm verticalement, assure la reconstruction des positions des particules dans le plan. Les plans de convertisseurs associés sont en tungstène[4]. Afin d'augmenter la surface efficace, tout en conservant une PSF correcte à basse énergie, il a été décidé d'utiliser deux épaisseur différentes de convertisseur : des plans fins pour la conversion à basse énergie où la diffusion multiple est critique pour la PSF et des plans épais pour assurer une statistique correcte à haute énergie là où la résolution angulaire est bien meilleure[5]. Ainsi les 12 plans supérieurs sont équipés de couches de tungstène

[4]Il est plus intéressant que le plomb initialement prévu parce que l'épaisseur correspondant à une longueur de radiation est plus faible, ce qui diminue la diffusion multiple. Voir [114]

[5]Rapelons que plusieurs systèmes ont été envisagés, en particulier un "preshower" en plomb ou en CsI permettant d'initier toutes les gerbes à plus de dix centimètres au dessus du calorimètre. Le bras

de 3% de longueurs de radiation, les 4 couches suivantes de plan de 18%, enfin les deux derniers plans ne sont pas équipés (Il faut au moins trois plans pour détecter une trace, il est donc inutile de convertir des γ dans les 2 derniers).

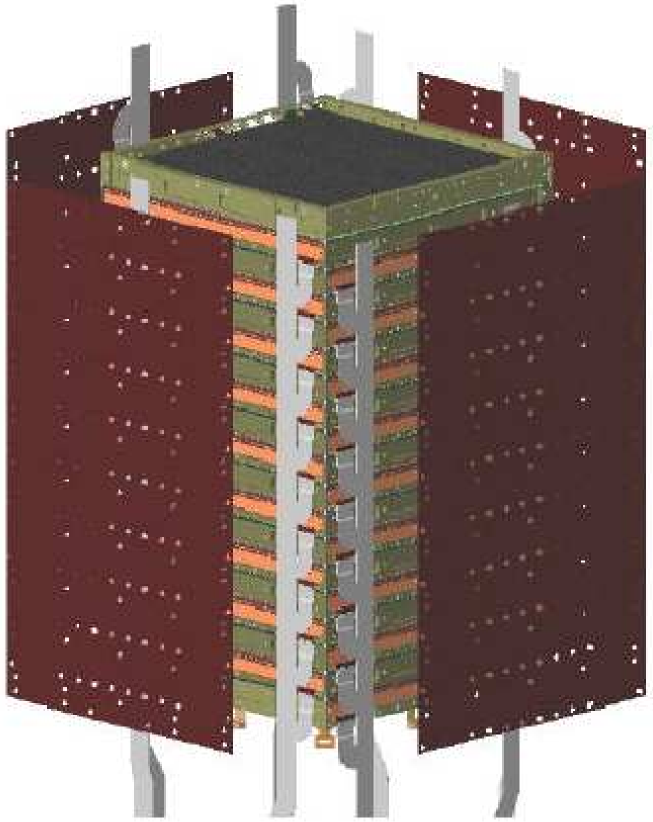


Fig. 2.5 : *Le trajectographe et sa structure mécanique*

Le nombre total de pistes est de l'ordre de 9.10^5. Il est donc important de maintenir un niveau de bruit faible pour limiter la contamination. Le niveau de bruit imposé est donc inférieur à 10^{-5}. Les caractéristiques sont rappelées dans le tableau 2.4.1.

Notons enfin que la charge totale déposée dans une piste n'est pas mesurée, c'est une information binaire qui est conservée avec le temps passé au-dessus du seuil (ToT, time over threshold). Cette dernière information est utile notamment pour repérer les cosmiques ou les paires qui traversent la même piste (à haute énergie par exemple).

de levier entre le barycentre de la gerbe dans le calorimètre et au niveau du preshower permettait alors une mesure précise de la direction. Cette solution n'a finalement pas été retenue notemment parce qu'elle contribue à dégrader fortement la résolution en énergie à 100 MeV. Voir [114]

Épaisseur	400µm
Pas	228µm
Taille SSD	8.95cm x 8.95cm
Taille plan	37 cm x 37 cm
Niveau de bruit	inférieur à 10^{-5}
Efficacité	supérieure à 99%

Tab. 2.2 : *Caractéristiques des détecteurs à pistes de Silicium*

2.4.2 calorimètre

Chaque module de calorimètre est constitué de 96 cristaux , disposés en couches horizontales alternativement orientées en x et y. L'utilisation de cristaux dépolis et possédant un système de lecture à chaque extrémité permet de mesurer une asymétrie de réponse et une position au sein du cristal. Cette organisation hodoscopique a été décidée afin de permettre l'imagerie des gerbes de haute énergie pour améliorer la mesure de position et de direction par le calorimètre seul. L'instrument et sa reconstruction sont détaillés dans la partie II.

2.4.3 détecteur anti-coïncidence

Afin de palier au problème du véto sur les événements de haute énergie à cause de la rétro-diffusion, il a été décidé de segmenter le détecteur d'anti-coïncidence en 105 tuiles de scintillateur organique recouvrant la totalité du trajectographe , mais pas le calorimètre, le nombre de particules s'en échappant étant très important. 25 tuiles couvriront la partie supérieure de GLAST, et 80 recouvriront ses flancs.

Efficacité	tuiles supérieures 0.9997 et latérales 0.99
Précision	5% sous 10 MIP et 2% au-delà
Temps de véto	entre 50 et 700 ns après le passage d'un chargé
Identification	C,N,O et noyaux plus lourds
Niveau de bruit	Moins de 1% de véto sur les γ

Tab. 2.3 : *Spécifications principales du bouclier anti-coïncidence*

2.4.4 Déclenchement

L'acquisition de GLAST utilise plusieurs niveaux de déclenchement . Un premier au niveau matériel (L1T) est basé sur la recherche de 3 pistes touchées alignées dans

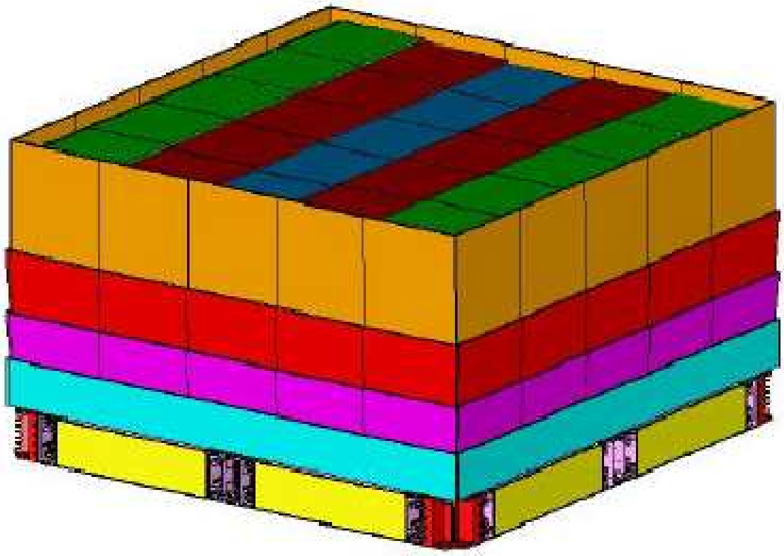


Fig. 2.6 : *Bouclier anticoïncidence de GLAST*

le trajectographe . Ce mode peut s'accompagner d'un trigger dit CAL-LOW vérifiant qu'un minimum d'énergie est déposé dans le calorimètre . En parallèle et de manière indépendante, un trigger haute énergie (CAL-HIGH) permet de conserver la plupart des événements déposant plus de 10 GeV dans le calorimètre : on requiert que dans trois couches successives, un cristal mesure une énergie supéreure à 1 GeV. En pratique, le taux de déclenchement L1T est en moyenne de 4 kHz, dépendant du niveau d'activité solaire et de la position du satellite (le taux de trigger est maximum pour une activité solaire minimum), il peut même atteindre la dizaine de kHz pour un niveau de cosmique maximal (il serait même plus élevé dans l'anomalie sud-atlantique, c'est pourquoi l'instrument est éteint avant la traversée de cette région). Le tableau 2.4 résume les contributions au déclenchement des diverses populations de particules pour un flux maximal de cosmique.

Le taux de déclenchement du trajectographe pouvant être supérieur à 10 kHz, une série de limiteurs a été mis en place.

Enfin, l'étalonnage du calorimètre nécessitant la mesure du dE/dx des noyaux du rayonnement cosmique, un trigger est donné par l'anti-coïncidence lorsque un signal supérieur à 6 MIP y est enregistré. L'acquisition complète du calorimètre est alors mis en oeuvre (tous les canaux de toutes les voies).

Fond	Flux ($Hz.m^{-2}$)	Trigger niveau 1 (Hz)	Après limiteur (Hz)
cosmiques max	4200	7419	2811
albedo chargés	4800	5394	2473
albedo γ [6]	920	242	170
électrons cosmiques	43	79	37
total	9900	13134	5510

Tab. 2.4 : *Taux de déclenchement maximal de niveau 1, obtenu par simulation [98]*

Le taux de trigger de niveau 1 est beaucoup trop élevé pour pouvoir rapatrier l'ensemble des données au sol, la télémétrie étant limitée à 300 kbps en moyenne. Un second niveau de "trigger", logiciel cette fois, est mis en place pour rejeter l'essentiel du fond à bord. Contrairement à EGRET, où elle bloquait la prise de données, l'anticoïncidence n'est utilisée que de manière logicielle permettant ainsi de conserver les événements avec rétro-diffusion. Les sélections sont assez rudimentaires, les capacités d'analyse à bord étant limitées. Chaque sous-détecteur contribue aux sélections appliquées en vol[7], ainsi :

- l'anticoïncidence permet de rejeter la plupart des chargés d'origine cosmique (c'est-à-dire traversant d'abord la partie haute de l'instrument). Les sélections portent sur :
  - la présence d'une tuile touchée dans la direction trouvée par le trigger
  - le nombre de tuiles touchées
- le calorimètre est utilisé pour rejeter les particules d'albedo à partir de la distribution d'énergie qui doit être compatible avec celle d'une gerbe électromagnétique descendante.
  - Accord entre le centroïde dans le calorimètre et la direction du trigger
  - rapport de l'énergie déposée dans le haut et le bas du calorimètre
- le trajectographe permet de rejeter les particules passant dans l'espace déparant le calorimètre de l'ACD, ainsi que certains événements de basse énergie.
  - la projection de la direction du tracker sur le calorimètre doit être à une distance suffisante des bords de GLAST
  - Si il n'a pas d'énergie dans le calorimètre , la forme produite par les pistes touchées doit être consistante avec plusieurs traces.

Avec ce filtrage logiciel en temps réel, le taux d'événements de fond conservé est de l'ordre de 15 Hz en moyenne [98], qui peut être diminué si nécéssaire en ajustant un peu les coupures. En effet, une bonne partie des événements restants est constituée de protons et d'électrons de haute énergie ayant déclenché l'acquisition par un CAL-

[7]Les sélections citées ne le sont qu'à titre indicatif, tant elles sont sujettes à évolution, les contraintes de l'analyse à bord étant très fortes

HIGH qui ne passent pas par le filtre logiciel. Il est cependant possible d'appliquer une coupure en ligne en calculant l'extension latérale de la distribution d'énergie (voir [32] ou chapitre 8) et de diminuer ce taux si le besoin s'en fait sentir.

2.4.5 Reconstruction

Nous présentons ici les principes généraux de la reconstruction de GLAST. Bien entendu l'organisation et les méthodes sont appelées à changer dans l'avenir. Pour plus de détails, le lecteur est invité à se reporter à la documentation en ligne [1].

Le problème principal est de retrouver la direction et l'énergie du γ incident, pour cela on va reconstruire chacune des traces dans le trajectographe afin de reconstruire la paire électron positron et le vertex.

Deux étapes sont nécéssaires à la reconstruction des traces dans le trajectographe , il faut d'abord trouver une trace potentielle à partir des pistes touchées (*track finding*), puis il faut reconstruire la trace en tenant compte des erreurs de mesure et de la diffusion multiple(*track fitting*). Pour l'instant ces deux tâches sont gérées par un algorithme fondé sur les filtres de Kalman. Cette technique permet en effet d'estimer la position la plus probable du passage de l'électron dans un plan à partir des positions précédentes. Pour plus d'information sur le formalisme et l'implémentation pratique dans le code d'analyse de GLAST on pourra se reporter à Jones [70] et Hernando [64]. Une fois les traces reconstruites, on retrouve la position du vertex et la direction du γ incident en prenant la bissectrice de l'angle d'ouverture avec éventuellement une pondération liée à l'énergie de l'électron et du positron. De nombreuses amélioration sont en cours de développement tant au niveau de l'estimation du vertex que de l'évaluation de l'énergie de la paire. La PSF à basse énergie est en effet, un point critique qui pourrait compromettre la mesure autour de 100 MeV à cause de la très forte confusion attendue.

2.4.6 Mode balayage

Avec ses 2.4 sr d'angle solide, le champ de vue de GLAST est un atout important pour le suivi des sources. Celles-ci passent en effet une bonne partie du temps à moins de 70 degrés de l'axe du télescope. Ceci a conduit à modifier la stratégie d'observation par rapport à celle d'EGRET. Il est en effet plus intéressant de regarder vers le zénith que de pointer une source, les temps qu'une source passe à l'intérieur et à l'extérieur du champ étant comparables (en mode pointé, une inefficacité importante tient au passage de la Terre dans le champ de vue). C'est donc le mode balayage du ciel qui a été retenu[8]. Afin d'offrir une converture du ciel la plus uniforme possible en termes d'exposition,

[8] Il n'est pour l'instant prévu que pour la première année d'observation consacrée à une cartographie complète du ciel, les années suivantes étant dévolues aux observateurs invités le mode pointé pourrait être utilisé dans un certain nombre de cas, en particulier pour suivre les sources variables, les sursauts γ...

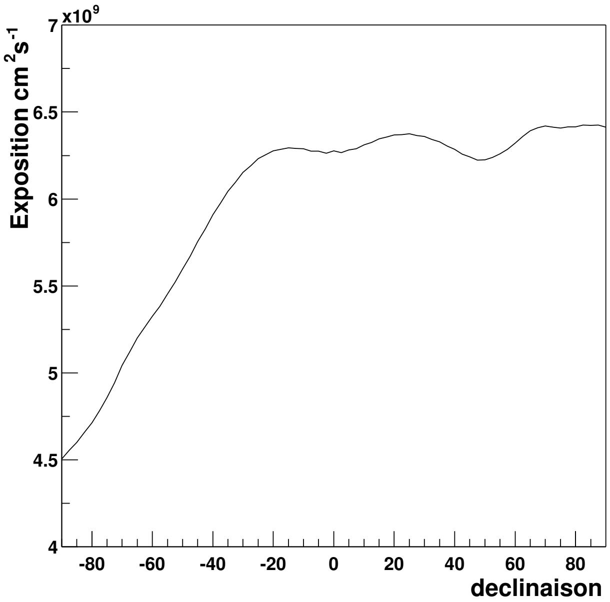


Fig. 2.7 : *Exposition en fonction de la déclinaison au bout d'une période de précession de l'orbite de GLAST (55 jours). Au bout de cette période il n'y a pas de dépendance en ascension droite. L'effet de l'anomalie sud-atlantique se fait sentir au niveau du pôle sud.*

l'axe du télescope sera incliné de 35 degrés par rapport au zénith, l'inclinaison changeant de sens à chaque révolution orbitale (mode “rocking”). Au bout d'une période de précession de l'orbite (55 jours), l'exposition est à peu près uniforme en ascension droite et l'hémisphère sud (déclinaisons négatives) est moins exposé à cause des passages dans l'anomalie sud-atlantique [9]. La figure 2.7 donne l'exposition en fonction de la déclinaison au bout de 55 jours. Le mode balayage permet aussi de limiter la contamination par les photons d'albedo puisque l'horizon terrestre n'est pratiquement plus présente dans le champ de vue (à 35° d'inclinaison, l'angle zénithal maximal de détection est d'environ 105°). Les simulations actuelles montrent que le taux de déclenchement attendu lié à l'albedo ne dépassera pas quelques Hz.

Une complication majeure introduite par le balayage tient au fait que la PSF associée à une source varie constamment au fil du temps. L'axe du télescope se déplace d'environ 4° par minute, et la surface efficace tout comme la PSF varient de manière prononcée sur un tel intervalle. Il faut donc s'attendre à des calculs particulièrement retors lorsqu'il s'agira de rechercher des sources variables... Quelques détails supplémentaires sur ce problème sont présentés chapitre 6. Mais une approche complète de ce problème reste à faire.

[9]Sur l'orbite de GLAST (inclinée à 28.5°) l'inefficacité liée à la SAA représente 14% du temps d'observation.

Deuxième partie

Calorimétrie dans l'espace

Chapitre 3

Physique des gerbes électromagnétiques et principes de calorimétrie

3.1 Processus caractéristiques

La production de paire électron-positron des photons et le Bremsstrahlung (rayonnement de freinage) des électrons sont à l 'origine des gerbes électromagnétiques. En effet, un photon incident pour peu qu'il ait assez d'énergie se convertit en une paire électron-positon sous l'effet du champ électrique des noyaux. Chacun des électrons produits rayonne sous l'effet du même champ nucléaire. Les photons secondaires ainsi émis vont eux aussi créer des paires ou bien vont subir une diffusion Compton. Le processus de développement de la gerbe est enclenché. Il s'arrête lorsque l'énergie des particules produites devient inférieure à un seuil : l'énergie critique. On a alors atteint le maximum de gerbe où le nombre de particules est maximal . L'ensemble des particules ainsi produites dissipe alors son énergie par ionisation du milieu pour les électrons et par effet Compton et photo-électrique pour les photons.

L'étude de ces phénomènes complexes implique un certain nombre d'hypothèses, parmi lesquelles la description asymptotique de la production de paire et du Bremstrahlung (approximation A). Le recours aux simulations simplifie considérablement ce travail.

Nous allons passer en revue les processus fondamentaux à l'origine de ce phénomène ; ainsi que d'autres phénomènes utiles pour la suite, notamment en ce qui concerne les hadrons et leur mode d'interaction.

3.1.1 Bremsstrahlung et longueur de radiation

En traversant la matière, un électron intéragit avec le champ électrique des noyaux et décélère. Cet effet est d'autant plus important que le numéro atomique du milieu croît. La décélération s'accompagne d'un léger changement de direction. L'angle caractéristique qui régit le phénomène s'écrit $\theta_{Brems} = m_e/E$, avec E l'énergie et m_e la masse de l'électron. Ainsi à 100 MeV $\theta_{Brems} \approx 0.3^0$.

La perte d'énergie est proportionnelle à l'énergie de la particule :

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dx}_{Brems} &= -\int_0^E k\phi(E,k)dk \quad \text{en MeVcm}^2\text{g}^{-1} \\ &= -4\alpha\frac{N_0}{A}Z^2r_0^2\left[\ln 183Z^{-1/3} + \frac{1}{18}\right]E \\ &\propto E \end{aligned}$$

Une grandeur caractéristique apparaît donc, il s'agit de la distance au bout de laquelle un électron perd une fraction de $1/e$ de son énergie par Bremsstrahlung. Il s'agit de la **longueur de radiation**, qui est la grandeur de référence pour mesurer les gerbes électromagnétiques[1]. On l'écrit :

$$X_0 = 4\alpha\frac{N_0}{A}Z^2r_0^2\left[\ln 183Z^{-1/3} + \frac{1}{18}\right] \text{ en g.cm}^{-2}$$

Pour le CsI, $X_0 = 1.85cm$ et $X_0 = 0.3cm$ pour le tungstène.

Notons enfin qu'indépendamment du matériau ou de l'énergie, la perte d'énergie par longueur de radiation est constante et égale à 1.

3.1.2 Création de paire

Sous l'effet du champ électrique d'un noyau, un γ se convertit en une paire e^+e^- dès que son énergie dépasse $2m_e$.

En général, la répartition d'énergie se fait de manière uniforme avec une préférence pour l'équilibre aux basses énergies et pour un transfert aux plus hautes énergies de la plus grande part l'énergie à un seul électron.

En se plaçant dans l'approximation A, la probabilité que le photon produise une paire dont le positron est d'énergie $E = uW$ peut s'écrire : $\psi(W,u)$ où

$$\psi(u,W) = \frac{2}{3} - \frac{1}{2}b + (\frac{4}{3} + 2b)(u - \frac{1}{2})^2$$

Ainsi, la probabilité d'avoir une production de paire par longueur de radiation est :

$$1/\lambda_{paire} = \int_0^1 \psi(u)du = \frac{7}{9} - \frac{1}{3}b \approx \frac{7}{9}$$

[1] La création de paire étant par essence la même réaction il est clair que la longueur de radiation est la bonne échelle pour chacun des 2 phénomènes et donc pour la gerbe dans son entier

3.1.3 Diffusion multiple

Une particule traversant un matériau de longueur de radiation X_0 est défléchie par diffusion coulombienne par le noyau. Ce comportement est essentiellement gaussien pour de petits angles de déviation. Si, à l'instar de Hagiwara et al. [58], on note

$$\theta_0 = \theta_{plan}^{rms} = \frac{1}{\sqrt{2}}\theta_{espace}^{rms}$$

la distribution angulaire des angles de déviation projetés est approximativement gaussienne (elle présente en fait des queues de distribution plus grandes) et est donnée par :

$$\frac{1}{2\pi\theta_0^2}\exp\left(-\frac{\theta_{plan}^2}{2\theta_0^2}\right)d\theta_{plan} \tag{3.1}$$

avec θ_{plan} angle de déviation projeté et la largeur θ_0 est donnée par :

$$\theta_0 = \frac{13.6\mathrm{MeV}}{\beta cp} z\sqrt{\frac{x}{X_0}}\left(1 + 0.038\ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right) \tag{3.2}$$

où βc,p et z sont respectivement la vitesse, l'impulsion et le nombre de charge de la particule incidente.

On peut aussi utiliser les quantités y_{plan} pour lesquelles on a [58] :

$$y_{plan} = z_1 x\theta_0/\sqrt{12} + z_2 x\theta_0/2$$

où z_1 et z_2 sont des variables aléatoires gaussiennes de moyenne nulle et de variance égale à 1.

On note que la diffusion multiple a un effet prépondérant par rapport à la dispersion des particules due au Bremsstrahlung et à la production de paire.

3.1.4 Ionisation

Les particules lourdes (autre que les électrons) perdent leur énergie dans la matière essentiellement par ionisation. Le taux moyen de dépôt d'énergie (pouvoir d'arrêt) est donné par la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2\frac{Z^2}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right]$$

Les fluctuations de pertes d'énergie par ionisation sont données par la distribution de Landau.

Dans le cas de noyaux lourds, la distribution devient gaussienne. Un noyau de nombre de masse A et de numéro atomique Z et d'impulsion p dépose dans un milieu de densité ρ et d'épaisseur l :

$$\delta E = Q_{eff}^2\frac{dE}{dx}\Big|_p\left(\frac{pc}{A}\right)\rho l$$

où Q_{eff} est la charge effective de l'ion, qui tient compte des échanges de charges avec le milieu [30]. Pour un noyau relativiste, les échanges deviennent négligeables et $Q_{eff} \to Z$.

3.1.5 Collision hadroniques

Pour un noyau projectile d'énergie suffisamment élevée, la section efficace d'interaction avec un noyau cible est donnée par la section géométrique :

$$\sigma_{pc} = \pi r^2 (A_p^{1/3} + A_c^{1/3} - b)^2 \tag{3.3}$$

où A_p et A_c sont les nombres de masse du projectile et de la cible, r=1,47fm et b=1.12. Dans les cas qui nous intéresserons ici, cette approximation est suffisante.

Dans un matériau composite comme le CsI, le libre parcours moyen est alors donné par :

$$\lambda_p = \sum m_c / \sum \sigma_{pc} \tag{3.4}$$

Ainsi dans le cas des différents noyaux du rayonnement cosmique, les longueurs d'interactions sont données dans le tableau 3.1.5.

projectile	Pb	CsI
H	194	167
He	135.3	115.5
C	110.7	88.8
N	107.2	85.6
O	104.1	82.9
Fe	75.9	58.2

Tab. 3.1 : *Longueurs d'interactions λ_I en $g.cm^{-2}$ de noyaux du rayonnement cosmique dans le plomb et dans le CsI*

3.1.6 Cascades électromagnétiques et hadroniques

Les gerbes électromagnétiques et hadroniques présentent des caractéristiques trsè différentes. D'abord comme on vient de le voir, leur longueurs caractéristiques (respectivement X_0 et λ_I) sont dans un rapport 40 dans le CsI. Une gerbe hadronique est plus longue qu'une gerbe électromagnétique. Elle est aussi plus large et présente de fortes fluctuations, beaucoup plus prononcées. Ceci vient du fait que l'énergie ne se répartit pas toujours de la même manière entre les composantes hadroniques ($\pi^\pm$ ou π^0...), muonique ou électronique.

Une gerbe hadronique a donc une signature topologique assez claire dans le calorimètre , qui permet de la distinguer aisément d'une gerbe hadronique. Nous avons développé un certain nombre de sélections permettant de séparer les protons des électrons de très haute énergie dans GLAST. Elles sont présentées dans la section 8.5.

3.2 Profil de gerbes

Si les gerbes électromagnétiques sont des phénomènes complexes mettant en jeu un grand nombre de particules et d'interactions, il n'en reste pas moins que l'on peut les décrire comme des processus aléatoires ne dépendant que de quelques paramètres. Historiquement, les études se sont d'abord orientées sur la description probabiliste de la variable aléatoire dépendant du temps $N(t)$ donnant le nombre total de particules en fonction de la profondeur dans la gerbe. On pourra se reporter aux travaux de Harris [60] ou de Vazquez [124]. Nous avons plutôt cherché à utiliser l'énergie déposée par les électrons en fonction de la profondeur.

Procédant à l'instar de Grindhammer & Peters [56], nous utiliserons une représentation analytique du profil de gerbe de la forme :

$$E(z, r) = f(z)g(r) \tag{3.5}$$

en faisant l'hypothèse de la symétrie cylindrique de la gerbe et où $f(z)$ et $g(r)$ décrivent respectivement les profils longitudinal et latéral, dépendant d'un nombre réduit de variables aléatoires.

Afin de bien comprendre la topologie des cascades électromagnétiques dans le CsI, nous avons procédé à la simulation (sous GEANT 3.21) de gerbes d'énergie variant de 1 GeV à 1 TeV dans un bloc de 25 X_0 avec une segmentation fine de $1/5X_0$. On a pu ainsi déterminer les profils moyens ainsi que la forme des fluctuations autour de ces derniers.

3.2.1 Profil longitudinal

Depuis Longo & Sestili [78], le profil longitudinal est toujours représenté par une loi gamma, la densité d'énergie par unité de longueur s'écrit :

$$f(z) = \frac{1}{\lambda}\frac{(z/\lambda)^{\alpha-1}e^{-z/\lambda}}{\Gamma(\alpha)} \tag{3.6}$$

où α et λ décrivent la montée et la décroissance de la gerbe. λ définit l'échelle de longueur caractéristique de la gerbe et la position du maximum est donnée par $\alpha(\lambda - 1)$.

Cette expression reproduit assez fidèlement le profil moyen et *individuel* de gerbe[2], exception faite de la première longueur de radiation où la croissance est beaucoup plus importante, en réalité, que pour la loi gamma. Les deux paramètres α et λ

[2]Tout au moins à des énergies suffisantes pour que les fluctuations poissoniennes liées au nombre de particules soient négligeables. Dans tous les cas, il décrit convenablement le profil moyen.

sont des variables aléatoires corrélées, dont on a déterminé la distribution dans le CsI. Pour décrire les gerbes à l'aide de variables à peu près indépendantes (pour un Monte Carlo rapide par exemple), il faut remplacer α par $T = \alpha(\lambda - 1)$ (voir [56]).

Détermination des paramètres

Afin de pouvoir utiliser une paramétrisation adaptée au calorimètre , on a évalué la valeur des coefficients α et λ dans le CsI à différentes énergies. Ils se déduisent simplement des premiers moments de la distribution longitudinale d'énergie $m_1 = \int z f(z) dz$ et $m_2 = \int z^2 f(z) dz$ à l'aide des formules suivantes [39] :

$$\alpha = \frac{m_1^2}{m_2} \quad \text{et} \quad \lambda = \frac{m_2}{m_1} \tag{3.7}$$

A l'aide des simulations décrites plus haut on a pu déterminer les distributions des paramètres à différentes énergies et en déduire le comportement général. α et λ sont des variables aléatoires suivant une loi log-normale. Comme suggéré par Rossi [100], dans le cadre de l'approximation B, le maximum de gerbe ne dépend que logarithmiquement de l'énergie ; il en est donc de même pour nos paramètres. On peut exprimer la valeur la plus probable de chacun des paramètres de la manière suivante :

$$\alpha = 2.82 + 0.5 \log \frac{E}{1 \mathrm{GeV}} \quad \text{et} \quad \lambda = 2.29 - 0.064 \log \frac{E}{1 \mathrm{GeV}} \tag{3.8}$$

Fluctuations

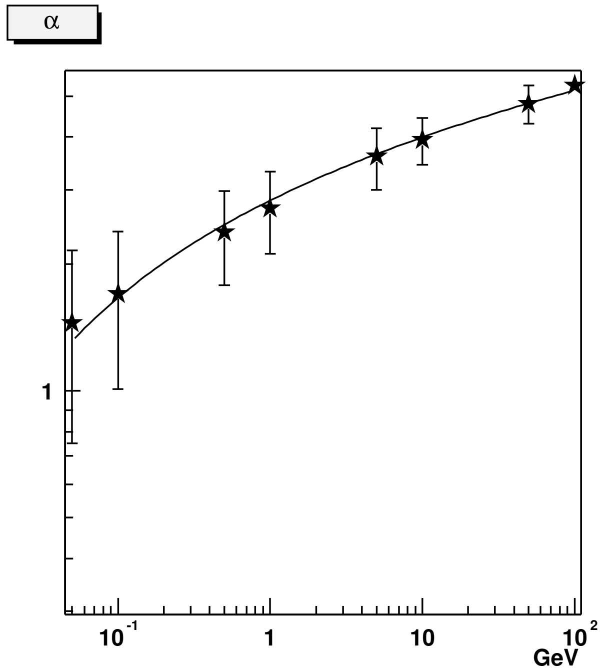
On peut donc décrire la topologie d'une gerbe initiée par un photon d'énergie E_0, à l'aide d'un tirage aléatoire de chacun des deux paramètres. C'est la technique généralement employée pour les simulations rapides de gerbes [56]. Notre propos ici est plutôt de déterminer les premiers moments de la distribution d'énergie à une profondeur donnée dans le calorimètre. Le premier moment nous est donné par le profil moyen décrit ci-dessus. Le second moment reflétant les fluctuations d'énergie déposée à une profondeur donnée a une dépendance particulière avec la profondeur. Comme le montre Heitler [63], il ne s'apparente pas à des fluctuations poissoniennes autour de la valeur moyenne. Il est en effet maximal avant le maximum de gerbe et minimal juste après (ceci est résumé sur la figure 3.2).

Une paramétrisation en deux gaussiennes reproduit bien la distribution simulée et a été utilisée dans la suite.

3.2.2 Profil latéral

Une description usuelle du profil radial pour une profondeur donnée est :

$$g(r) = \frac{2rR_c^2}{(r^2 + R_c^2)^2} + \frac{2rR_t^2}{(r^2 + R_t^2)^2} \tag{3.9}$$



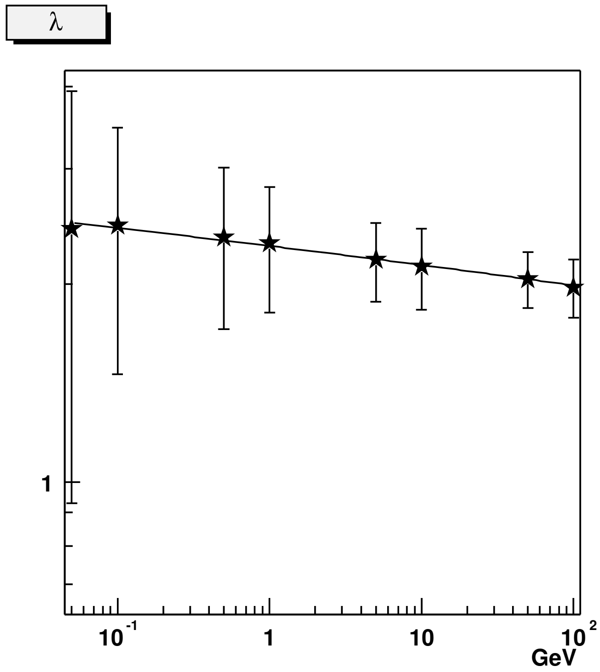


Fig. 3.1 : *Variables aléatoires α et λ moyens dans le CsI. Les barres d'erreurs indiquent la largeur des distributions.*

où les rayons R_c et R_t se rapportent au coeur et aux queues du profil respectivement. Ils dépendent de l'énergie incidente et de la profondeur de manière non-triviale. Pour une description complète, on se reportera à Grindhammer & Peters [56]. En début de gerbe, la composante R_c domine, la gerbe est bien localisée ; puis après le maximum, la composante large R_t prend le dessus.

Fluctuations

Les principales fluctuations du profil latéral à une profondeur donnée sont liées aux fluctuations des paramètres α et λ puisque ceux-ci modifient la forme générale de la gerbe, autrement dit, si l'on déplace le maximum, on n'observe pas le même profil latéral. Grindhammer & Peters [56] introduisent aussi une seconde composante de fluctuations, purement latérales cette fois, afin d'obtenir des résultats proches des données obtenues par simulation.

Plus que les fluctuations du profil latéral, ce qui nous intéresse principalement ici, ce sont les fluctuations du barycentre à une profondeur donnée :

$$x_{bary}(z) = \int x f(z) g(\sqrt{x^2 + y^2}) dx$$

C'est en effet cette information qui est issue de la mesure longitudinale dans un cristal

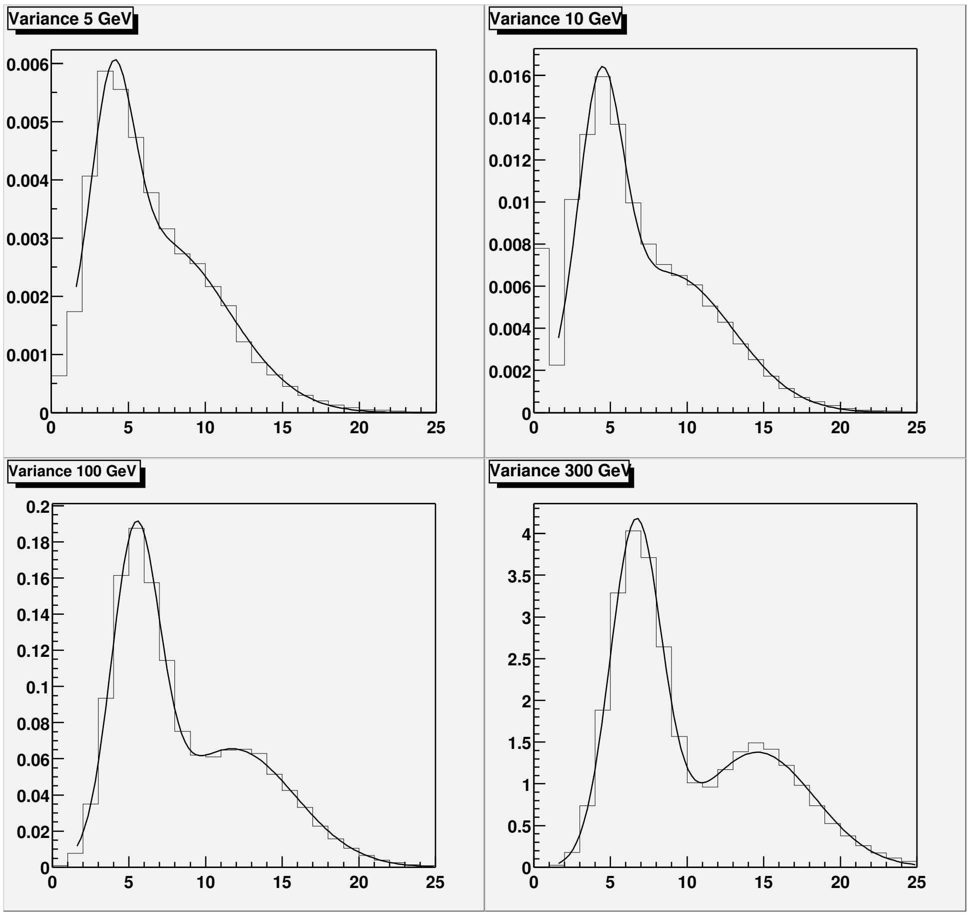


Fig. 3.2 : *Second moment de la distribution d'énergie déposée dans du CsI à différentes énergies. Les fluctuations sont minimales après le maximum de gerbe. L'effet est bien marqué dès la dizaine de GeV. L'histogramme donne les valeurs obtenues par simulation et le trait plein la somme de 2 gaussiennes utilisée pour représenter la variance.*

(voir chapitre suivant). Nous n'entrerons donc pas dans les détails. La figure 5.15 détaille les fluctuations observées de ce barycentre. Avant les maximum de gerbe les fluctuations sont faibles car le coeur de la gerbe domine, puis, lorsque l'énergie se répartit plus largement l'amplitude des fluctuations devient beaucoup plus importante.

3.3 Principes de calorimétrie

L'objectif de la calorimétrie, aussi bien sur accélérateur qu'en astronomie γ , c'est avant tout de mesurer l'énergie de la particule incidente ; mais aussi de mesurer, sa position d'impact, sa direction, voire même de séparer différents types de particules. On utilise donc un matériau dense qui permet à la gerbe de se développer et d'être bien contenue (si possible) dans le détecteur. Reste à mesurer l'énergie qu'elle dépose. On distingue alors :

- les calorimètres homogènes constitués d'un matériau dense scintillant, en général des cristaux comme le CsI ou le $PbWO_4$. Toute l'énergie déposée est alors détectée sous forme de lumière par des photo-détecteurs.
- les calorimètres à échantillonnage qui utilisent un matériau dense non scintillant comme le plomb associé à des détecteurs de particules chargées (fibres scintillantes, pistes de silicium). L'énergie déposée est alors échantillonnée en divers points de la gerbe.

On ne s'intéresse ici qu'aux calorimètres électromagnétiques homogènes.

Les performances d'un calorimètre sont

- **la résolution en énergie** avant tout, qui traduit la précision de mesure
- la linéarité c'est-à-dire $< E_m >= E_i$
- la forme de la réponse instrumentale, de la fonction de redistribution de l'énergie
- la dispersion de position
- sa capacité à séparer différents types de particules
- etc

Chacune de ces caractéristiques à plus ou moins d'importance, en particulier dans le cadre de la calorimétrie pour l'astronomie γ spatiale. Nous allons passer en revue certaines à l'aune de nos objectifs.

3.3.1 Résolution en énergie

La résolution en énergie d'un calorimètre électromagnétique est principalement limitée par les fluctuations :

- fluctuations intrinsèques au processus physique conduisant à l'échappement hors du calorimètre
- fluctuations du nombre de photo-électrons
- effets instrumentaux liés au bruit et aux non-linéarités de l'électronique de lecture, à l'atténuation de lumière dans les cristaux etc.

Elle s'écrit en général de la manière suivante [130] :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a_0}{E} \oplus \frac{a_1}{\sqrt{E}} \oplus b \tag{3.10}$$

où a_0 provient du bruit électronique sommé sur les canaux de lecture, a_1 provient de la statistique des photo-électrons et b a trois composantes principales :

$$b = b_G \oplus b_C \oplus b_n \tag{3.11}$$

b_G représente la contribution liée à la géométrie (fuites latérales et longitudinales, absorption par les matériaux passifs). Dans le cas de GLAST, et la plupart du temps en ce qui concerne la calorimétrie embarquée, ce terme dépend de l'énergie et de l'angle, car la contenance de gerbe varie fortement selon les domaines considérés (voir chapitre 5). Le second terme b_C représente l'erreur liée à l'inter-calibration des cristaux, et le dernier b_n l'erreur liée à la non-uniformité de la réponse des cristaux.

Ici, le choix du CsI(Tl) donne une statistique de photo-électrons élevée, aussi pourra-t-on négliger le second terme de l'équation. Le premier terme va dépendre du nombre de canaux de différents types mis en jeu. En effet, selon la diode le niveau de bruit n'est pas comparable. D'une manière générale, l'écart-type du bruit électronique est $\sqrt{n_s \sigma_s^2 + n_b \sigma_b^2}$ où n_s et n_b sont respectivement le nombre de petites et de grandes diodes touchées, σ_s et σ_b l'écart-type du bruit électronique des petites et grandes diodes. Afin d'évaluer ces valeurs, on peut représenter le nombre de cristaux pour lesquels la lecture se fait avec la grande diode et le nombre total de cristaux mis en jeu en fonction de l'énergie.

3.3.2 Calorimétrie pour l'astronomie gamma spatiale

L'utilisation d'un calorimètre embarqué pour l'astronomie γ spatiale pose un certain nombre de problèmes différents des instruments au sol sur accélérateur. Le premier est lié au mode d'étalonnage : les caractéristiques de la réponse instrumentales varient au cours du temps après la mise sur orbite et il est impossible de réévaluer les différents gains grâce par exemple à une série de résonnances produites par un faisceau comme c'est le cas au sol. Nous reviendrons sur ce problème dans les deux prochains chapitres.

Détection de source

La résolution en énergie a un rôle à jouer même dans le cadre de la détection de source. En effet, la PSF dépend de la forme de la dispersion d'énergie et de sa dépendance en l'énergie incidente. Il faut distinguer deux effets distincts.

S. Digel a étudié l'effet de la largeur de la distribution d'énergie sur la significativité d'une source pour une dépendance de la PSF en $1/\sqrt{E}$, [42] On rappelle que :

$$PSF(E_m) = \int dE E^{-\alpha_s} PSF(E) EDP(E_m|E)$$

où $EDP(E_m|E)$ est la dispersion en énergie, ie la probabilité d'observer E_m à partir de E et $E^{-\alpha_s}$ le spectre à la source. La dispersion angulaire, et donc la faculté de détecter une source, dépend directement du spectre de la source et de la résolution en énergie de l'appareil. Pour une dispersion en énergie ne présentant pas de queus de distribution, Digel a montré que la dépendance de la significativité de la source avec la résolution est faible (pour une largeur de plus de 30%, le test statistique augmente de moins de 10%). L'effet d'une distribution plus asymétrique pourrait être plus prononcé.

Chapitre 4

Le calorimètre de GLAST

4.1 Pré-requis scientifiques et description générale

Le calorimètre doit d'abord apporter une mesure de l'énergie du photon incident avec une qualité suffisante pour assurer une bonne reconstruction spectrale. De plus, afin de préserver la capacité de détection de raies d'annihilation à haute énergie pour le test des modèles de matière noire non-baryonique, une résolution très fine à haute énergie est souhaitable. Notons au passage que l'information sur l'énergie permet de contrôler la taille de la PSF , ce qui n'est pas possible pour AGILE à des énergies supérieures à quelques centaines de MeV.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, le calorimètre de GLAST est composé de 16 modules indépendents dans chacune des tours. Ils sont identiques et composés de 96 cristaux parallélépipédiques disposés horizontalement en 8 couches de 12 cristaux et orientés successivement selon l'axe des X et l'axe des Y (voir figure 4.2).

Les cristaux sont des scintillateurs inorganiques en iodure de césium dopé au Thallium ou CsI(Tl), qui présente un rendement lumineux adapté aux mesures de faibles énergies et une résistance suffisante aux rayonnements ionisants pour une utilisation dans l'espace. Les cristaux sont de plus partiellement dépolis et emballés dans un revêtement réfléchissant afin d'augmenter la quantité de lumière ansi que la diffusion et permettre ainsi une mesure différentielle à chaque extrémité du cristal. Cette dernière se fait grâce à 2 paires de diodes PIN.

4.1.1 Cristaux

Les cristaux de CsI(Tl) sont des parallélépipèdes rectangles de 300mm de long, 30mm de large et 19.6mm d'épaisseur. L'épaissenur totale d'un module de calorimètre étant ainsi de l'ordre de 158mm.

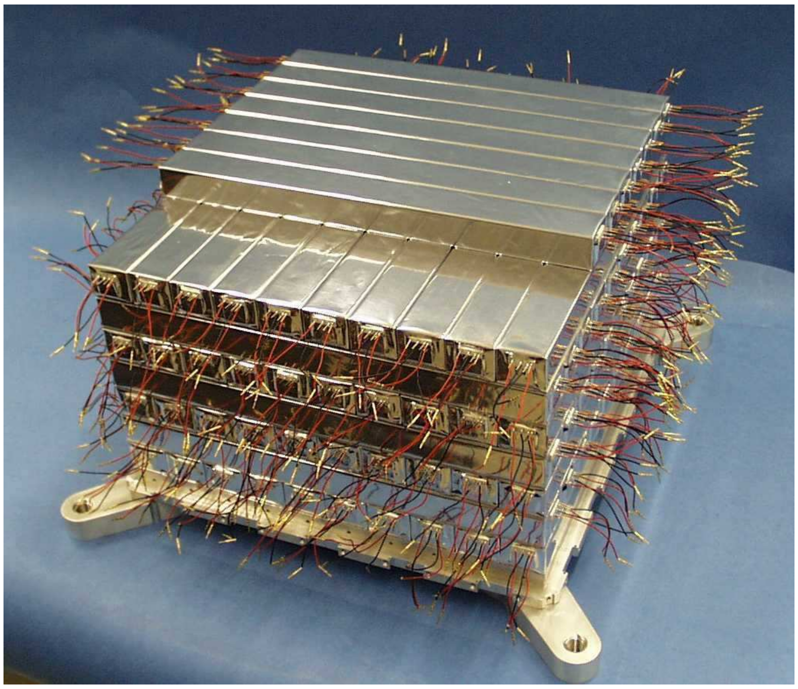


Fig. 4.1 : *Cristaux de CsI enrobés, équipés et organisés de manière hodoscopique. Il s'agit ici du prototype BTEM pour les tests faisceaux au SLAC et GSI ainsi que pour le vol ballon. Photo NRL*

CsI(Tl)

Lorsqu'il est dopé au Thallium, le CsI est un des scintillateurs inorganiques qui possèdent le meilleur rendement lumineux ce qui le rend idéal pour les mesures à basse énergie. C'est un scintillateur assez lent mais dont le temps de décroissance reste bien inférieur au temps mort requis. C'est donc lui qui a été retenu pour GLAST.

Parmi ces caractéristiques physiques principales, retenons que :

- l'émission est maximale à 520 nm et présente plusieurs composantes dont les temps de décroissances sont 25 ns, 700 ns et 3.5 ns. Voir le tableau 4.1.1.
- l'indice de réfraction est de 1.79
- sa densité est de $4.86g.cm^{-3}$
- sa longueur de radiation 1.85 cm, et sa longueur d'interaction $37cm$.
- son rayon de Molière $3.5cm$

4.1.2 Dépendance environnementale du rendement lumineux

Les propriétés optiques et de scintillation des cristaux de CsI(Tl) dépendent fortement des conditions d'utilisation. La température modifie le rendement lumineux, et l'environnement radiatif détériore la transparence et l'efficacité.

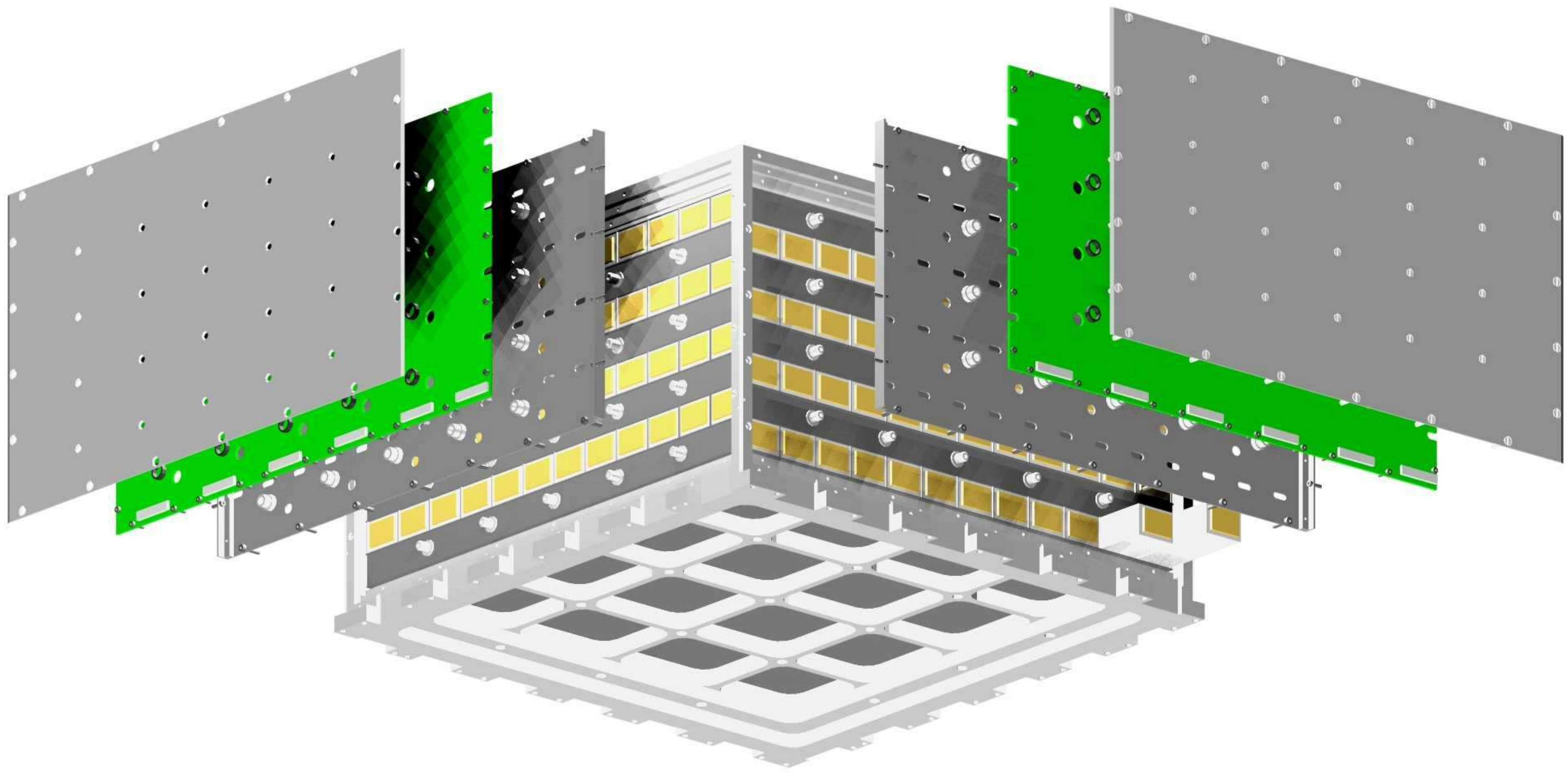


Fig. 4.2 : *Module du calorimètre de GLAST.*

Temps de décroissance	fraction de la charge totale
25 ns	2%
700 ns	60%
3.5 ms	38%

Tab. 4.1 : *Composantes de l'émission du CsI(Tl)*

Température

Les conditions de température au sol sont très différentes de celles que l'on va trouver sur orbite. La chaleur ne peut être emportée par convection aussi utilise-t-on des guides de chaleur qui permettent de répartir la chaleur à l'intérieur du satellite. Une des sources principales vient de l'électronique du trajectographe. L'électronique du calorimètre, quant à elle, est à faible consommation (7 W) et ne dégage que peu de chaleur. La mise à l'équilibre thermique d'un module de calorimètre prend environ 7 heures et la température attendue en vol est de l'ordre de 0°C, il convient d'en tenir compte lors de la mesure du rendement lumineux.

Le rendement lumineux décroît avec la température, les mesures effectuées au NRL montrent que l'on perd environ 1% par degré.

Vieillissement et radiations

L'influence des radiations absorbées sur le rendement lumineux dépend fortement des caractéristiques du cristal (impuretés, longueur d'absorption etc), lors de sa fabrication. Un ensemble des cristaux issus d'une même matrice va donc être sensible de la même manière aux radiations [27]. On peut donc définir un comportement moyen pour un constructeur donné. Les mesures éffectuées par l'équipe du NRL montrent que le rendement diminue d'environ 1% par krad.

La dose moyenne en orbite est de l'ordre de 1 krad par an, ce qui fait que les problèmes de luminescence ne se posent pas. Lors d'un sursaut solaire comme ce fut le cas pour EGRET, on enregistre une dose supplémentaire de 1 krad. Un tel événement est attendu au cours de la durée de vie de GLAST. Aussi au bout de 10 ans d'observation, attend-on une dose totale de l'ordre de 11 krad, et donc une diminution de l'ordre de 11% du rendement lumineux.

Notons, enfin, que l'irradiation n'est pas complètement uniforme dans un cristal et a fortiori dans le calorimètre. En effet, l'essentiel de la dose provient des particules de basse énergie qui parcourent une distance faible à l'intérieur du détecteur et déposent leur énergie à la périphérie de l'instrument. Aussi les extrémités extérieures des barreaux de CsI seront-elles plus obscurcies tandis que les tours centrales seront protégées.

4.1.3 Dépolissage - mesure de position

Alors qu'habituellement on cherche à uniformiser au maximum la réponse à l'intérieur d'un cristal, ici le choix a été fait de les dépolir afin d'augmenter la diffusion et ce faisant d'accentuer l'asymétrie de réponse droite et gauche. Cette approche va nous permettre d'évaluer la position longitudinale d'impact d'une particule en comparant les deux réponses.

Notons tout d'abord que le fait de dépolir un cristal supprime le cône de réflexion totale et diminue donc, a priori, la quantité de lumière reçue. Il est donc nécessaire d'enrober les cristaux dans un matériau diffuseur très réfléchissant pour minimiser les pertes lumineuses. Ceci sera détaillé plus bas.

Dans l'hypothèse où l'atténuation est linéaire tout au long du cristal et les pertes de lumières négligeables, le signal observé de part et d'autre est donné par :

$$L = E(1 + \mu x) \quad et \quad R = E(1 - \mu x) \tag{4.1}$$

où x est la position d'incidence sur le cristal et μ la longueur d'atténuation, grandeur qui dépend à la fois de l'état de surface du cristal et de la chaîne d'électronique.

Dès lors on obtient

$$E = \frac{L + R}{2} \tag{4.2}$$

La position relative dans le cristal est alors donnée par l'asymétrie de mesure :

$$x = A\frac{L - R}{L + R} \tag{4.3}$$

où $A = 1/\mu$ est la pente.

La détermination de l'état de surface est un problème assez complexe. Il faut parvenir à augmenter la diffusion tout en limitant les pertes de lumières. La solution finalement trouvée consiste à dépolir uniquement les 2 petites faces d'un cristal. De plus, les extrémités doivent être polies afin de transmettre un maximum de lumière dans la diode. Enfin, pour assurer une bonne linéarité jusqu'aux extrémités du cristal, il est nécessaire de blanchir les zones non-convertes par la diode. Le gain en linéarité de la réponse longitudinale a été mis en évidence lors de tests faisceau au CERN.

4.1.4 Optimisation du rendement lumineux - Enrobage et lecture

Outre les propriétés intrinsèques du scintillateur, c'est la qualité de la collection de lumière qui détermine le rendement lumineux. Il s'agit d'une part de limiter le nombre de photons qui diffusent à l'extérieur du cristal à l'aide d'un enrobage réfléchissant et diffusant. D'autre part, en adaptant dans la mesure du possible les photo-détecteurs aux caractéristiques géométriques et physiques des scintillateurs.

Enrobage

Nous rapellons ici brièvement les résultats de travaux menés par Gilles Bogaert à l'école polytechnique ainsi que par l'équipe du Naval Research Laboratory.

L'enrobage d'un cristal par un matériau réfléchissant permet avant tout d'augmenter le rendement lumineux en renvoyant dans le cristal des photons transmis vers l'extérieur. Il est aussi précieux dans notre cas parce qu'il permet de jouer sur l'asymétrie de réponse quand il a des propriétés de diffusion.

Différents matériaux ont été testés : Tyvek, Tetravec, Mylar multicouche etc. Les meilleures performances ont été obtenues avec ce dernier. A une température de 20°C, le rendement lumineux est de l'ordre de 6000 photo-électrons par MeV, soit un doublement comparé aux enrobages plus traditionnels.

Dimensions des diodes

Augmenter le rendement lumineux, c'est aussi détecter le plus grand nombre de photons possible. Il semble naturel de couvrir complètement les extrémités des cristaux par une surface sensible. Il faut toutefois garder à l'esprit que l'augmentation de surface de la diode se traduit par une augmentation de la capacité de celle-ci c'est-à-dire par une hausse du niveau de bruit. Il est donc nécessaire d'augmenter l'épaisseur de la diode dans des proportions similaires afin de maintenir le bruit électronique à un niveau acceptable ; la capacité $C \propto S/e$. Se pose alors le problème de l'effet de compteur nucléaire : les diodes sont des détecteurs actifs au même titre que les cristaux, aussi, toute particule chargée les traversant y dépose de l'énergie et simule un signal bien plus important dans le cristal, faussant la mesure d'énergie. Augmenter la taille des diodes c'est augmenter la fréquence et l'ampleur de ce phénomène.

Notons d'emblée que, si ce problème se révèle crucial sur certains calorimètres comme celui de CMS à base de tungstanate de plomb à faible rendement, le fort rendement lumineux des cristaux du CsI(Tl) devrait limiter l'effet. D'autre part, le redondance du système de lecture fait qu'il est possible de rectifier la mesure : les diodes touchées directement par les particules de la gerbe sont faciles à identifier soit à l'aide de la direction de la gerbe fournie par le trajectographe soit parce que la position reconstruite par asymétrie est, en général, à l'extrémité du cristal.

La définition initiale de la taille des diodes était de $1\mathrm{cm}^2$. Nous avons cherché à voir dans quelle mesure passer à $1.5\mathrm{cm}^2$ influerait sur la qualité de la mesure d'énergie et de position. Pour cela, on a simulé chacune des deux configurations. Pour avoir un ordre de grandeur de l'effet, on peut considérer le dépôt d'énergie équivalent produit par une particule au minimum d'ionisation dans le silicium de la diode où le dE/dx est de $3.8MeV.\mathrm{cm}^{-1}$ avec un gain de $5000e^{-}.MeV^{-1}$. Un MIP traversant horizontalement une diode de $200\mu\mathrm{m}$ d'épaisseur créerait un signal de $40keV$, alors que verticalement il créerait un signal de 200 MeV ! Le facteur géométrique est heureusement très faible et ces événements devraient être peu nombreux. Les simulations montrent que seuls 2% des événements présentent une déviation sensible de l'énergie mesurée, l'effet sur la résolution est donc négligeable.

4.2 Électronique de lecture

L'électronique de lecture du calorimètre est soumise à une série d'exigences fortes parmi lesquelles :

- une gamme dynamique de 5.10^5, de 2 MeV à 100 GeV
- une consommation de l'ordre de 60 mW par cristal
- un temps mort de l'ordre de 20µs par événement

Nous passons donc en revue les caractéristiques principales de l'électronique. Une description plus complète est disponible par exemple dans Johnson et al. [68].

4.2.1 Caractéristiques

Afin de gérer les deux premiers points, la lecture se fait sur deux diodes, chacune étant reliée à deux amplificateurs différents. On a donc au total 4 voies : LEX4, LEX (basse énergie, grande diode), HEX8, HEX (haute énergie, petite diode), dont les caractéristiques sont détaillées dans les tableaux : 4.2.1 et 4.2.1.

Le choix des gammes est fait de telle sorte que le recouvrement d'une gamme à l'autre soit suffisant pour assurer une bonne inter-calibration par les ions cosmiques et pour limiter la gamme dynamique du détecteur de crête échantilloneur-bloqueur (peak detecting track and hold). Le préamplificateur de charge ainsi que les deux amplificateurs de mise en forme (shaping amplifiers) font partie d'un circuit intégré (ASIC) dont un aperçu est donné sur la figure 5 de Johnson et al. [68]. Le signal produit dure 3.5 µs afin d'intégrer la plus grande partie possible de la lumière de scintillation du CsI(Tl) (voir tableau 4.1.1). Il existe un troisième amplificateur dont le signal produit dure de l'ordre de 0.5µs. Il fournit un signal rapide utilisable pour le déclenchement alternatif par le calorimètre , en particulier à haute énergie.

Les convertisseurs analogique-numérique (ADC) utilisés codent le signal sur 12 bits.

4.2.2 Modes de lecture

Le temps alloué à la télémétrie limite la quantité totale d'informations transmissibles au sol et impose donc une certaine compression des données. C'est pourquoi, en mode d'observation, une seule voie sur quatre est enregistrée. La voie de lecture optimale est déterminée à bord selon la procédure suivante : la voie non-saturée dont la réponse occupe le plus grand nombre de canaux ADC est conservée. Afin de palier à d'éventuels

Préamplificateur	gamme	2-800 MeV
LEX4	seuil nominal	2 MeV
	limite supérieure	200 MeV
	niveau de bruit	2000 e^-
	linéarité intégrale	$\pm$ 0.5%
LE	seuil de calibration	5 MeV
	limite supérieure	800 MeV
	linéarité intégrale	$\pm$ 0.5% $\geq$10 MeV

Tab. 4.2 : *Caractéristiques des gammes basses énergies, grande diode*

Préamplificateur	gamme	100MeV-100 GeV
HEX8	seuil nominal	10 MeV
	limite supérieure	1.8 GeV
	niveau de bruit	20000 e^-
	linéarité intégrale	$\pm$ 0.5%
HE	seuil de calibration	300 MeV
	limite supérieure	100 GeV
	linéarité intégrale	$\pm$ 0.5% $\geq$400 MeV

Tab. 4.3 : *Caractéristiques des gammes hautes énergies, petite diode*

problèmes de non-linéarité, on peut imposer une limite plus faible que le canal 2048. Chacune des deux extrémités d'un cristal agit de manière indépendante de l'autre. Il est donc tout à fait possible et même fréquent de conserver des signaux de deux gammes différentes. Ceci présente un certain nombre d'inconvénients au niveau de la mesure d'asymétrie, puisqu'alors on doit déterminer une pente pour chacune des configurations (LEX-LEX4, LEX4-LEX, LEX-HEX8 etc). Nous reviendrons sur ce problème dans la suite.

D'autre part, il est nécessaire d'étalonner périodiquement le détecteur, et en particulier, il est nécessaire de bien maîtriser l'inter-calibration d'une gamme à l'autre. Pour ce faire, ce sont les quatre voies qui sont enregistrées en mode calibration, lorsque le détecteur est en calibration (à l'aide protons et noyaux d'Helium) ou bien lors d'un trigger HIGH-Z (passage d'un noyau lourd dans l'anticoïncidence).

4.3 Etalonnage

L'etalonnage d'un calorimètre est une tâche critique qui va fortement peser sur ses performances. Le fait d'avoir un instrument sur satellite complique d'autant plus la tâche. La plupart des méthodes usuelles de calibration sont rendues caduques par l'environnement spatial du détecteur. La stratégie choisie consiste d'abord à évaluer la réponse de l'instrument en deux temps : d'abord au sol, puis en orbite.

Au niveau du calorimètre, on a besoin de bien connaître la réponse de chacune des voies de lecture de chacun des cristaux (gains, linéarité etc),

4.3.1 Calibration au sol

Une première série de tests est prévue avant le lancement. Il s'agit de déterminer les caractéristiques de chacun des éléments constituants le calorimètre : cristaux, électronique, modules complets etc ; mais aussi de vérifier la capacité des simulations à reproduire la comportement de l'instrument, car une fois en orbite, on ne dispose plus de faisceau pour étalonner l'instrument en cas de modification sérieuse de son fonctionnement comme une panne de l'électronique d'un cristal, voire d'un module entier.

Cristal individuel

L'ensemble des caractéristiques à évaluer comprend :
- le rendement lumineux pour chacune des voies
- les 4 différentes pentes d'atténuation longitudinale possibles
- les éventuelles inhomogénéités de la réponse du cristal
- une estimation d'une possible flèche

Sur faisceau

Les tests sur faisceau permettent de caractériser le fonctionnement de l'instrument complet. Une série de prototypes ont déjà été testés au SLAC en 1997 [7] et en 1999 et 2000 [44] ainsi qu'au CERN et au GSI pour le calorimètre.

Avant le lancement, quatre tours seront assemblées dans différentes configurations et mises sur faisceau au SLAC, afin d'obtenir une caractérisation de la réponse de l'instrument. Les points importants, en ce qui concerne le calorimètre , résident dans la maîtrise des effets de bord, et la vérification des méthodes de reconstruction. Il s'agit en quelquesorte d'un étalonnage du programme de simulation, étalonnage vital puisqu'une fois sur orbite seul ce programme permet d'étudier le comportement en cas de changement important des caractéristiques, comme par exemple la perte d'un module entier.

4.3.2 Calibration en vol

Après le décollage, mais aussi au cours de la vie du détecteur, les caractéristiques des divers composants vont subir de fortes modifications. En premier lieu, le collage optique des diodes devra résister au lancement[1], mais les propriétés du joint vont être modifiées par le nouvel environnement, le dégazage, puis l'irradiation. De même comme on l'a vu plus haut, le fonctionnement à température d'équilibre, ainsi que l'obscurcissement progressif du cristal vont modifier à la fois les gains et les pentes d'asymétrie de réponse. L'évolution de toutes les caractéristiques au cours du temps rend impérieuse la nécessité d'une calibration en vol et d'un suivi régulier de la réponse de l'instrument. Outre les tests d'injection de charge, la seule source d'énergie suffisante et bien calibrée disponible en orbite provient des dépôts d'énergie dans les cristaux des rayons cosmiques galactiques.

Cosmiques

Outre les protons, les noyaux présents dans le rayonnement cosmique sont essentiellement l'hélium, le carbone, l'oxygène et l'azote (groupe CNO), et enfin le fer, ainsi qu'un peu de nickel. Ce sont eux qui vont nous permettre d'étalonner correctement le détecteur grâce à leur $\mathrm{d}E/\mathrm{d}X$ qui est bien connu. Les protons et les α sont enregistrés à intervalles réguliers en passant en mode calibration. Pour les noyaux au-delà du carbone, les faibles flux imposent de conserver la totalité des événements traversant le détecteur ; ce que permet le mode de déclenchement grand-Z, lorsque une particule de $Z > 6$ traverse l'anti-coïncidence.

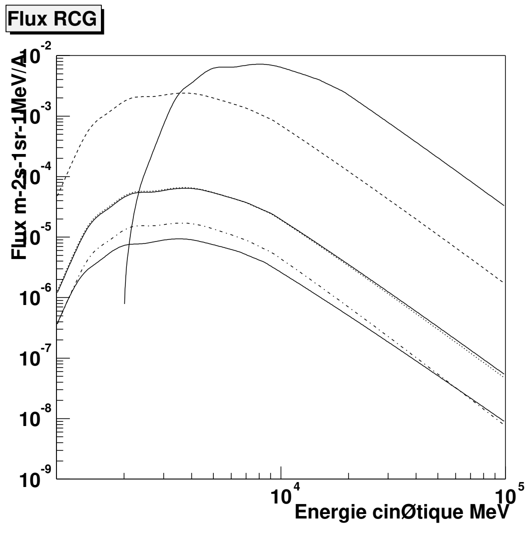


Fig. 4.3 : *Flux différentiels moyens des cosmiques d'origine galactique à l'altitude de GLAST lors du minimum d'activité solaire (donc le flux de cosmique est maximal). On considère la valeur moyenne sur tout l'orbite.*

On a détaillé en la forme des pertes d'énergie par ionisation pour les protons et

[1]Si certaines diodes lâchaient la nécessite de recalibrer serait évidemment encore plus grande

les noyaux lourds. Rappelons que le dE/dX est proportionnel au carré de Z. Il est donc nécessaire de déterminer la nature du noyau afin d'évaluer sa perte d'énergie. Le tableau 4.3.2 recense les dépôts d'énergie des divers ions au minimum d'ionisation (c'est-à-dire d'énergie de 2 à 3 GeV par nucléon) à incidence normale sur le calorimètre.

Le trajectographe donne une mesure de leur direction qui permet de déterminer l'épaisseur traversée par cristal, et d'en déduire l'énergie effectivement déposée.

Espèce	ΔE	$\Delta E/A$
H	11 MeV	11 MeV
He	44 MeV	11 MeV
C	395 MeV	33 MeV
N	538 MeV	38 MeV
O	702 MeV	44 MeV
Fe	7.42 GeV	132 MeV

Tab. 4.4 : *Énergie déposée dans un cristal par un noyau au minimum d'ionisation à incidence normale. La perte d'énergie par nucléon est significative pour le fer, aussi varie-t-elle fortement d'une couche à l'autre.*

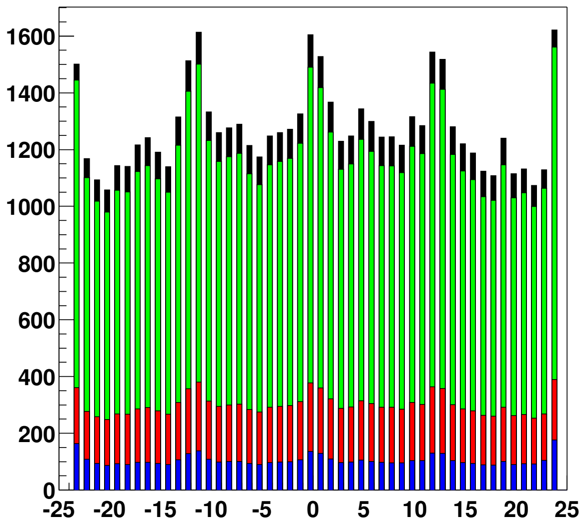


Fig. 4.4 : *Nombre de cosmiques traversant les cristaux de la première couche du calorimètre et n'interagissant pas le long de leur parcours*

On peut résumer les phases de la calibration par les cosmiques à grands Z de la manière suivante :

– Extraction des événements à grand Z à partir du signal de l'anticoïncidence
– Identification de candidats cosmiques
– Ajustement des traces grâce au trajectographe
– Identification de la charge à partir du signal enregistré dans le calorimètre
– Détection d'éventuelles interactions du noyau
– Ajustement du dE/dx
– Détermination des gains et des pentes

Notons que l'énergie du cosmique avant de pénétrer dans le détecteur reste une inconnue. Le dE/dX dépend de manière assez significative de l'impulsion du noyau. L'hypothèse d'une particule au minimum d'ionisation est donc passablement mauvaise en présence d'un spectre comme c'est le cas des cosmiques : le spectre est brutalement coupé par la magnétosphère en-dessous de 2 GeV/A, le flux est vaguement constant jusqu'à 6 GeV/A puis il suit la loi de puissance en $E^{-2.67}$ des cosmiques galactiques. GLAST est donc soumis essentiellement à un faisceau d'ions proches du minimum d'ionisation, mais la composante spectrale va contribuer à l'élargissement de la distribution d'énergie déposée.

Taux d'événements utiles

La majeure partie des ions, lors de la traversée du calorimètre va subir une interaction (changement de masse et/ou de charge). Seuls les noyaux traversant la totalité du calorimètre sans collisions sont des candidats valables pour la calibration. Il faut donc déterminer la fréquence d'événements utiles attendue par cristal. On verra aussi dans quelle mesure ce taux est uniforme dans le calorimètre.

Un cosmique traversant une longueur l du calorimètre et de longueur d'interaction λ_I dans le CsI a une probabilité d'interaction égale à $1 - e^{-l/\lambda_I}$. En suivant E. Grove [57], on peut supposer que le facteur géométrique utile est de l'ordre de 8 $m^2 sr$.

Afin de s'assurer de l'uniformité de l'exposition pour chaque cristal, on a simulé le passage de μ dans le calorimètre pour imiter le passage de particules chargées mais n'interagissant pas, et on a pu étudier la fréquence d'événements ions lourds dans chaque cristal du calorimètre. On peut voir sur la figure 4.4 ces fréquences dans la première couche pour différentes espèces (C,N, O et Fe).

Détermination des numéros atomiques des cosmiques

La résolution en énergie d'un cristal est suffisante pour distinguer les différents pics d'ionisation des divers cosmiques. Aussi est-il possible d'identifier les cosmiques simplement par leur signal dans le calorimètre une fois leur direction connue. Afin de le vérifier, le module de test faisceau (BTEM) a été placé sur un faisceau d'ions lourds au cours de l'été 2000 au GSI de Darmstadt.

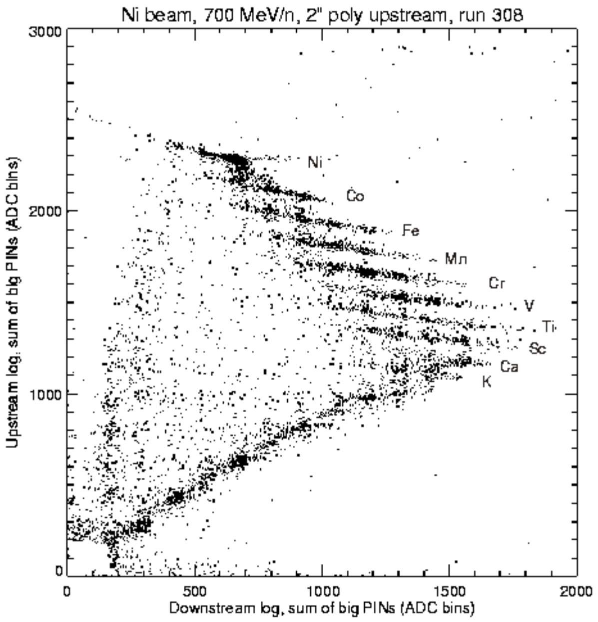


Fig. 4.5 : *Nombres de canaux ADC mesurés dans les deux premières couches du calorimètre pour un faisceau incident de Ni sur une cible de polystyrène. Les signaux de chacune des espèces sont clairement distincts. Les noyaux les plus lourds déposent l'essentiel de leur énergie dans la première couche, alors que les noyaux plus légers la tendance s'inverse. Figure fournie par E. Grove.*

En plaçant une cible de polystyrène en avant d'un faisceau de Nickel à 700 MeV/A, on a pu détecter la plupart des noyaux fils en comparant les signaux dans les deux premières couches. Les noyaux les plus lourds déposent l'essentiel de leur énergie dans la première couche, alors que les noyaux plus légers la tendance s'inverse. Ceci est plus clairement visible sur la figure 4.5. Notons qu'après interaction avec la cible le faisceau n'est plus mono-énergétique, la distribution d'énergie déposée est donc élargie. Aussi la capacité du calorimètre de distinguer les noyaux lourds est-elle établie même dans les cas où ceux-ci ont des énergies distinctes.

Les énergies minimales des cosmiques sont plus élevées que celles obtenues sur ce faisceau test. Le dépôt d'énergie devrait donc être à peu près constant d'une couche à l'autre (à l'exception du fer pour lequel le déplacement le long de la courbe de Bethe-Bloch est sensible d'une couche à l'autre). Le flux des cosmiques dépend fortement de l'état du champ magnétique terrestre, donc de la position du satellite autour de la Terre. L'accumulation des données étant relativement lente, on peut considérer que GLAST est soumis à un spectre moyen. La dispersion d'énergie déposée induite par le spectre incident est assez significative mais ne compromet pas la séparation des différentes

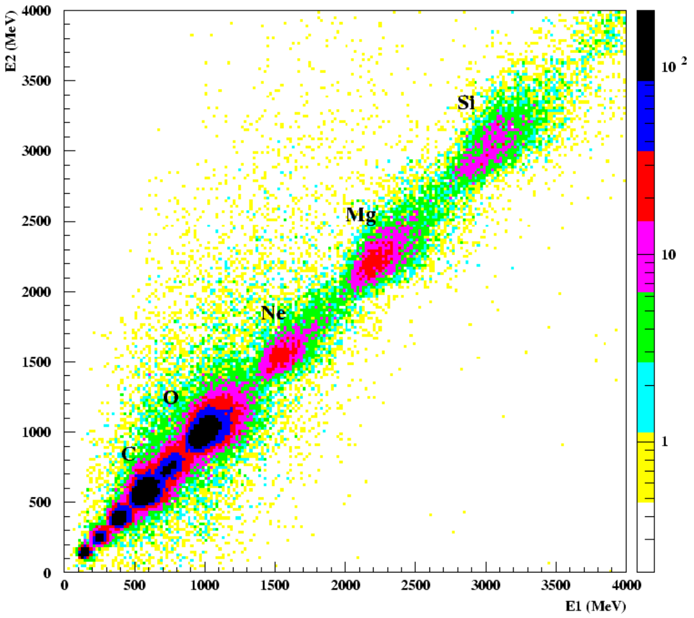


Fig. 4.6 : *Énergies mesurées dans les deux premières couches du calorimètre pour un faisceau à incidence normale de cosmiques distribués selon le spectre moyen de CREME. Les signaux de chacune des espèces sont là encore clairement distincts. On note toutefois la plus grande dispersion des signaux due à la dispersion des énergies incidentes. Figure fournie par B. Lott.*

espèces. Pour s'en assurer, on a généré des événements Un spectre moyen par espèce a été calculé grâce au logiciel CREME développé au NRL. La figure 4.6 reproduit ces différents spectres.

Incertitudes dans la détermination des gains

Une connaissance de l'ordre du pourcent est requise pour la valeur absolue des gains aux énergies de référence des dE/dX des cosmiques. Afin d'évaluer le nombre total de cosmiques requis, il est nécessaire de déterminer l'ensemble des sources d'incertitudes.

- Les dispersions des dépôts d'énergie intrinsèque (fluctuations de Landau ou de Vavilov) sont négligeable devant celles associées aux fluctuations sur l'énergie initiale dues au spectre incident. Ces dernières sont les principales sources d'erreur. La figure 4.7 montre la dispersion, obtenue par simulation, des dépôts d'énergie dus aux noyaux cosmiques de carbone dans un cristal, la largeur est légèrement inférieure à 10%. Dans le cas du Fer, la dispersion est de l'ordre de 15%.
- L'épaisseur de cristal effectivement traversée par le noyau est calculée grâce au

trajectographe . On attend néanmoins une imprécision de l'ordre de quelques pourcents.
– Pour les noyaux les plus lourds, les pertes d'énergies dans chaque couche modifient la valeur du $\mathrm{d}E/\mathrm{d}X$. Aussi, les valeurs moyennes attendues dans la prenière et la dernière couche sont elles très différentes.

L' incertitude totale est de l'ordre de 20% [57], aussi avec 1000 CNO par jour et par cristal attend-on une précision de l'ordre de 1% par jour et de quelques pourcents pour le fer.

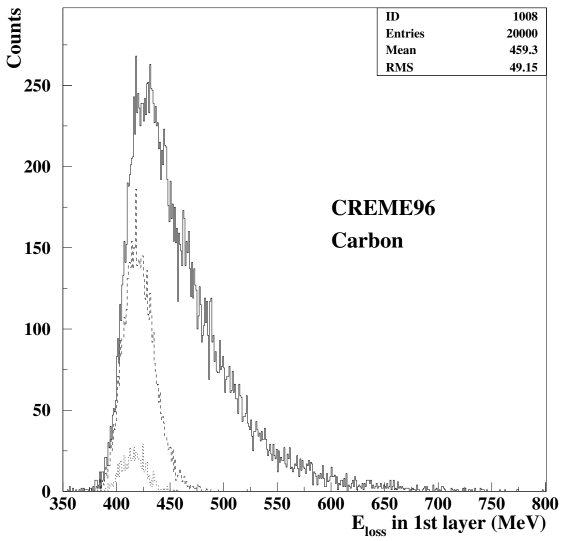


Fig. 4.7 : *Énergie déposée par un spectre de noyaux de carbone dans la première couche du calorimètre. On note l'élargissement de la distribution. Figure fournie par B. Lott.*

4.4 Conclusion

Le calorimètre de GLAST est assez original à divers points de vue. La conception du calorimètre offre la possibilité d'une mesure tridimensionnelle de la gerbe. L'asymétrie de réponse gauche-droite obtenue par dépolissage des cristaux donne accès à la position longitudinale de la gerbe dans un cristal tout en limitant les pertes de rendement lunimeux. L'utilisation des quatre gammes d'énergies permet de couvrir les 5 ordres de grandeurs nécessaires tout en maintenant la consommation à des niveaux raisonnables.

Sa principale particularité tient probablement à son mode d'étalonnage : La calibration du calorimètre se fait donc essentiellement avec des particules au minimum d'ionisation, l'injection de charges permettant de contrôler la linéarité de la réponse entre chaque point de mesure fourni par les différentes espèces de cosmiques. Le calorimètre va donc intrinsèquement mesurer une énergie *déposée* par opposition à la plupart des calorimètres au sol que l'on calibre sur faisceau et pour lesquels on optimise les gains directement pour qu'ils reproduisent l'énergie de la particule incidente. Cette différence d'approche est particulièrement cruciale lorsqu'il s'agit de corriger les fuites des gerbes électromagnétiques hors du calorimètre.

C'est donc grâce aux simulations et à la calibration au sol du détecteur que l'on peut faire ce travail. Le chapitre suivant est entièrement dévolu à ce problème. Nous y passons en revue les méthodes développées pour la reconstruction de l'énergie sur toute la gamma de GLAST. Nous présentons aussi les performances attendues en terme de mesure de position.

CHAPITRE

5

Reconstructions et performances

5.1 Mesure d'énergie

5.1.1 Contenance de gerbe

Dans les domaines extrêmes de sa gamme de mesure, les performances du calorimètre de GLAST restent limitées par des fuites en amont ou en aval de celui-ci. Aux hautes énergies, et surtout pour des petits angles d'incidence, la faible épaisseur du calorimètre limite considérablement la contenance des gerbes électromagnétiques. Ainsi, sur l'axe du télescope, les fuites longitudinales vont être supérieures à 30% dès la dizaine de GeV, ce qui va nécéssiter de corriger la mesure pour obtenir une résolution correcte jusqu'à 300 GeV, voire 1 TeV. La figure 5.1 illustre ces problèmes en fonction de l'angle et de l'énergie.

D'autre part, aux énergies les plus faibles (typiquement inférieures à quelques centaines de MeV), la paire électron-positon produite est fortement diffusée et perd un grande partie de son énergie dans les dernières couches du trajectographe (de l'ordre de 1 X_0). La plupart du temps, un des électrons va être arrêté ou diffusé à l'extérieur du calorimètre et une bonne partie de l'information va être perdue. Aussi, la mesure de basse énergie ne pourra-t-elle se faire qu'à l'aide de l'information provenant du trajectographe : nombre et positions des pistes touchées nous renseignent sur l'énergie que la paire a perdue dans les couches de convertisseur.

Notons cependant qu'en mode balayage, une source est majoritairement observée hors axe ; aussi le maximum d'exposition correspond-il à une profondeur de l'ordre de $11X_0$, et les grandes profondeurs de calorimètre ($> 15X_0$) représentent une fraction importante de l'exposition (figure 5.2). Il faut donc garder à l'esprit le fait que la résolution en énergie à incidence normale n'est pas la plus représentative des performances de l'instrument.

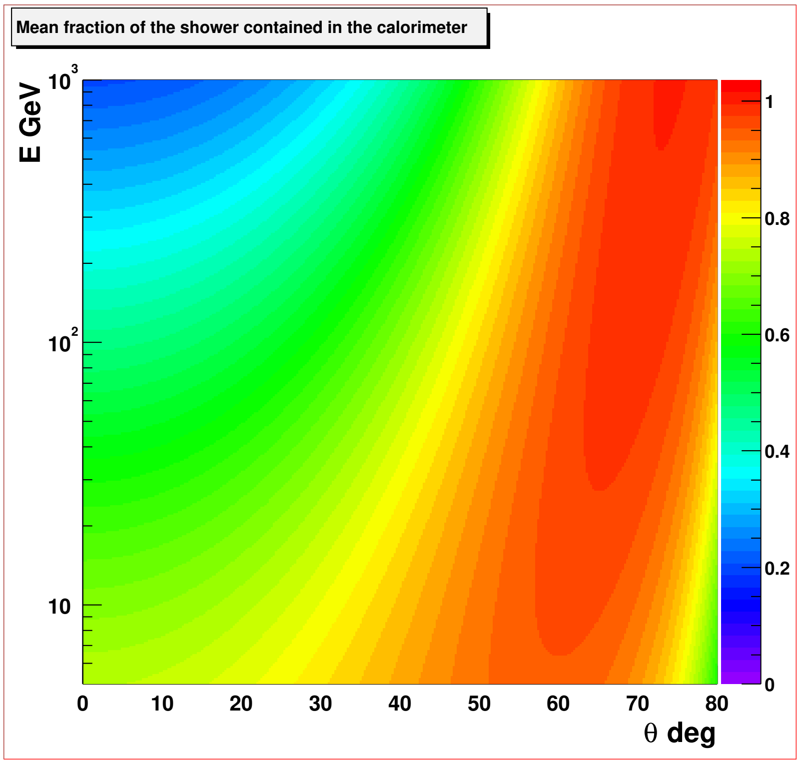


Fig. 5.1 : *Fraction moyenne de la gerbe contenue dans le calorimètre en fonction de l'énergie et de l'angle d'incidence. Même autour de 30 GeV, la contenance n'est que de 70%. Au-delà de 100 GeV à incidence normale, la contenance est inférieure à 30%.*

Pour corriger les fuites longitudinales, la connaissance du profil de gerbe associée à la segmentation longitudinale du calorimètre va nous permettre de reconstruire avec une bonne précision l'événement . Soit grâce à un jeu de coefficients à appliquer aux énergies des cristaux, soit par un ajustement du profil moyen de gerbe.

5.1.2 Corrections de haute énergie

Insistons une fois encore sur la particularité du mode de calibration du calorimètre de GLAST par rapport aux calorimètres usuels au sol. La calibration se fait en deux étapes. D'abord sur faisceau, au sol, essentiellement afin de vérifier la validité du modèle numérique de l'instrument obtenu par simulation ; il ne s'agit pas de déterminer les gains de l'appareil pour une utilisation ultérieure, les conditions de vol et les sollicitations de la mise sur orbite les modifiant inévitablement. Une fois sur orbite, les cosmiques permettent de déterminer la valeur des gains pour certaines énergies typiques correspondant au dE/dX des noyaux dans le CsI ; l'injection de charges donnant une estimation de l'écart à la linéarité de l'électronique (voir chapitre précédent).

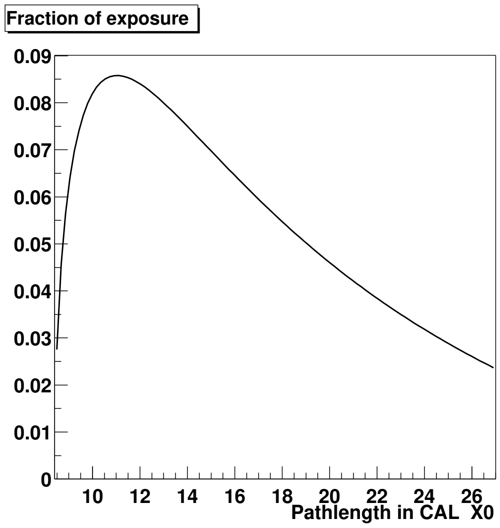


Fig. 5.2 : *Fraction d'exposition moyenne en fonction de la profondeur totale de calorimètre disponible. Les grandes contenances représentent une fraction non négligeable des événements*

C'est par simulation que l'on va déterminer les gains effectifs à utiliser pour obtenir non pas l'énergie déposée mais l'énergie incidente. Il est bien entendu que les simulations disponibles actuellement sont imparfaites quant aux gerbes électromagnétiques. On constate ainsi une différence systématique relativement faible mais détectable entre les différentes versions de GEANT. Il est donc impératif de contrôler par test faisceau que le modèle de développement de gerbe est convenable et reproduit les données. Bien entendu, un tel test nécessite une électronique de meilleure qualité que l'électronique de vol dont les performances sont limitées par la faible consommation...

Fuites longitudinales

Aux hautes énergies, la faible épaisseur du calorimètre compromet fortement la mesure d'énergie. L'estimateur standard,qui consiste à calculer la somme des énergies mesurées par chacun des cristaux E_m, n'évalue que l'énergie *déposée* dans le calorimètre et non pas l'énergie *incidente*. Au delà de 10 GeV, à incidence normale, l'énergie mesurée devient très fortement différente de l'énergie initiale. La réponse du calorimètre est donc non-linéaire. Ceci pose un certain nombre de problèmes, car l'estimateur usuel des performances : la résolution en énergie $\sigma_m/\bar{E}_m$ n'est plus pertinent.[1]

D'une manière générale, on peut appliquer aux énergies mesurées par chacun des

[1] Pour s'en convaincre, il suffit d'imaginer un détecteur dont la réponse est constante : la résolution en énergie n'a plus aucun sens. De manière générale, on ne peut véritablement comparer des résolutions que pour des réponses linéaires, la correction à appliquer pour rétablir la linéarité élargissant la distribution.

cristaux un coefficient de correction différent et imposer que l'énergie totale mesurée soit égale à l'énergie incidente pour une dispersion minimale. Autrement dit :

$$E_{rec} = \sum_i \alpha_i E_i \tag{5.1}$$

la somme étant calculée sur l'ensemble des cristaux. Déterminer les valeurs qui donnent la meilleure résolution en énergie, revient à minimiser la variance :

$$< (E_0 - \sum_i \alpha_i E_i)^2 > \tag{5.2}$$

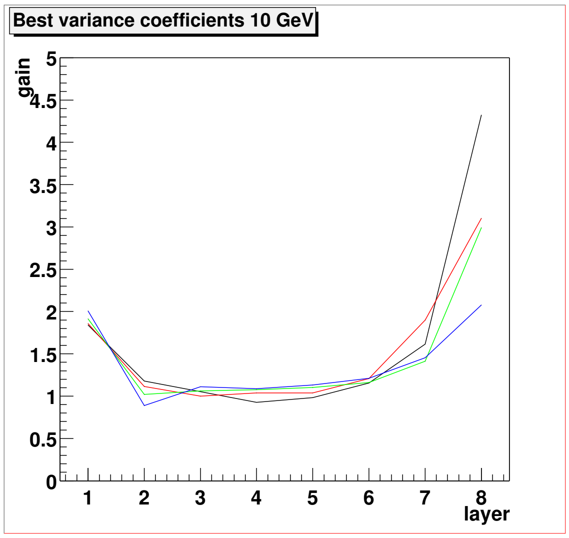


Fig. 5.3 : *Gains à appliquer aux énergies déposées dans chaque couche afin d'optimiser la résolution en énergie à 10 GeV avec une incidence de 0, 30, 45 et 60 degrés.*

Il est clair que les α_i vont dépendre de l'énergie incidente E_0. En effet, la fraction moyenne de la gerbe qui fuit hors du calorimètre croît avec l'énergie. Pour la même raison, on attend une dépendance importante dans l'angle d'incidence du photon[2]. Les gains effectifs sont donc des fonctions nécessitant une paramétrisation importante ; aussi avons-nous choisi de n'appliquer qu'un coefficient par couche de calorimètre , les fuites étant surtout liées à l'extension et aux fluctuations du profil longitudinal (du moins aux angles d'incidence relativement faibles). Par une série de simulations, on a déterminé la valeur des gains à appliquer à l'énergie déposée dans chacune des couches à divers

[2]En toute rigueur on a aussi une dépendance dans le point de conversion puisque celui-ci détermine la longueur de calorimètre effectivement traversée à cause du passage dans les trous séparants les différents modules. Cette dépendance supplémentaire étant particulièrement lourde à gérer nous avons préféré gérer les effets de fuites latérales séparément.

énergies et angles. Les valeurs sont simplement données par :

$$\frac{\partial Var(E_{rec})}{\partial \alpha_i} = 0$$
$$= 2 < E_i(E_0 - \sum_j \alpha_j E_j) >$$

On peut voir sur la figure 5.3 les valeurs obtenues pour des électrons de 10 GeV incidents à divers angles sur le calorimètre. La totalité des coefficients de correction est à peu près égale à un sauf pour la première et la dernière couche (et dans une certaine mesure l'avant dernière). Cela s'explique de manière relativement simple : le développement initial de la gerbe, et donc l'énergie perdue dans le trajectographe , est corrélé avec l'énergie déposée dans la première couche ; cette dernière doit donc être forcément pondérée afin de tenir compte de l'énergie déposée hors du calorimètre. Puisque nous allons introduire une correction spécifique au trajectographe , nous considérerons que le premier coefficient est aussi égal à 1. Le cas de la dernière couche traduit le fait que ce sont les dernières étapes du développement de la gerbe qui contrôlent la résolution en énergie. En effet, le nombre de particules traversant la dernière couche est directement proportionnel à l'énergie fuyant le calorimètre[3]. On note la forte dépendance en l'angle d'incidence ; plus celui-ci est grand, plus le coefficient est faible puisque la gerbe est mieux contenue. On retrouve le fait qu'un calorimètre segmenté longitudinalement n'est pas pondéré de manière uniforme[125]. Ici, la large gamme en énergie introduit une difficulté supplémentaire, les coefficients dépendant de l'énergie incidente (du point de conversion, de la particule etc) [126].

Correction par la dernière couche

Il apparaît donc que les seuls gains qui diffèrent significativement de l'énergie déposée sont ceux de la dernière couche. Pour simplifier l'extraction et l'interpolation des coefficients on a fait le choix de n'utiliser que le coefficient de la dernière couche. Autrement dit, seule la corrélation entre l'énergie perdue et l'énergie déposée dans la dernière couche est utilisée.

Pour une énergie et un angle d'incidence donnés, on a :

$$E_{fuites} = aE_8 + b \tag{5.3}$$

où E_8 est l'énergie déposée dans la dernière (8^{eme})couche.

On a déterminé les valeurs des coefficients à différentes énergies et angles à l'aide du logiciel GLASTSIM de 1 à 300 GeV et de 0 à 70 degrés d'incidence. On a ensuite interpolé les coefficients obtenus afin d'obtenir une expression simple. Pour plus de

[3]Cette assertion n'est vraie que si le maximum de gerbe est contenu dans le calorimètre, car alors on peut considérer que la plupart des particules ont une énergie de l'ordre de l'énergie critique

détails, le lecteur est invité à consulter les annexes. L'expression finale de l'énergie corrigée est donnée par :

$$E_{rec} = E_m + a(E_m, \cos\theta)E_8 \tag{5.4}$$

où l'on utilise E_m comme estimateur de l'énergie incidente et θ est la direction d'incidence donnée par le trajectographe . Pour améliorer le résultat, on peut utiliser E_{rec} comme nouvelle valeur de départ et appliquer à nouveau la correction. La méthode de correction est itérative et doit converger, si le problème est stable, c'est-à-dire si la dépendance en énergie de a est suffisamment faible[4].

En résumé, la correction de gain de la dernière couche permet d'obtenir :
- une réponse linéaire
- une bonne résolution en énergie
- mais elle ne fonctionne que lorsque le maximum de gerbe est contenu

Ajustement de profil moyen

On a vu comment le profil longitudinal d'une gerbe pouvait être prédit par une loi simple dépendant de deux paramètres aléatoires α et λ, leur distribution dépendant de l'énergie initiale E_0. On peut donc essayer de déterminer la valeur de E_0 en comparant le profil observé à une série de profil théoriques. On pourrait par exemple, à partir des densités de probabilité de α et λ déterminer les probabilités des énergies déposées dans chacune des couches. Il suffirait de maximiser la vraisemblance pour obtenir la valeur de E_0 la plus probable. Passer de $P(\alpha, \lambda|E_0)$ à $P(E_1, \ldots, E_8|E_0)$ étant un problème lourd, nous avons choisi d'*ajuster le profil moyen* au profil observé. Les paramètres libres du problème sont :
- Énergie incidente E_0
- Point de départ de la gerbe z_0

ce dernier est utile parce qu'il permet de corriger les fluctuations du maximum de gerbe que ne prend pas en compte le profil moyen. On fixe ensuite les paramètres α et λ à leur valeur moyenne que l'on a déterminée par simulations, 3.8.

On va donc chercher à ajuster l'énergie incidente par une méthode de moindres carrés en minimisant :

$$\chi^2 = \sum \frac{(E_i - \bar{E_i})^2}{\sigma_i^2} \tag{5.5}$$

avec

$$\bar{E_i} = E_0 \int_{z_i}^{z_i+1} \frac{1}{\lambda(E_0)} \frac{(z/\lambda(E_0))^{\alpha(E_0)-1} e^{-z/\lambda(E_0)}}{\Gamma(\alpha(E_0))} dz$$

où $\bar{E_i}$ est la quantité d'énergie déposée dans la i^{eme} couche prédite par le modèle et E_i l'énergie effectivement mesurée. Les erreurs σ_i sont celles déterminées au chapitre

[4]Ici $a \propto \log E$ tant que le maximum de gerbe est contenu. Lorsque ce n'est plus le cas a est presque proportionnel à l'énergie et dès lors la correction est inefficace.

précédent.

La correction ainsi obtenue est efficace jusqu'au plus hautes énergies, même lorsque le maximum de gerbe n'est pas contenu dans le calorimètre. La réponse est à peu prés linéaire pour une incidence donnée, mais des différences nettes apparaissent en fonction de l'angle. En effet, ajuster le profil observé au profil longitudinal n'est correct qu'aux petits angles d'incidence pour lesquels la contamination par le profil latéral est négligeable. L'effet n'est pas rédhibitoire parce qu'aux grands angle d'incidence la contenance est bonne et la correction par la dernière couche est plus efficace.

Si l'on résume, l'ajustement de profil moyen donne :

- une bonne résolution en énergie
- une réponse linéaire sur la quasi totalité de la gamme d'énergie
- et fonctionne même lorsque le maximum de gerbe n'est pas contenu

Notons tout de suite qu'en toute rigueur, il est nécessaire de tenir compte des corrélations de couche à couche et d'introduire la matrice $V_{ij} = (\sigma_{ij})^{-1}$, l'inverse de la matrice de covariance. En pratique, cette matrice est quasiment diagonale (voire tri-diagonale) et n'apporte que peu de choses au calcul. Son principal intérêt est de limiter la taille des queues de distribution et donc de rendre la distribution d'énergie corrigée plus gaussienne. Cependant, l'importante variation de la matrice avec l'énergie rend la complexité d'une éventuelle paramétrisation d'une telle matrice rédhibitoire. La forme de la matrice ainsi que l'impact sur la qualité de la reconstruction sont présentés en annexe.

Performances sur faisceau test

Ces méthodes de reconstruction de l'énergie ont été validées sur les données du test faisceau du prototype (BTEM) au SLAC. Rappelons que ce prototype était constitué d'une seule tour ce 8 couches de 10 cristaux de 2.1 cm d'épaisseur, pour un total de 9.1 X_0. On peut les voir sur la figure 4.1. Il était équipé d'une électronique de type vol, qui n'a malheureusement pas bien fonctionné. Les "cross talk" entre voies de lectures ont été particulièrement gênants pour deux des quatre cartes électroniques.

Il a été placé sur le faisceau d'électrons du SLAC dans la zone de test "End station A". Une part importante du test consistant à mesurer la PSF, un faisceau de photons à été mis au point par l'équipe menée par G. Godfrey au SLAC. A l'aide d'une cible de cuivre, dans laquelle un électron produit un photon par Bremsstrahlung, et d'un spectromètre pour mesurer l'énergie restant à l'électron après interaction, on peut déterminer l'énergie du photons incident avec une bonne résolution. Pour plus de détails, on pourra se reporter à l'annexe A.3, qui reprend une partie de l'article consacré à la mise au point et à l'analyse de ces tests [44]. Au vu de la mauvaise qualité de l'électronique de lecture et du décollement d'un grand nombre de diodes suite au transport du prototype, seules des configurations simples ont été testées. En l'occurrence, pour ce qui concerne

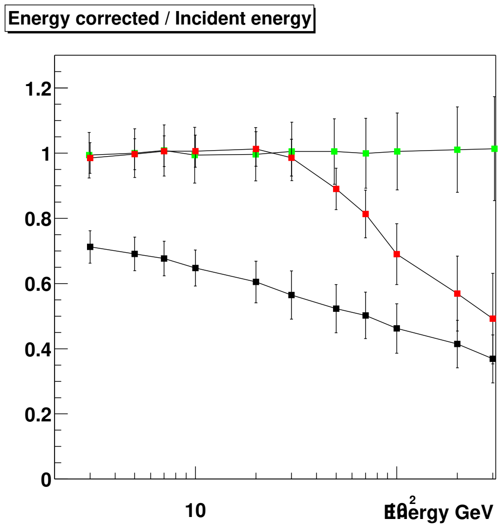


Fig. 5.4 : *Rapport énergie reconstruite sur énergie incidente pour des photons à incidence normale pour chacune des trois méthodes. Les barres d'erreurs donnent la dispersion. L'énergie déposée est fortement non-linéaire, la correction par la dernière couche donne des résultats satisfaisants jusqu'aux alentours de 30 GeV où le maximum commence à fuir, le profil quant - à lui donne une mesure à peu près linéaire.*

la résolution en énergie, nous nous sommes limités aux électrons incidents dans les zones centrales du prototype. Les corrections de basse énergie n'ont pas été mises en oeuvre.

Pour un faisceau d'électrons de 20 GeV à incidence normale, on a obtenu les résolutions (gaussiennes) suivantes :

- Énergie déposée : 7% de résolution[5]
- Énergie obtenue par ajustement de profil : 5%
- Énergie corrigée par la dernière couche : 4%

Il subsiste une légère incertitude sur la valeur absolue de l'énergie qui traduit la relative incertitude sur la calibration initiale du calorimètre.

Notons enfin que les résolutions obtenues sont particulièrement bonnes parce que les électrons sont mieux contenus que les photons (pas de fluctuation sur l'origine de la gerbe),et parce qu'ici les effets géométriques sont négligeables (la zone utilisée étant au centre de la tour).

5.1.3 Défauts géométriques et fuites latérales

La modularité du calorimètre , si elle intéressante pour la redondance qu'elle apporte est aussi un problème pour ce qui concerne la mesure d'énergie. En effet, plusieurs

[5]Rappelons que la non-linéarité de réponse de l'énergie déposée rend cette valeur optimiste

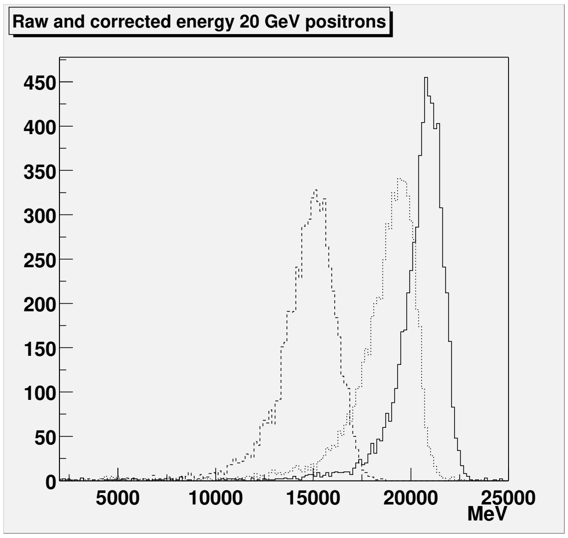


Fig. 5.5 : *Dispersion d'énergie obtenue pour l'énergie déposée (tirets, 7% de résolution), l'énergie fittée (pointillés, 5% de résolution), et l'énergie corrigée (trait plein, 4% de résolution) lors du test faisceau de 1999-2000 au SLAC*

centimètres de matière passive séparent chaque module. Cet espace de 2.9 cm de large est occupé des cartes électroniques, mais surtout par la structure en aluminium globale qui assure la cohésion de l'ensemble des tours.

Plus que la matière passive présente dans les trous, c'est l'espace ouvert qui va permettre aux particules de fuir qui pose un problème. En effet, aux faibles incidences, une large partie de l'énergie peut fuir par ces espaces morts ; ce qui va produire des queues de distribution très prononcées vers les basses énergies reconstruites. Pour les grands angles d'incidences, c'est plutôt un problème lié à la réduction de la contenance de la gerbe qui se pose. Une gerbe qui traverse un trou ne voit pas autant de longueurs de radiation qu'une gerbe bien contenue dans un module. L'énergie déposée sera donc nécessairement plus faible[6], ce qui va contribuer à élargir la distribution.

D'autre part, au niveau des bords du calorimètre , on va perdre de l'énergie de manière définitive à cause de la non contenance latérale, mais aussi longitudinale pour les incidences non-nulles. On ne conserve pas la plupart du temps ces événements. A partir de la direction reconstruite, on calcule la longueur effectivement traversée dans le calorimètre. En rejetant, les événements ayant traversé moins de $7X_0$, on se débarrasse de la plupart des événements particulièrement mal contenus.

Un bon indicateur du risque de perte d'énergie à cause des espaces morts est donné par la distance du barycentre de la gerbe à un trou. On considère donc d_{gap}, minimum des distances du barycentre aux parois de chacun des modules en x et en y. La figure

[6] La correction de dernière couche permet de gérer ce phénomène, mais ne permet pas de la corriger complètement. Pour ce faire il faudrait paramétrer des coefficients dépendant aussi de la position

5.6 donne un aperçu de la dépendance de l'énergie avec d_{gap}.

En effet, les fuites dépendent aussi fortement de la position du trou par rapport au maximum de gerbe. Si celui-ci se trouve à proximité ou au niveau d'un espace vide, une fraction importante des particules produites va fuir, que la gerbe le traverse ou non.

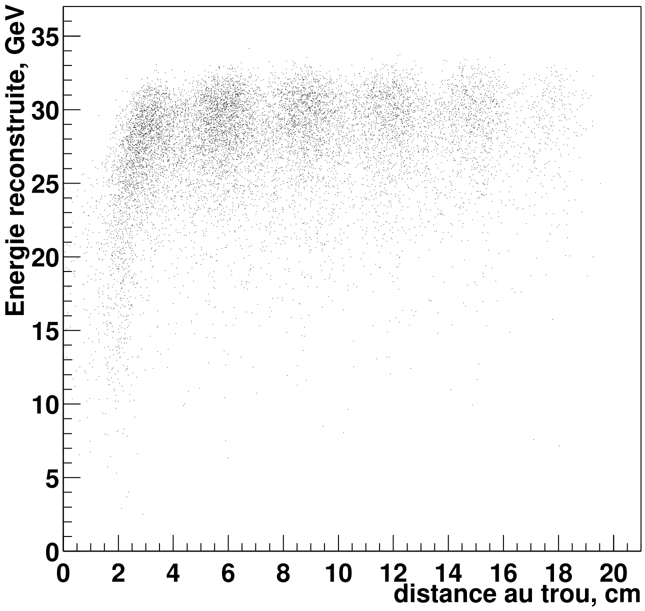


Fig. 5.6 : *Énergie reconstruite en fonction de la distance minimale du barycentre de l'énergie déposée à un trou pour des photons à incidence normale. On a coupé les événements mal contenus. On note les queues à basse énergie dues à la traversée d'un espace mort.*

Afin de tenir compte du parcours réel de la gerbe dans chacune des couches du calorimètres, on a cherché à tenir compte dans l'ajustement de profil de gerbe du profil latéral. On a donc cherché à ajuster le profil tridimensionnel décrit au chapitre 3 au profil observé, en tenant compte de la zone vide, mais en y négligeant les pertes. La complexité apportée par ce calcul devient grande et les performances obtenues ne sont malheureusement pas à la hauteur. Ceci a été détaillé dans le rapport de D. Gratadour [53].

La seule possibilité d'amélioration réside à notre avis dans l'utilisation d'une matrice de covariance tenant compte de l'énergie, de l'angle et de la position de la gerbe dans le calorimètre. Nous indiquons en annexe comment un exemple d'utilisation d'une telle matrice pour corriger l'énergie.

5.1.4 Pertes dans le trajectographe

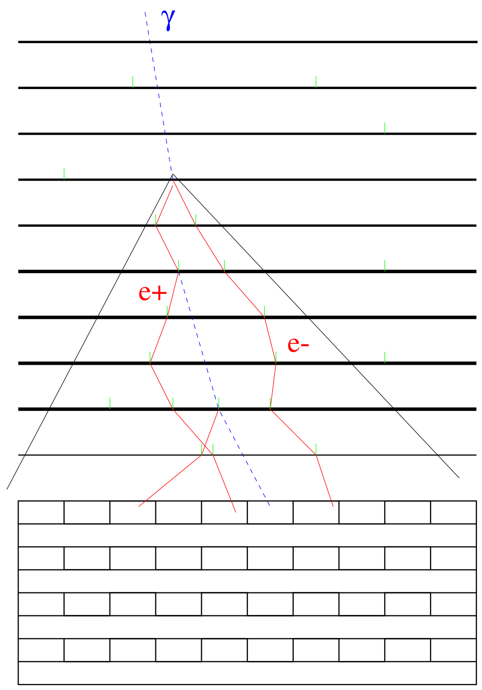


Fig. 5.7 : *Schéma de principe de la correction à basse énergie. Les pistes touchées dans un cône d'ouverture $5\theta_0$ sont pris comptabilisés pour estimer l'énergie perdue dans le trajectographe . Cela permet d'en faire un calorimètre à échantillonage tout en limitant le bruit.*

A basse énergie, le trajectographe d'épaisseur $1.3X_0$ va contribuer fortement à la dégradation de la mesure : les électrons paire produite vont être fortement déviés et vont déposer une grande partie de leur énergie dans les couches de convertisseur. Selon la profondeur de conversion et la répartition de l'énergie dans la paire, la quantité d'énergie observée par le calorimètre va varier. Ainsi à 50 MeV, un grand nombre d'événements ne va pas déposer d'énergie détectable dans le calorimètre, alors que les conversions tardives et déséquilibrées seront détectées à des énergies proches de l'énergie incidente. En moyenne, la fraction d'énergie déposée est de 40% à 50 MeV et atteint 70% autour de 200 MeV (voir figure 5.8. D'autre part, la dispersion d'énergie observée dans le calorimètre est très défavorable comme indiqué sur les figures 5.9 et 5.10. Il est clair qu'en l'état toute mesure est illusoire. Une correction est donc absolument nécéssaire.

Heureusement, le trajectographe peut faire office de calorimètre à échantillonnage. En comptant le nombre de hits dans les plans de silicium, on peut estimer la quantité d'énergie effectivement déposée dans les plans de tungstène.

Un premier passage de la reconstruction du trajectographe donne une direction et un vertex pour le γ incident. A partir de là, on calcule le nombre de hits compris

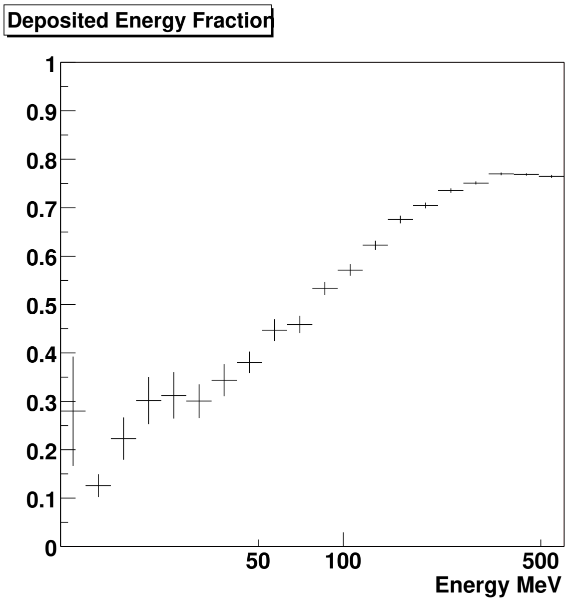


Fig. 5.8 : *Fraction d'énergie déposée dans le calorimètre à incidence normale. Le trajectographe absorbe ou diffuse plus de 50% de l'énergie vers 50 MeV.*

dans un cône dont l'angle d'ouverture est 5 fois l'angle de diffusion multiple (estimé à l'aide de l'énergie déposée dans le calorimètre [7]) autour de la direction d'incidence. Ceci permet de limiter le nombre de hits liés au bruit électronique des piste de silicium[8]. On peut alors corriger l'énergie en utilisant une fraction d'échantillonage dépendant de l'angle d'incidence. En posant (n_1, α) le nombre de hits et la fraction d'échantillonage dans les couches fines de convertisseur et (n_2, β) dans les couches épaisses, l'énergie corrigée à un angle θ s'écrit :

$$E_{corr} = E_{cal} + \frac{\alpha n_1 + \beta n_2}{\cos\theta}$$

Il existe une dépendance en l'énergie d'incidence, mais celle-ci est relativement faible, et au vu de la mauvaise qualité des estimateurs initiaux, elle n'améliore pas la résolution.

Grâce à cette correction, la réponse est linéaire et la résolution (gaussienne) varie de 17% à 50 MeV à 7% à 500 MeV pour des photons à incidence normale. La correction permet effectivement d'avoir une mesure décente de l'énergie dès 50 MeV. Cependant, la résolution se dégrade avec l'angle d'incidence, parce que la fraction d'échantillonage croît comme l'inverse du cosinus de l'angle. Ainsi à 40 degrés, la résolution varie de près

[7] Il faut évidemment qu'il y ait un minimum d'énergie déposée dans le calorimètre , sinon on prend une valeur par défaut de 30 MeV

[8] En temps normal environ 50 pistes sont allumées dans la totalité du détecteur à cause du bruit, ce qui représente une fraction importante du nombre total de hits à basse énergie

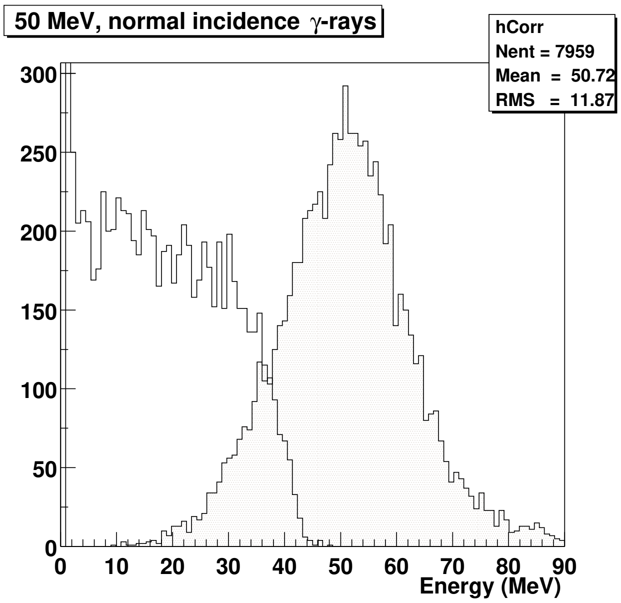


Fig. 5.9 : *Dispersion d'énergie pour des photons de 50 MeV à incidence normale, avant et après correction.*

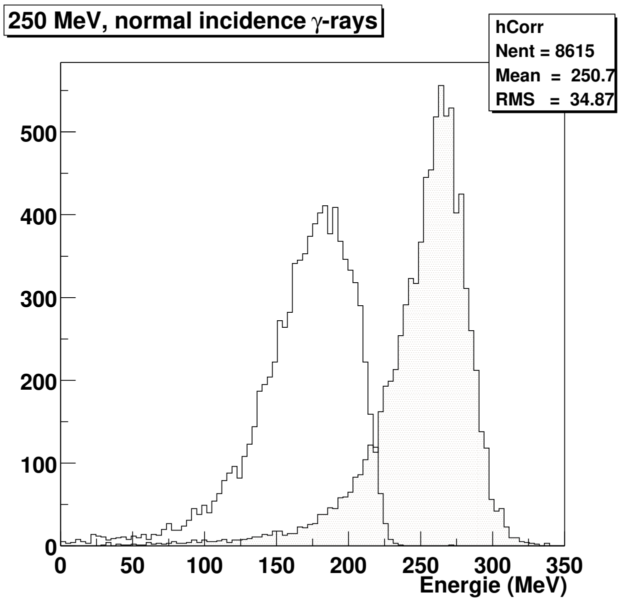


Fig. 5.10 : *Dispersion d'énergie pour des photons de 250 MeV à incidence normale, avant et après correction.*

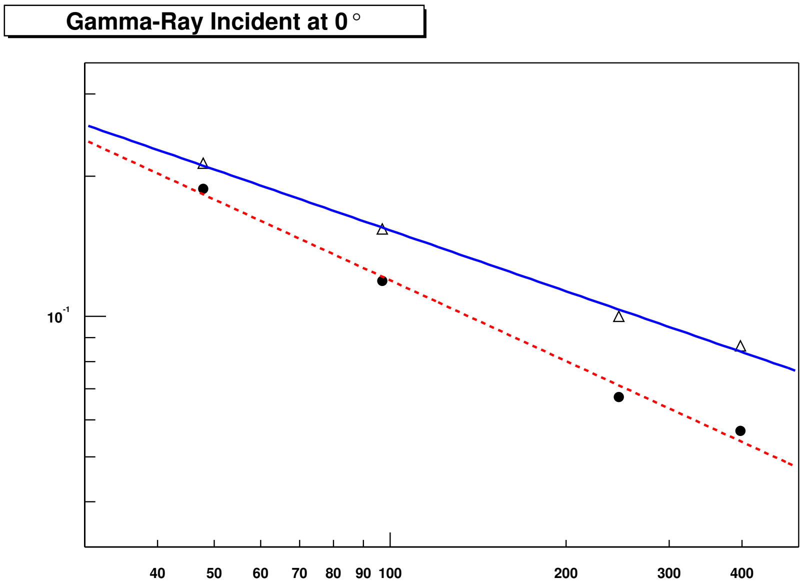


Fig. 5.11 : *Résolution en énergie dans le domaine des basses énergies pour des photons à incidence normale. La fonction de dispersion ayant des queues larges, on indique ici à la fois la résolution gaussienne (courbe inférieure) et la résolution à 68% de contenance*

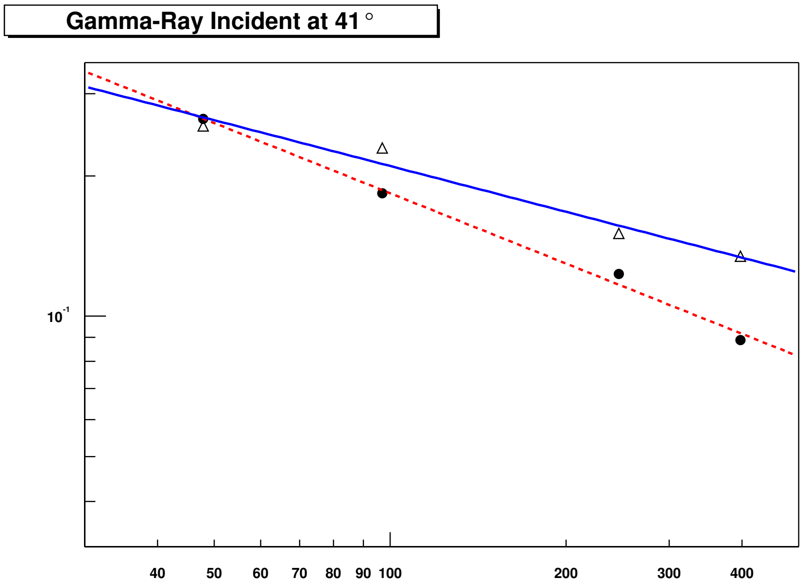


Fig. 5.12 : *Résolution en énergie dans le domaine des basses énergies pour des photons à 41 degrés d'incidence. La fonction de dispersion ayant des queues larges, on indique ici à la fois la résolution gaussienne (courbe inférieure) et la résolution à 68% de contenance*

de 30% par rapport à sa valeur à 0 degrés.

Ceci est résumé sur les figures 5.11 5.12. On y donne deux valeurs pour la résolution parce que les queues de distribution à basse énergie sont très prononcées. La résolution à 68% tient mieux compte de cet effet que la résolution gaussienne qui ne renseigne que sur le pic central.

Notons qu'il est aussi possible d'estimer l'énergie de la paire dans le trajectographe en utilisant la diffusion multiple. En effet, si on calcule l'angle moyen de diffusion d'une trace dans le tracker, on peut en déduire une estimation de l'énergie en utilisant la formule 3.2. Cette approche présente l'avantage de fournir l'énergie des deux particules individuelles ce qui est très utile pour la reconstruction de la direction d'incidence puisqu'il faut pondérer chacune des directions des trajectoires par l'énergie de l'électron pour obtenir une bonne estimation de la direction du γ incident.

5.1.5 Conclusions sur la mesure d'énergie

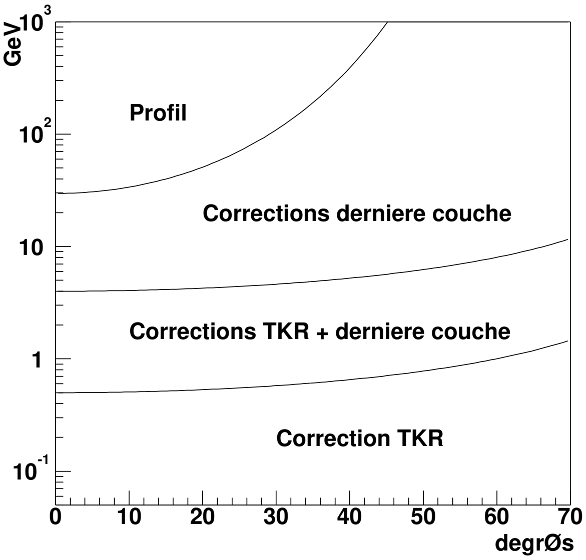


Fig. 5.13 : *Domaines d'application des diverses méthodes de correction. A basse énergie, la correction par le trajectographe est prépondérante, lorsque le maximum de gerbe n'est pas contenu c'est l'ajustement qui donne les meilleurs résultats. Partout ailleurs la dernière couche est l'estimateur le plus fiable.*

On ne peut évidemment pas estimer l'énergie de même manière sur plus de 4 ordres de grandeur. Mais l'ensemble des algorithmes décrits ci-dessus permet de retrouver l'énergie incidente dans la quasi-totalité des cas. Selon le domaine d'énergie et d'angle d'incidence, la méthode appliquée sera significativement différente. A basse

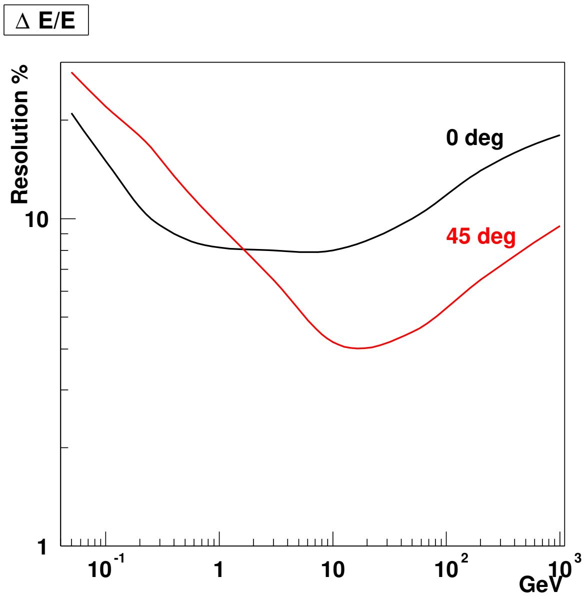


Fig. 5.14 : *Evaluation de la résolution en énergie de GLAST à 0 et 45 degrés d'incidence. Les faibles angles sont favorables à la mesure à basse énergie, les grands angles à la mesure haute énergie lorsque la gerbe est bien contenue. Les valeurs indiquées ici sont indicatives, la géométrie du calorimètre ayant évolué depuis.*

énergie, sous quelques centaines de MeV, la correction à l'aide des pistes touchées dans le trajectographe est prépondérante, puis la contribution des fuites longitudinales devient significatives. La correction par la dernière couche est la plus efficace dans les domaines de haute énergie tant que le maximum de gerbe est bien contenu, c'est-à-dire jusqu'à 30 GeV à incidence normale et au-delà de 45 degrés quelquesoit l'énergie. Sinon c'est l'ajustement par profil de gerbe qui est le meilleur estimateur de l'énergie incidente. La figure 5.13 illustre le canevas général de la reconstruction et les domaines de validité d'un algorithme par rapport aux autres.

On peut donc donner un aperçu de la résolution en énergie de GLAST, en gardant à l'esprit que la géométrie utilisée pour la mise au point des algorithmes et des performances n'est pas la géométrie finale. La figure 5.14 illustre la dépendance de la résolution avec l'énergie incidente. Aux basses énergies, les pertes dans le trajectographe limitent la résolution (effets statistiques en $1/\sqrt{E}$), elle atteint un plateau aux alentours du GeV, et au-delà de 10 GeV elle croît à cause des fuites longitudinales.

5.2 Mesure de position

L'organisation hodoscopique du calorimètre permet de faire une "image" de la gerbe, c'est-à-dire on a une mesure de position et d'énergie à différentes profondeurs.

L'asymétrie de réponse nous donne une mesure de la position du barycentre de l'énergie déposée dans chaque cristal. En pratique une seule mesure longitudinale par couche est suffisamment bonne pour évaluer la position de la gerbe (ie. le cristal le plus touché). On dispose aussi d'une mesure de position transverse en calculant la moyenne des positions des cristaux pondérés par l'énergie déposée. Nous allons présenter chacune de ces méthodes.

5.2.1 Mesure de position longitudinale

Principe

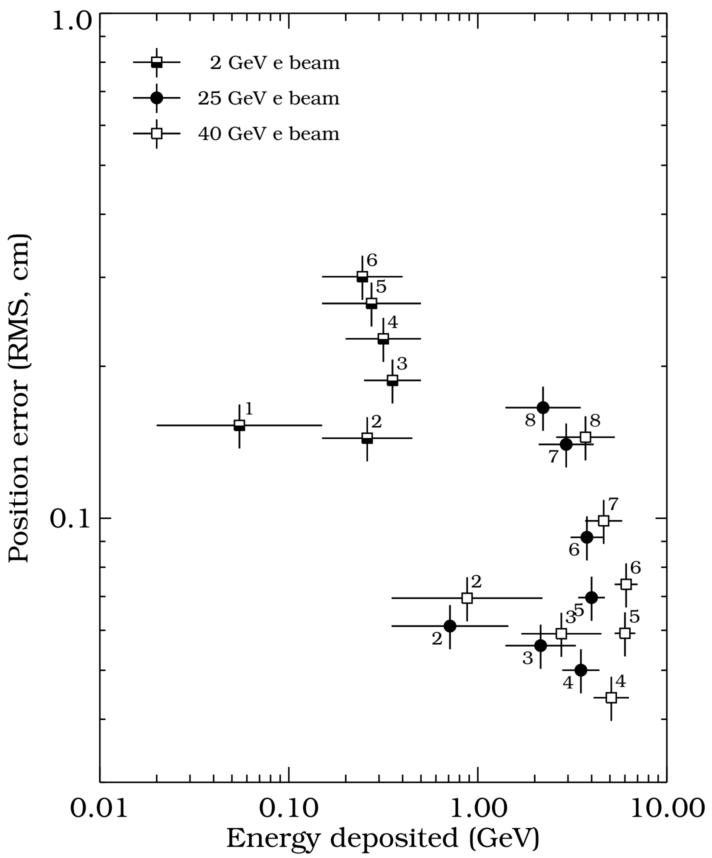


Fig. 5.15 : *Erreurs longitudinales en fonction de l'énergie dans un cristal mesurées lors du test faisceau SLAC de 1997. Figure tirée de Atwood et al.[7]. Les chiffres indiquent la profondeur dans le calorimètre : de la* 1^{ere} *à la* 8^{eme} *couche. On observe que la résolution la plus fine obtenue est au niveau du maximum de gerbe ; au-delà comme on l'a vu au chapitre 3, les queues du profil latéral prennent le dessus et les fluctuations sont beaucoup plus importantes.*

En utilisant l'asymétrie de réponse [69], on peut déterminer *la position longitudinale du barycentre de l'énergie déposée dans un cristal.* Si on note x, la position du dépôt d'énergie dans le cristal avec $-l/2 \leq x \leq l/2$ où l est la longueur du signal, les réponses gauche et droite du cristal se notent :

$$L = E\,(1 + \mu x) \quad \text{et} \quad R = E\,(1 - \mu x) \tag{5.6}$$

où L et R sont respectivement les réponses gauche et droite du cristal et μ l'attenuation par unité de longueur[9]. On a donc $L + R = 2E$, et l'estimateur de position est donc :

$$x = A\frac{L - R}{L + R} \tag{5.7}$$

où $A = 1/\mu$ est la pente d'asymétrie qui dépend essentiellement du traitement de surface et de l'enrobage (voir chapitre 4).

Les performances de cette mesure sont limitées par quelques phénomènes :

- fluctuations de gerbe qui introduisent une fluctuation de la position du barycentre, comme évoqué dans la section 3.2.2. Il s'agit de la limite physique de la mesure.
- le bruit de l'électronique de lecture qui est en général le facteur dominant
- le bruit de quantification dont on a vu qu'il est négligeable grâce aux choix des gammes en énergie.
- fluctuations du nombre de photo-électrons détectés de part et d'autre du cristal négligeables elles aussi vu le rendement lumineux élevé du CsI(Tl).
- mauvais étalonnage de la pente d'asymétrie, non-linéarités... L'ensemble des erreurs liées à la calibration peuvent très sévèrement pénaliser la mesure comme on va le voir.

L'usage du CsI(Tl) avec son haut rendement lumineux rend négligeable le point 4, le point 3 étant mis de côté par un choix judicieux des gammes. Comme on va le voir ce sont en général les deux premiers points qui sont à l'origine de l'incertitude[10]. Les fluctuations intrinsèques du barycentre représentent la limite physique de la mesure, limite qu'il est malheureusement impossible d'atteindre avec une électronique à faible consommation.

Un prototype équipé d'une électronique de lecture de bonne qualité a permis de valider la faisabilité de la mesure sur le faisceau du SLAC en 1997. Il est constitué de 8 couches de 6 cristaux de 19 cm de long et a été soumis à un faisceau d'électrons de 20 et 40 GeV. La figure 5.15 montre les résolutions obtenues en fonction de l'énergie déposée

[9]Il s'agit ici d'un modèle linéaire d'atténuation de lumière, il est clair qu'il s'agit d'une idéalisation. Le signal généré près des extrémités produit une réponse assez non-linéaire. Un modèle plus général est en cours de définition et doit servir à la calibration de la réponse droite-gauche de tous les cristaux.

[10]A condition que la calibration soit parfaite, on verra dans la suite qu'une incertitude même faible sur A a des conséquence fortes sur la qualité de la mesure de position

par cristal et en fonction de la profondeur. Le bruit électronique étant négligeable ici, ce sont directement les fluctuations de gerbes et donc la limite physique que nous observons.

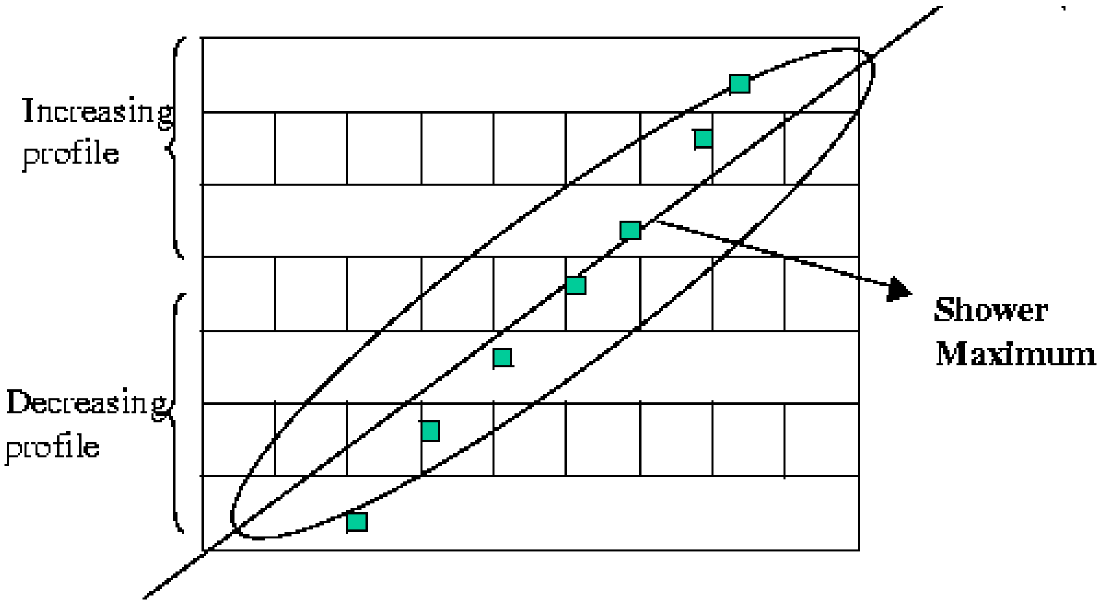


Fig. 5.16 : *Une gerbe inclinée dans le calorimètre.*

Dans une couche donnée, c'est la position mesurée par le cristal qui contient le plus d'énergie qui est, en général, la plus précise. Pour s'en convaincre, il suffit de se reporter à la figure 5.16. Notons tout de même qu'à grand angle ce cristal n'est pas forcément sur l'axe de la gerbe. Il peut alors être utile de se reporter à un cristal adjacent pour la mesure.

La mesure longitudinale donne la position le long du cristal du barycentre de l'énergie déposée. Il ne s'agit donc pas à proprement parler de la position de l'axe de la gerbe. A grand angle d'incidence, ces deux positions vont même être fortement différentes, les profils latéral et longitudinal se mélangeant.

La figure 5.16 montre la géométrie du problème. L'effet provoque un biais systématique à angle que l'on peut exprimer de la manière suivante :

$$x_{bary} - x_{gerbe} = a \cos\theta \cos\phi = a \cos\theta_x$$

Si notre objectif est de mesurer la position de la gerbe au sein du calorimètre, la mesure longitudinale est biaisée. Il est nécessaire de corriger cet effet. La figure 5.17 donne les différentes valeurs du biais pour différentes inclinaisons et profondeurs dans le calorimètre.

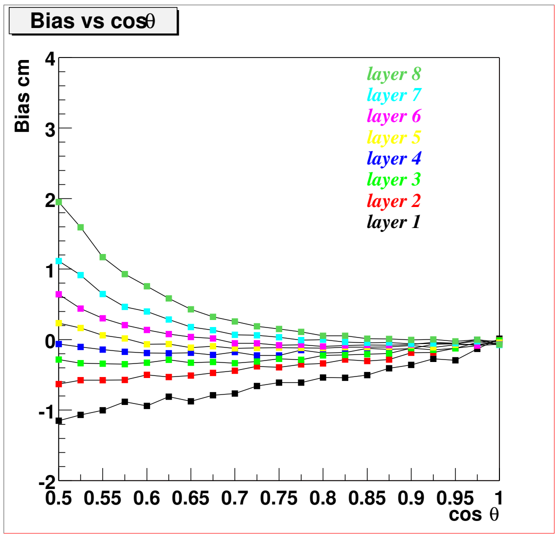


Fig. 5.17 : *Biais longitudinal en fonction du cosinus de l'angle et de la profondeur*

S'il existe des incertitudes sur A, et en tenant compte des erreurs électroniques, l'erreur sur x est égale à :

$$\sigma_x = x\frac{\sigma_A}{A} \oplus \frac{A}{\sqrt{2}}\frac{\sigma_e}{E}$$

La mesure de position longitudinale est donc un bon estimateur de la position de la gerbe à l'intérieur d'une couche du calorimètre . Malheureusement l'électronique de vol présentant un niveau de bruit élevé, la limite physique est assez rarement atteignable. De plus, les difficultés de calibration et les non-linéarités de l'électronique compromettent sérieusement la qualité de la mesure (1% d'erreur sur la pente conduit à une erreur de l'ordre du mm dans la position).

5.2.2 Mesure de position transverse

Afin d'obtenir une seconde mesure de position dans le calorimètre , on utilise l'information transverse, c'est-à-dire la position du cristal. On peut construire un estimateur du *b*arycentre dans une couche en calculant la position moyenne pondérée par l'énergie déposée dans chaque cristal. Pour la i^{eme} couche, on a

$$x_{m,i} = \frac{\sum_j E_{ij} x_j}{\sum_j E_{ij}} \tag{5.8}$$

où E_{ij} est l'énergie déposée dans le j^{eme} cristal de la i^{eme} couche.

Considérons pour l'instant uniquement des photons d'incidence normale. L'extension latérale d'une gerbe (jusqu'à deux rayons de Molière) est comparable à l'échelle de l'échantillonnage du profil latéral (un cristal mesure près d'un rayon de Molière de large). Il va en résulter un biais systématique de mesure lié à l'échantillonnage. Le barycentre reconstruit va être systématiquement éloigné du centre du cristal comme on peut le constater sur la figure 5.18. On observe alors la traditionnelle courbe en S [130] que l'on approxime en général par :

$$p_0 \, atan(p_1 x) - p_2 x \tag{5.9}$$

où chacun des paramètres est ici fonction de la profondeur et de l'énergie. D'autres approches ont été expérimentées, notamment à base de réseaux de neurones [105], mais le gain de précision est relativement faible.

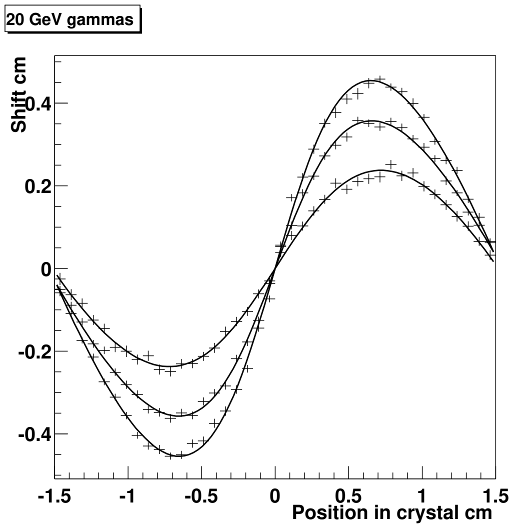


Fig. 5.18 : *Écart entre le barycentre mesuré transversalement et le barycentre réel pour des photons de 20 GeV à incidence normale dans la* 3^{eme} 5^{eme} *et* 7^{eme} *couche*

5.2.3 Position globale

En supposant, que les erreurs liées à la calibration sont négligeables, on peut comparer les erreurs longitudinales et transversales après corrections des différents biais. La figure 5.19 montre la résolution de position pour des photons incidents de 70 GeV. La mesure longitudinale est meilleure d'environ un facteur 2 quelque soit la profondeur considérée. Cette mesure conserve donc tout son intérêt ; cette mesure nous donne la meilleure information sur la position.

5.3 Conclusion

La très large gamme dynamique de GLAST, de 20 MeV à plus de 300 GeV, est un défi en terme de calorimétrie, en particulier pour un instrument embarqué. Convertis-

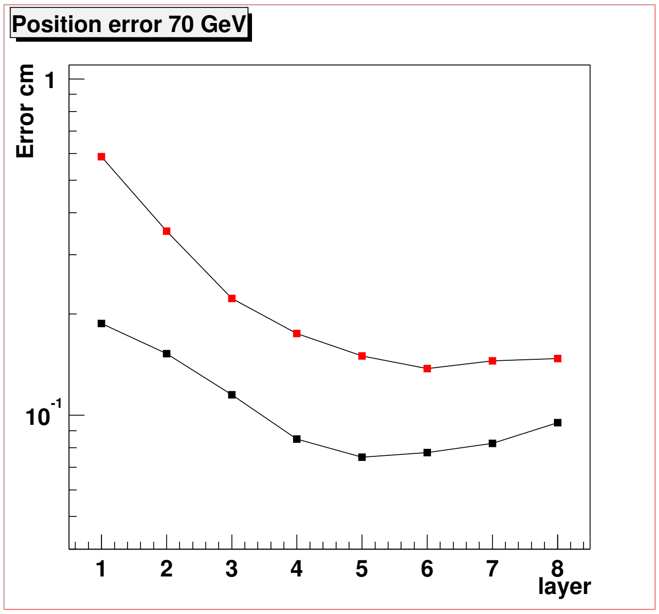


Fig. 5.19 : *Erreurs de position à différentes profondeur pour des photons de 70 GeV à incidence normale. La courbe supérieure donne la résolution transverse, la plus basse la résolution longitudinale, en faisant l'hypothèse que les erreurs de calibration sont négligeables*

seurs et matière passive dans le trajectographe d'une part et faible épaisseur d'autre part s'opposent a priori à la faisabilité d'une mesure d'énergie sur la totalité de la gamme. Pourtant , les performances du calorimètre de GLAST sont bonnes jusqu'à des énergies très élevées. Ceci pour deux raisons : d'abord grâce à l'organisation hodoscopique des cristaux qui donne accès à une image de la gerbe, mais aussi parce que la grande ouverture du télescope tend à privilégier les angles d'incidences élevés ou la profondeur efficace du calorimètre est bien plus élevée.

Grâce à un travail de simulation à l'aide de modèles sous GEANT et d'une représentation complète du détecteur et du satellite basée sur GISMO, on a pu développer et tester diverses méthodes de reconstruction de l'énergie adaptées à différents régimes. La dernière couche offre l'information la plus sensible en terme de résolution en énergie, on a donc développé une méthode de correction utilisant au maximum cette information. Lorsque le maximum de gerbe n'est plus contenu, il faut recourir à un ajustement de profil de gerbe pour retrouver une linéarité et une résolution satisfaisantes. Ainsi, à 300 GeV, la résolution obtenue à incidence normale est de l'ordre de 15%. Aux basses énergies, une part importante de la gerbe n'atteint pas le calorimètre , il faut alors exploiter l'information provenant du trajectographe , pour en faire un calorimètre à échantillonnage, la résolution obtenue étant de l'ordre de 12% à 100 MeV.

Un des objectifs premiers du calorimètre résidait dans sa capacité à mesurer la

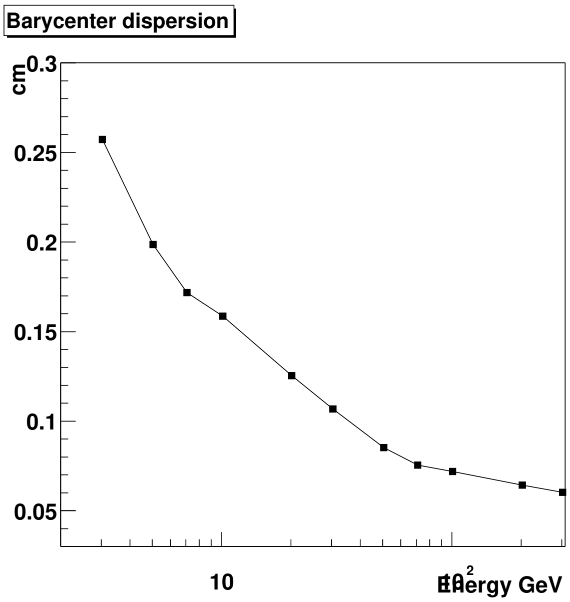


Fig. 5.20 : *Dispersion de la mesure de position horizontale du barycentre de la gerbe dans le calorimètre. Ce sont essentiellement les données longitudinales qui contribuent ici. Les diverses erreurs systématiques liées à la calibration des non-linéarités, de la pente d'asymétrie etc. En pratique, on attend une résolution bien moins bonne.*

direction d'un γ de haute énergie qui ne se serait pas converti dans le trajectographe . Avec l'installation de plan épais en bas du trajectographe , cela n'a plus vraiment de sens. Néanmoins on peut espérer améliorer la qualité du pointé, ou bien séparer le fond des γ grâce à la mesure de position. L'utilisation de l'asymétrie de réponse est utile pour ce faire, mais elle est assez délicate à gérer, en particulier l'électronique utilisée est un facteur limitant la qualité de mesure. Divers biais de mesure ont été mis en évidence, et après correction on attend une résolution à peu près deux fois meilleure que pour la mesure transverse. Il faut cependant garder en mémoire que cette mesure est très sensible aux erreurs d'étalonnage liées par exemple aux non-linéarités. Une incertitude supérieure à 1% sur A rendrait inutile la mesure longitudinale.

Troisième partie

Détection de sources γ

Chapitre

6

Maximum de vraisemblance

Comme le fait remarquer P. Nolan[85], les nombreuses différences entre l'astromie γ et X font que les méthodes utilisées par cette dernière (comme XSPEC) pour détecter des sources et leur assigner un spectre et un flux ne sont pas vraiment adaptées. On peut citer parmi les principales différences :

- Le champ de vue est beaucoup plus large. Il atteint par exemple 2.4 sr pour GLAST !
- La PSF varie fortement de quelques degrés en dessous de 100 MeV à 0.1^o à 10 GeV ; elle varie également en fonction de l'angle d'incidence.
- Les sources se superposent donc fortement à basse énergie. On ne peut jamais complétement traiter une source de manière indépendante.[1]. Une analyse nécéssite donc souvent une analyse avec de multiples sources.
- Les taux de comptage sont faibles ! Certaines sources comptent à peine plus de 50 photons pour les 4 premières années d'observation d'EGRET.
- l'information donnée par un photon individuel est obtenue à travers un système de reconstruction et d'analyse complexe afin d'obtenir une énergie te une direction ainsi que pour séparer les cosmiques des γ . Ce système est un élément de l'ensemble ou même titre que les sous-détecteurs.

Il faut pouvoir tenir compte de la plupart de ces paramètres dans une analyse complète. C'est pourquoi la méthode usuelle de recherche de sources en astronomie gamma de haute énergie est fondée sur la méthode du maximum de vraisemblance. Il s'agit d'une méthode paramétrique utilisant un modèle de réponse de l'instrument ainsi qu'un modèle du fond diffus galactique. C'est cette méthode qui a été utilisée pour construire le 3^{eme} catalogue d'EGRET [61].

[1]C'est déjà vrai pour beaucoup de sources EGRET, ce sera encore plus marqué pour GLAST.

Dans ce chapitre, nous présentons rapidement comment construire une méthode d'analyse des données d'EGRET non-binnée par opposition aux code standards d'analyse dont le principe est détaillé dans Mattox et al. [79]. Nous passons en revue le modèle de réponse instrumentale d' EGRET ainsi que le modèle de fond γ . Nous verrons ensuite comment mettre en oeuvre la méthode.

6.1 Fonction d'instrument

La fonction d'instrument permet de caractériser la réponse d'un télescope. Elle tient compte de l'efficacité quantique de détection et de l'acceptance, mais aussi de la dispersion de la mesure d'énergie et de position. En résumé, il s'agit de la probabilité qu'un photon d'énergie E, et issu du point de coordonnées (l,b) soit détecté en E_m, (l_m, b_m). En général, on fait l'hypothèse que l'on peut décomposer cette fonction de la manière suivante :

$$F(E_m, l_m, b_m|E, l, b) = SA(E, l, b)EDP(E_m|E, l, b)PSF(l_m, b_m|E, l, b) \tag{6.1}$$

où SA est la surface efficace, EDP la dispersion d'énergie, et PSF la dispersion angulaire.

Construire une méthode à base de vraisemblance impose de paramétrer convenablement cette fonction. Pour cela, on dispose d'outils de simulations et de tests sur faisceau. Dans le cas d'EGRET, ce sont des tests faisceau au SLAC qui ont permit l'étalonnage [117]. Les fonctions ont été obtenues pour différentes énergies, inclinaisons et azimuth et tabulées. Une série d'exemples est donnée dans la figure 6.1, qui montre la forme de la PSF et de la dispersion en énergie pour différentes énergies et angles d'incidence.

Les fonctions d'instruments utilisées par l'équipe d'EGRET ont la forme suivente :

– la PSF est une somme de quatre gaussiennes normalisée à 1

$$2\pi \int_0^{\theta_{max}} PSF(\theta) \sin\theta d\theta = 1$$

– la dispersion en énergie est une fonction un peu plus complexe[2] :

$$EDP = \frac{aE}{e^{b(d-E)} + b/c(e^{-c(d-E)} - 1)}$$

Des histogrammes de ces distributions sont distribués de manière standard, ils sont interpolés tous les 5 degrés en inclinaison, tous les 22.5 degrés en azimuth et sur 20 bins en énergies de 20 MeV à 10 GeV.

[2]La complexité de la fonction s'explique par la nécéssité de trouver une expression tenant compte des différents régimes en énergie. De plus, lors de la calibration il était nécéssaire de convoluer la distribution théorique avant l'ajustement puisque plusieurs photons pouvaient émis au même moment (le faisceau de photons était produit par inverse Compton d'électrons sur un faisceau laser).

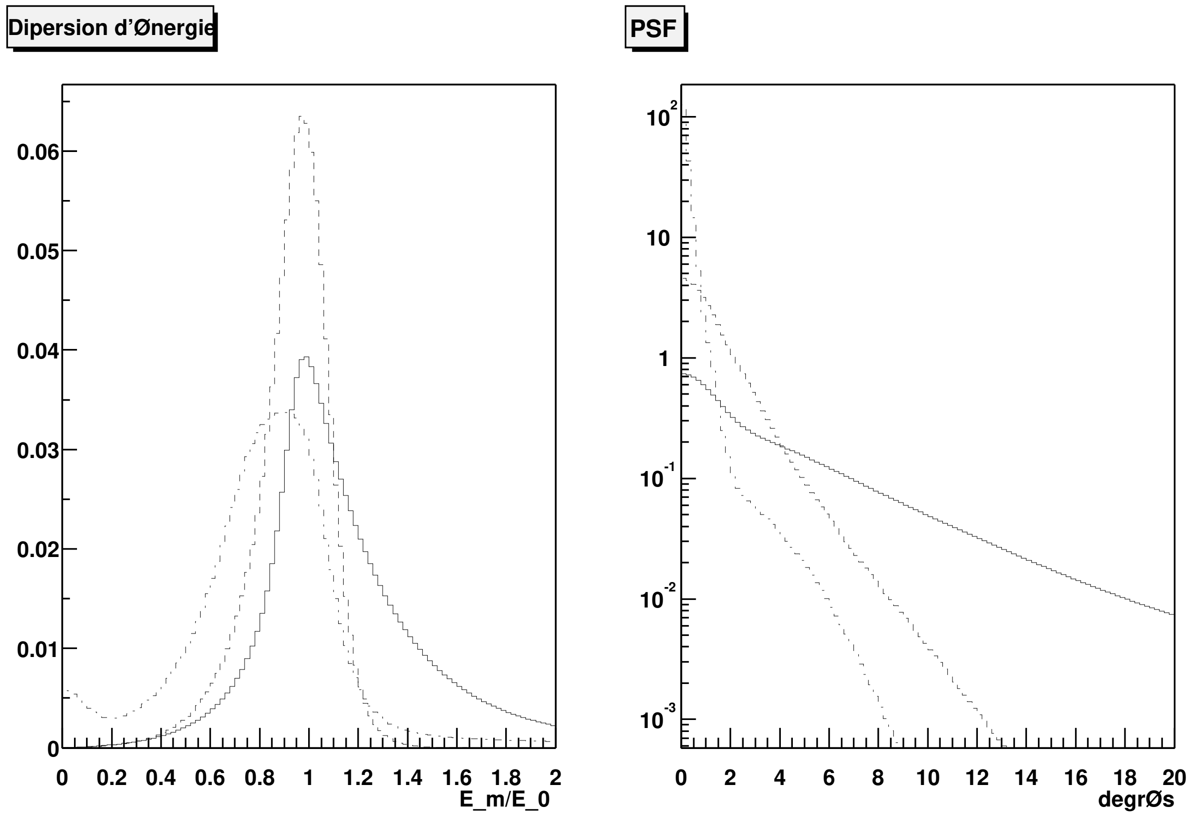


Fig. 6.1 : *Exemples de dispersion en énergie et de PSF définies par l'équipe d'EGRET. Trait plein 50 MeV, tiret 500 MeV, pointillé-tiret 6 GeV (vérif).*

Il existe d'autre part divers types de déclenchement comme on l'a vu au chapitre 2, qui permettent de limiter la contamination par les photons d'albedo. Une paramétrisation est disponible pour la plupart de ces modes, ainsi que pour les trois classes d'événements.

6.1.1 Modes de déclenchement

Afin de se prémunir contre les taux de comptages élevés liés à l'albedo terrestre, EGRET disposait de différents modes de déclenchement basés sur une série limitée de directions d'incidence possible. Au total, 74 modes étaient accessibles. Pour chacun de ces modes, la fonction d'instrument change peu ; aussi nous sommes nous limités à l'utilisation de quelques modes parmi les plus fréquents afin de ne pas trop alourdir les calculs. L'approximation n'est pas très fausse dans la mesure où la plupart du temps l'observation se fait dans le mode 74 (toutes directions) pendant les premières années d'observation, avant que le gaz ne se raréfie dans la chambre à intincelles.

6.1.2 Classes d'événements

Les programmes de reconstruction d'EGRET classent les photons en trois catégories :

- Classe A : les deux traces atteignent le calorimètre, et l'énergie est convenablement mesurée. Seuls les événements de plus de $\approx 100MeV$ sont concernés.
- Classe B : seule une des deux traces parvient jusqu'au calorimètre. La diffusion permet d'évaluer l'énergie perdue. L'estimation d'énergie est nettement moins bonne. Notons au passage que cette estimation est faussée par une malfonction du programme de reconstruction des événements d' EGRET , qui introduit un biais important autour de 3 GeV.
- Classe C : aucune des traces n'atteint le calorimètre. L'énergie est entièrement évaluée à l'aide de la diffusion. Cette classe ne concerne que les événements de moins de 100 MeV. La résolution en énergie est très médiocre pour ces événements

Pour chacune de ces classes, une fonction d'instrument est disponible. Nous n'utiliserons pas ici les photons de classe C, car leur dispersion anulaire et énergétique est telle qu'ils n'apportent en général que peu de choses à l'analyse. D'autre part, l'erreur de reconstruction de l'énergie pour les photons de classe B nous force à ne pas utiliser l'information énergie au-delà du GeV pour ces événements [3]. Esposito et al. [49] proposent une série de mesures à prendre afin de corriger les spectres mesurés. Il aurait sûrement été préférable de rectifier l'algorithme et de produire une nouvelle base de données...

6.1.3 Exposition

Pour calculer l'exposition d'EGRET, il est important de tenir compte de l'efficacité de la chambre au cours de période[4], du passage de la Terre dans le champ de vue pour les coupures albedo etc. L'exposition d'une seule période d'observation est tout de même une fonction assez plate, mais en général, il est nécessaire de sommer les diverses contributions des périodes d'observation, on obtient alors une mosaïque fortement non-uniforme. On peut voir l'exposition totale d'EGRET sur les 9 cycles sur la figure 6.2.

6.2 Modèle d'émission diffuse Galactique

Le fond de γ d'origine galactique ou extragalactique est fortement structuré, les stratégies d'observation en ON-OFF sont donc inefficaces ici pour extraire une source.

[3]Vu qu'ils représentent près du tiers des photons détectés, il est impossible de s'en passer la plupart du temps.

[4]La dépendance en énergie est varaible au cours du temps. Des coefficients de correction ont été calculés pour chacun des 10 intervalles en énergie standard [49]

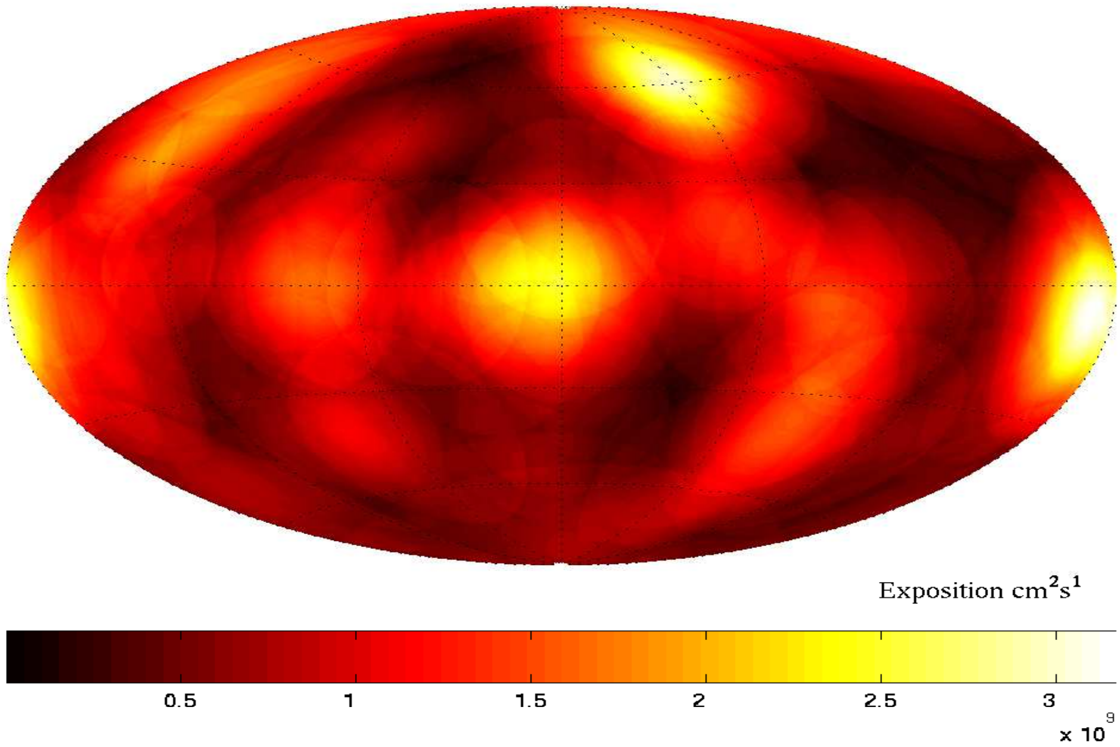


Fig. 6.2 : *L'exposition d'EGRET pour les phases 1 à 9.*

Il est nécessaire d'avoir à sa disposition un modèle d'émission diffuse. C'est ce qu'ont fait Bertsch et al.[23]. Comme on l'a vu les γ sont produits par l'interaction des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire ; le produit du flux de rayons cosmiques, de la densité du milieu interstellaire et de la section efficace de production de γ intégré le lond des lignes de visées va donner le flux de γ attendu.

6.2.1 Modes de production des γ diffus

Comme on l'a vu au chapitre 1 les γ sont produits :

- par la désintégration des π^0 produits par les collisions entre les ions cosmiques et le milieu interstellaire
- par le Bremstrahlung des électrons cosmiques dans le MIS
- par inverse Compton des électrons sur le champ de radiation interstellaire : consitué du CMB, de l'infrarouge ...

6.2.2 Distribution des rayons cosmiques

Il reste à déterminer les densités des rayons cosmiques. A priori, on ne dispose d'aucune information pour ce faire. Différentes approches peuvent alors être envisagées.

Si à l'instar de Betsch et al. [23] et Hunter et al.[66], on suppose qu'elle suit la densité de matière moyennée par une gaussienne dans la direction verticale : on obtient la densité de surface suivante :

$$c(\rho, l, b) = \frac{\iiint \mu_m(r', l', z) dr e^{-frac \zeta^2 2 r_0^2} \zeta d\zeta d\psi}{2\pi r_0^2 \int \mu_m dz} \tag{6.2}$$

où la longueur r_0 est un paramètre libre du modèle.

Les travaux de A. Strong et M. Pohl ([112], [91]) s'orientent quant à eux dans une optique différente puisqu'il s'agit de déduire la densité de calculs de propagation des cosmiques au travers du milieu interstellaire à partir d'hypothèses sur la position des sources et de contraintes sur les valeurs observées localement dans les spectres des rayons cosmiques.

6.2.3 Distribution de la matière interstellaire

La production de γ par Bremstrahlung ou par production de π^0 nécéssite de connaître la distribution de matière interstellaire. Celle-ci se répartit majoritiarement en

- hydrogène atomique tracée grâce à la raie à 21cm du HI
- hydrogène moléculaire tracée grâce à la raie à 115 GHz du CO qui est toujours présent dans les nuages molécualires. Un fcteur de converaion nous permet de retrouver la densité de colonne de H_2.
- hygrogène chaud grâce à la raie $H - \alpha$
- hydrogène ionisé HII

En pratique ces deux dernières composantes sont négligeables, et ne sont pas prises en compte dans les modèles de fond γ

6.2.4 Modèle de fond

On obtient le flux de l'émission diffuse à partir des sections efficaces de production de γ et de la densité de matière évaluée à partir des observations radio, en sommant le long des lignes de visée le produit de la densité de cosmiques par celle du milieu pondéré par la section efficace associée. On a alors

$$\begin{aligned} j(E_\gamma, l, b) = \frac{1}{4\pi} \int & (c_e(\rho, lb,)q_{em}(E_\gamma) + c_n(\rho, lb,)q_{nm}(E_\gamma)) \\ & (n_{HI}(\rho, l, b) + n_{HII}(\rho, l, b) + n_{H_2}(\rho, l, b))\, d\rho + \\ & \frac{1}{4\pi} \sum_i \int c_e(\rho, lb,)q_{pi}(E_\gamma, \rho) u_{pi}(\rho, l, b) d\rho \end{aligned}$$

où ρ est la distance en ligne de visée, le premier terme donne la composante issue du Bremsstrahlung et des pions, la deuxieme vient de l'inverse compton. Le modèle

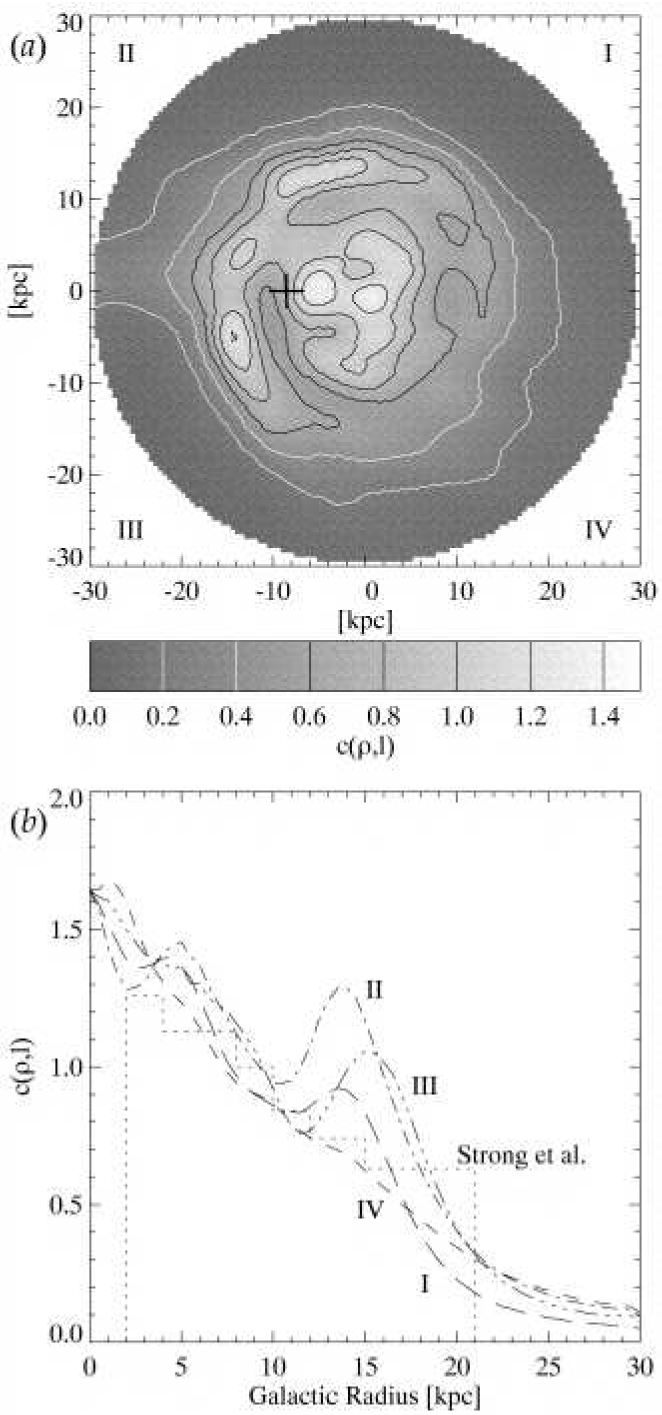


Fig. 6.3 : *Distribution du gaz et des cosmiques dans la galaxie, d'après [66].*

de fond obtenu est vital pour tout ce qui concerne la détection de sources. On note tout de même qu'il dépend fortement de la densité de cosmiques locale, c'est pourquoi l'émissivité est en général ajustée sur les données [111].

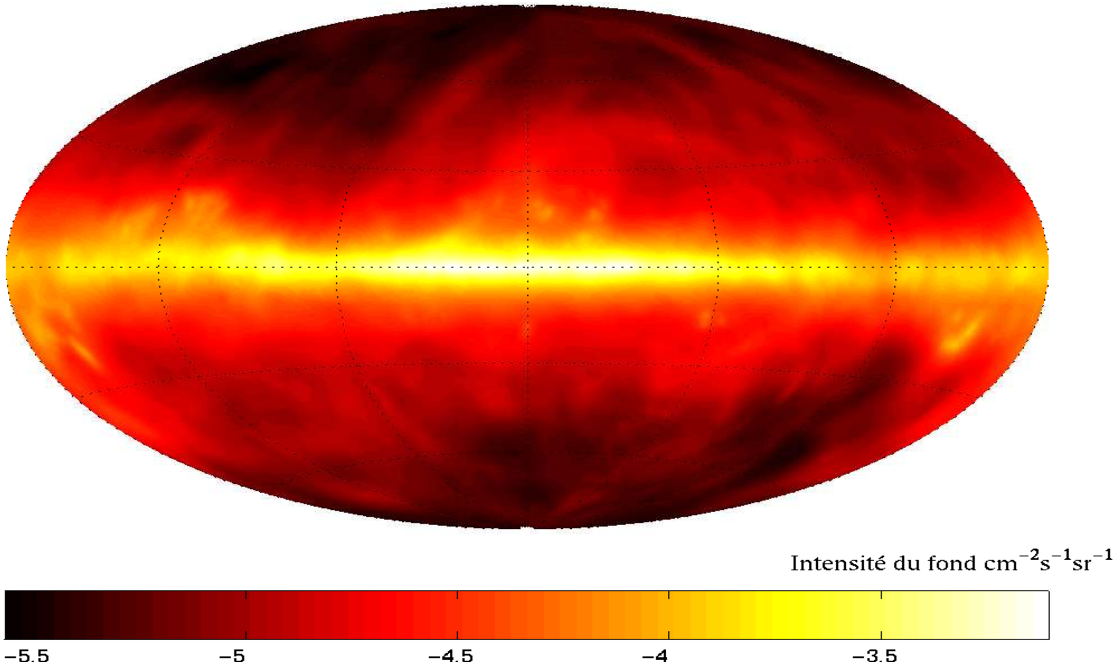


Fig. 6.4 : *Le modèle de fond obtenu pour* $E > 100$ *MeV.*

6.3 Maximum de vraisemblance

On peut distinguer deux aspects différents de la méthode de maximum de vraisemblance. Le premier consiste simplement à trouver les paramètres optimaux d'un modèle au vu des données. C'est-à-dire de trouver le jeu de paramètres qui maximise la probabilité d'observer les données dans le cadre d'un modèle donné.

Le rapport de maximum de vraisemblance est un test d'hypothèses courant, qui permet de comparer rigoureusement (asymptotiquement en tout cas) deux hypothèses, et d'en déduire une significativité. On définit un test statistique TS de la manière suivante [45] :

$$TS = -2 \ln \frac{L_1^{max}}{L_0^{max}} \tag{6.3}$$

où L_1 est la vraisemblance de l'hypothèse 1 et L_0 celle de l'hypothèse 0, l'hypothèse de référence à laquelle on donne a priori la préférence.

Nous allons détailler la forme de la vraisemblance et nous verrons ensuite comment déduire une significativité de TS.

6.3.1 Vraisemblance

Ici la probabilité d'observer un photon issu du fond ou d'une source étendue à (E_i, l_i, b_i) est donnée :

$$P(E_i, l_i, b_i) = \frac{1}{N}\iiint F(l,b)E^{-\alpha}SA(E,l,b)\epsilon(E,t)$$
$$EDP(E_i|E,l,b)PSF(l_i,b_i|E,l,b)dEdldb$$

en faisant l'hypothèse d'uniformité spectrale. Pour une source ponctuelle, $F(l,b) = F_0\delta(l-l_0, b-b_0)$, et la probabilité précédente se réduit à :

$$P(E_i, l_i, b_i) = \frac{1}{N}\int F_0E^{-\alpha}SA(E,l_0,b_0)\epsilon(E,t)$$
$$EDP(E_i|E,l_0,b_0)PSF(l_i,b_i|E,l_0,b_0)dE$$

La vraisemblance des données sous l'hypothèse H_1 est alors :

$$L = \Pi\frac{1}{N}\iiint (F_B(l,b)E^{-\alpha_B} + F_S\delta(l-l_0,b-b_0)E^{-\alpha_S})$$
$$SA(E,l,b)\epsilon(E,t)EDP(E_i|E,l,b)PSF(l_i,b_i|E,l,b)dEdldb$$

Notons que l'on ne tient pas ici compte de la nature poissonienne du processus de comptage. L'introduire et laisser la normalisation globale comme paramètre libre permet en général d'améliorer la smoothness de la fonction de vraisemblance. On parle alors de maximum de vraisemblance généralisé [10], et on a :

$$L = \Pi P(E_i, l_i, b_i)\frac{\bar{N}^N e^{-\bar{N}}}{N!} \tag{6.4}$$

en passant au logarithme, il reste

$$\ln L = \sum \log P_i + N\log(\bar{N}) - \bar{N} - \log(N!) \tag{6.5}$$

Après simplification et en supprimant les termes constants, il reste :

$$\ln L = \sum \log Q_i - \bar{N} \tag{6.6}$$

6.3.2 Significativité

Le rapport de maximum de vraisemblance est un test d'hypothèses. Il nous donne la probabilité que les données observées soient dues à l'hypothèse H_0 plutôt qu'à l'hypothèse H_1. Pour ce faire, on a besoin de connaître la distribution de probabilité du test statistique TS dans l'hypothèse H_0. Il n'existe aucune formulation dans le cas général, mais le théorème de Wilks nous dit qu' asymptotiquement TS se comporte comme un

χ^2 à n-p degrés de liberté, n étant le nombre de degrés de libertés de H_1 et p celui de H_0 [45, 119]. Notons que le théorème de Wilks ne s'applique que dans le cas où les modèles sont bien distincts, c'est-à-dire lorsque l'hypothèse H_0 n'est pas une dégénérescence de H_1. Ce n'est pas le cas par exemple l'on cherche une source dont la position est inconnue. L'hypothèse H_0 peut alors être vue comme un source en un point quelconque de l'espace avec un flux nul. L'origine du probléme vient de la non-positivité du hessien dans ce cas [119]. Mattox et al. ont vérifié que la distribution en χ^2_3 à 3 degrés de libertés attendue s'appliquait bien dans ce cas [79].

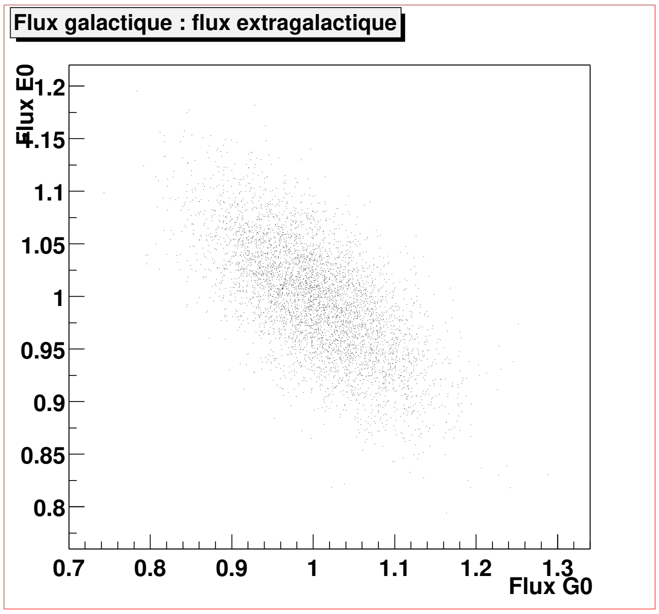


Fig. 6.5 : *Après minimisation, les flux des fonds galatique et extragalactique sont corrélés, ce qui traduit la redondance des modèles.*

Les paramètres F_G et F_E des flux des fonds galactiques et extragalactiques ne sont en pratique pas réellement indépendants. La figure 6.5 montre la corrélation sur les 2 paramètres obtenue après maximisation en l'absence de sources.

6.4 Conclusion

Nous n'avons pas voulu ici rentrer dans des détails trop pointus de ce type d'analyse. Nous l'avons mis en oeuvre sur les données d'EGRET, mais nous n'avons malheureusement pas pu en tirer toute l'amélioration souhaitée. En effet, l'information énergie des photons de classe B (partiellement contenus) est mal calculée au-delà du GeV. Esposito et al. [49] ne proposent qu'une correction spectrale afin d'y remédier. C'est donc 40% des photons les plus interessants pour améliorer la position d'une source qui ne sont pas utilisables (de manière non-binnée en tout cas). Reste la possibilité de tester la possible émission de sources étendues, comme dans le cas du reste de supernova du scorpion mis en évidence par Combi et al. [36].

Chapitre

7 Extraction de sources par analyse en ondelettes

Les méthodes traditionnelles de détection de sources pour l'astronomie gamma nécessitent des calculs intensifs. Avec la nouvelle génération d'instrument que représente GLAST, le nombre de sources va être multiplié par un facteur de l'ordre de 40, ce qui va considérablement handicaper les méthodes à base de maximum de vraisemblance. Une approche non-paramétrique et rapide est donc nécessaire afin de détecter les sources, une méthode plus complète pouvant être appliquée par la suite pour affiner la connaissance de la position et du flux de l'objet. D'autre part, l'intérêt d'une méthode non-paramétrique se situe aussi dans l'opportunité d'étudier des objets étendus sans a priori sur leur forme ou leur nature.

Différents types d'analyses existent déjà en astronomie : détections de sur-densités dans la carte des photons détectés grâce au diagramme de Voronoi associé, recherche de 'discontinuités' à l'aide des blocs bayesiens[1] [102]. L'analyse en ondelettes a déjà été utilisée dans un certain nombre de domaines dont l'astronomie X avec succès. C'est pourquoi nous avons choisi d'orienter notre travail sur ces méthodes. A l'origine, le groupe d'A. Bijaoui a utilisé la transformée en ondelettes pour l'analyse des amas de galaxies [106], l'aspect temps-échelle de l'analyse en ondelette se prêtant particulièrement bien à la hiérarchie des objets (galaxies, amas, superamas). D'autre part, la diversité des structures a détecter rend la transformée continue préférable à la transformée discrète. Enfin, l'absence de direction privilégiée dans ces images encourage le choix d'une ondelette isotrope. Slezak et al. [106] introduisent l'usage du chapeau mexicain et sera suivi par la plupart des travaux ultérieurs. Nous n'échapperons d'ailleurs pas à la règle. Puis à la suite de Damiani et al. [37] et Starck & Pierre [110], les ondelettes seront utilisées pour analyser les images obtenues par divers télescopes X.

[1] A notre connaissance, cette méthode n'existe qu'à une dimension. L'extension multidimensionnelle devrait-elle aussi être fondée sur le diagramme de Voronoi des positions des photons

7.1 Transformée en ondelettes

7.1.1 Transformée continue

La transformée continue en ondelettes (CWT pour Continuous Wavelet Transform) donne accès à une représentation *t*emps-échelle du signal. En quelque sorte, on peut dire qu'il s'agit d'un "microscope mathématique". Une singularité en t ne sera visible qu'au voisinage de t.

La transformée en ondelettes d'un signal f, c'est l'intégrale de son recouvrement avec une ondelette ψ dilatée et translatée [120]. A deux dimensions, elle s'écrit :

$$(W_\psi f)(\mathbf{b}, \mathbf{a}, \theta) = \int \bar{\psi}_{\mathbf{b},\mathbf{a},\theta} \mathbf{f}(\mathbf{x}) \mathbf{d}^2\mathbf{x} \tag{7.1}$$

avec $\psi_{\mathbf{b},\mathbf{a},\theta} = \frac{1}{a}\psi(r_{-\theta}\frac{\mathbf{x}-\mathbf{b}}{a})$, et $r_{-\theta}$ la rotation d'angle θ. La fonction ψ est une ondelette si et seulement si [120] :

$$c_\psi = (2\pi)^2 \int |\hat{\psi}(\mathbf{k})|^2 \frac{\mathbf{d}^2\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|^2} < \infty \tag{7.2}$$

ce qui revient à demander de manière nécessaire et presque suffisante que ψ soit de moyenne nulle.

La plupart du temps nous considérerons des ondelettes isotropes pour lesquelles le paramètre θ est superflu, aussi l'omettrons nous.

Les principaux apports de la transformée en ondelettes continue pour notre problème peuvent se résumer ainsi :

- l'ondelette étant d'intégrale nulle, elle filtre à zéro en moyenne un fond uniforme
- les différentes composantes des données ne vivent pas aux mêmes échelles, la transformée en ondelette nous permet de les séparer
- la transformée continue donne accès à toutes les échelles

7.1.2 Quelques ondelettes utiles

Il existe une série d'ondelettes bidimensionnelles canoniques. Nous en donnons ici quelques exemples isotropes ou non. On peut néanmoins fabriquer des ondelettes mieux adaptées au problème. En effet, comme l'expliquent Antoine et al., lorsque l'on cherche un signal dont la forme est typique, on maximise sa transformée en utilisant une ondelette morphologiquement très proche [2].

Le laplacien de gaussienne 2D

Aussi connu sous le nom de chapeau mexicain, c'est l'ondelette isotrope par excellence. Nous l'utiliserons à de nombreuses reprises par la suite. En normalisation L^∞,

[2] Il s'agit en fait de maximiser l'intégrale de recouvrement de l'ondelette et du signal recherché.

elle s'écrit :

$$\psi_{\mathbf{ba}}(\mathbf{x}) = \left(\mathbf{2} - \frac{|\mathbf{x}-\mathbf{b}|^{\mathbf{2}}}{\mathbf{a}^{\mathbf{2}}}\right) \mathbf{e}^{-\frac{|\mathbf{x}-\mathbf{b}|^{2}}{2\mathbf{a}^{2}}} \tag{7.3}$$

Elle est aussi connue sous le nom d'ondelette de Maar. Elle est notamment à la base du travail de Damiani et al. [37]. Étant morphologiquement très proche de la gaussienne, elle est idéale pour la détection d'objets gaussiens dans une image.

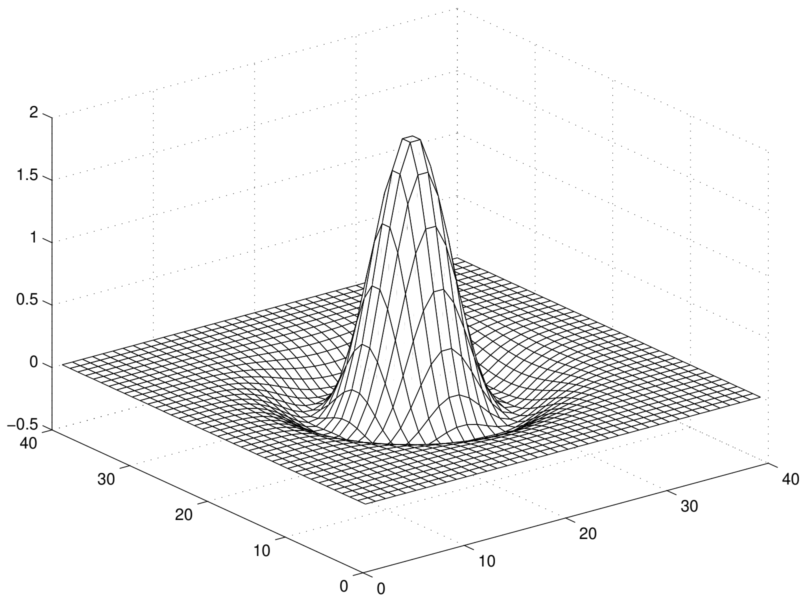


Fig. 7.1 : *Ondelette chapeau mexicain ou laplacien de gaussienne bidimensionnelle*

Une ondelette directionelle : l'ondelette de Morlet 2D

Il est parfois intéressant de chercher des structures *orientées* dans une image. Il est alors nécessaire de tenir compte du paramètre de rotation introduit plus haut. La transformée se fait selon quatre paramètres : les deux coordonnées d'espace, l'échelle, et la direction. Un exemple courant est donné par l'ondelette de Morlet 2D. Il s'agit en quelque sorte d'une onde plane multipliée avec une gaussienne. Pour une ondelette orientée selon $\mathbf{k_0}$, on écrit :

$$\psi(x, y) = \cos(\mathbf{k_0}.\mathbf{x})\mathbf{e}^{-\frac{\mathbf{x}^2+\mathbf{y}^2}{2\sigma^2}}$$

L'admissibilité est vérifiée pour des $k_0 > 5$ La figure 7.2 montre un exemple d'une telle ondelette.

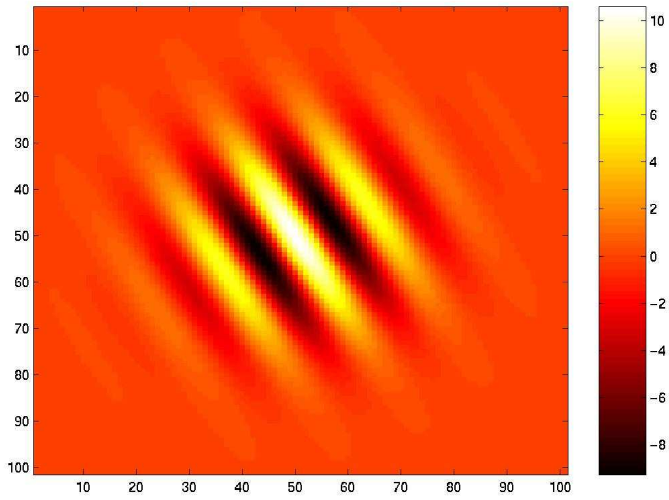


Fig. 7.2 : *Ondelette de Morlet bidimensionnelle*

Laplacien de PSF

La PSF d'EGRET varie fortement avec l'énergie et présente de large queues de distribution. Le support du laplacien de gaussienne est donc beaucoup plus étroit que celui d'une PSF. Afin d'intégrer plus de signal, il peut être nécessaire d'utiliser une ondelette beaucoup plus proche de la PSF.

Une solution simple et classique réside dans l'utilisation de l'ondelette-différence, qui est la différence entre le signal cherché et une dilatation de lui-même : si f est normalisée, alors en général $\psi(x) = f(x) - \frac{1}{\alpha} f(x/\alpha)$ est une ondelette, α étant un paramètre libre à déterminer selon le type de problème.

Dans le cas qui nous intéresse, la PSF n'est (voir ci-dessus) qu'une somme pondérée de gaussiennes ; la somme des laplaciens de gaussienne associés est aussi ondelette : il s'agit d'un laplacien de PSF.

7.1.3 Transformée sur la sphère

Afin d'être capable de travailler convenablement sur un espace sphérique à différentes échelles, il est nécessaire d'utiliser une transformée sur la sphère. Différents auteurs ont déjà proposé et testé l'utilisation de cette transformée pour la recherche d'écarts à la "gaussianité" du fond diffus cosmologique [29, 12].

Pour ce faire, il faut définir les transformations affines habituelles sur la sphère : translation et dilatation. Les premières sont évidemment les rotations. Il semble plus complexe de définir une dilatation sur la sphère qui est un espace compact. L'idée consiste à utiliser la projection stéréographique : on projette la sphère sur le plan tangent au pôle nord, on dilate dans le plan puis on reprojette sur la sphère[3].

$$\tan\frac{\theta_a}{2} = a\tan\frac{\theta}{2} \quad \text{où} D_a(\theta, \phi) = (\theta_a, \phi) \tag{7.4}$$

On peut de cette manière définir des ondelettes sur la sphère. L. Demanet [40] montre comment à partir d'une ondelette sur le plan passer à une ondelette sur la sphère. On dispose ainsi de la différence de gaussienne, de l'ondelette de Morlet sur S^2. Sur la sphère, le chapeau mexicain s'écrit :

$$\psi = \frac{2 - 4\frac{\tan^2\theta/2}{a^2}}{(1+\cos\theta)^2} e^{-2\frac{\tan^2\theta/2}{a^2}} \tag{7.5}$$

7.2 Principe

La transformée en échelle permet donc de mettre en évidence les structures à une échelle donnée en filtrant à zéro les composantes d'échelles plus élevées. Elle semble adaptée à la détection de sources puisque leur échelle est liée à celle de la PSF, alors que le fond occupe aussi des échelles plus larges. D'autre part, la rapidité des calculs, à l'aide de la FFT par exemple, devrait offrir une alternative intéressante au maximum de vraisemblance en terme de rapidité, bien sûr la précision ne sera pas la même. Enfin, la possibilité d'explorer diverses échelles permet d'entrevoir des analyses de sources étendues sans présupposé de leur formes. On va donc calculer : $W = S \star \psi$ transformée en ondelettes de l'image S. Afin d'extraire l'information pertinente de la transformée il est nécessaire d'attribuer une significativité aux valeurs de la transformée, c'est-à-dire leur probabilité d'être dues au fond uniquement. Aussi est il nécessaire d'estimer la densité de probabilité de la transformée du fond seul f, alors la significativité d'une valeur $w(x, y)$ de la transformée est donnée par :

$$P(W(x,y) > w(x,y)) = \int_{-\infty}^{w} f(u)du$$

Notre première tâche est donc de déterminer la valeur de f pour le fond γ et pour une échelle et une ondelette donnée.

7.2.1 Situation

La recherche de sources par analyse en ondelettes a déjà été abordée par différents auteurs. Malheureusement les approches actuelles sont toujours incomplètes au regard du problème de l'astronomie gamma.

[3]On note que cette transformation laisse les pôles invariants, en particulier on ne peut atteindre le pôle sud quelle que soit la dilatation appliquée

En effet, il faut une méthode capable de :
- tenir compte de l'information spatiale (i.e. de la PSF)
- gérer l'exposition variable et notamment les mosaïques d'images
- gérer un fond fortement structuré même à l'échelle de la PSF mais dont on connaît les grandes lignes
- utiliser un traitement statistique rigoureux et rapide

Les méthodes disponibles, en particulier en astronomie X, répondent à la plupart des critères ci-dessus, sauf un. Dans l'ensemble les dernier point est toujours traité de manière satisfaisante, sauf quand il est fait recours aux simulations Monte Carlo, qui dans notre situation requiéreraient un temps de calcul considérable. Nous allons passer en revue les grandes lignes des approches actuellement développées en matière de taux de comptage poissonniens.

Elles se scindent en deux catégories : une première approche consiste à utiliser une ondelette très simple mais dont les propriétés liées au processus Poissonniens sont bien établies, ce qui permet de faire une analyse puissante de recherches d'excès sur un fond structuré. La seconde approche, que nous nous efforcerons de suivre, met à profit la structure spatiale de l'ondelette mais rend de fait l'analyse statistique plus délicate. Aussi ces méthodes n'ont jamais réellement introduit la notion de fond structuré et connu.

L'approche de Kolaczyk

L'ondelette de Haar qui n'est autre qu'une différence de pixel à pixel a d'intéressantes propriétés relatives au bruit de Poisson. C'est pourquoi Dixon et al. [43] l'ont utilisé pour rechercher un halo γ dans les données d'EGRET. Comme les auteurs le reconnaissent cette approche ne permet pas de tenir compte de l'information spatiale car elle est limitée à une ondelette non-isotrope particulière.

A l'origine de cette approche, la méthode TIPSH (Translationnally Invariant Poisson Smoothing using Haar wavelets) a servi a débruiter les courbes de lumière des sursauts γ de BATSE [74]. A deux dimensions, la transformée de l'image par l'ondelette de Haar donne l'intensité moyenne ainsi que les variations locales d'intensité à l'échelle considérée. Les coefficients de la transformées sont en fait de simples différences de variables aléatoires poissoniennes, le traitement statistique est donc relativement simple. Un filtrage dur à chaque échelle permet de construire un support multiéchelle en sélectionnant uniquement les structures dont la significativité est suffisante. La limite à chaque échelle est déterminée par un calcul de taux de fausse détection (FDR). En appliquant une transformée inverse on peut reconstruire les excès. Notons que si la significativité à chaque échelle est bien déterminée, ce n'est pas le cas de l'excès reconstruit. C'est pourquoi Dixon et al. [43] calculent la significativité du halo qu'ils mettent en évidence en utilisant une méthode à base de maximum de vraisemblance.

L'approche de Damiani

D'autres auteurs ont utilisé une ondelette isotrope, plus à même de détecter les structures typiques de l'astronomie : la PSF [110, 37, 51].

Les données de ROSAT PSPC, de Chandra ont notamment bénéficié d'un programme de détection de sources par ondelettes.

Damiani et al. [37] proposent une approche utilisant le chapeau mexicain bidimensionnel, en faisant l'hypothèse que le fond est uniforme. A l'instar de Slezak et al. [107], ils calculent la probabilité d'observer une transformée w en $(a, \mathbf{x})$ lorsque n photons sont présents dans le support de l'ondelette (en l'occurrence 5 fois l'échelle a) à partir de l'histogramme de l'ondelette h. Cette valeur est donnée par n auto-convolutions de h.

$$f_{W(\mathbf{x},\mathbf{a})}(y) = \underbrace{h_x \star \ldots \star h_x}_{n\text{fois}}(y) \tag{7.6}$$

où $\star$ est l'opérateur de convolution. Pour un faible n, la densité de probabilité est fortement chahutée avec en particulier un fort pic en 0 ; pour les grands n, elle tend vers une distribution gaussienne. Afin d'éviter les nombreux calculs, Damiani [37] utilise une expression approchée pour déterminer les seuils de significativité à imposer à partir d'une variable réduite n/a^2 donnant le nombre de coups par unité de surface.

Afin de tenir compte des variations d'exposition, très fortes dans la caméra PSPC à bord de ROSAT, une correction de temps effectif d'exposition a été introduite permettant d'éviter les fausses détections produites par les discontinuités.

Une source est détectée dès lors qu'à une échelle, on dépasse le niveau de significativité requis. On détermine l'échelle de la source en trouvant le maximum de $w(a)/a$, et on en déduit son flux. On peut alors itérer en modifiant le nombre de photons utilisé pour décrire le fond.

L'approche de Starck

L'approche de Starck [110] est similaire parce qu'il utilise lui aussi une ondelette isotrope, mais cette fois-ci la transformée est discrète, basée sur l'algorithme à trous qui permet de conserver l'invariance par translation, tout en apportant une transformée inverse simple, les échelles utilisées étant dyadiques. L'objectif est en effet plus général, il ne s'agit plus seulement de détecter des sources à diverses échelles mais de filtrer une image.

Différents types de filtrage du bruit sont envisagés, utilisables dans le cas gaussien et proposent une approche similaire à celle de Damiani : la densité de probabilité de la transformée dans l'hypothèse de fond plat avec n photons détectés est donnée par n autoconcolutions de l'histogramme de l'ondelette, tout comme 7.11.

L'algorithme de filtrage se résume ainsi :

– transformée en ondelettes aux différentes échelles de l'image

– calcul du support multirésolution M à l'aide des seuils donnés par la densité de probabilité : $M_i(x,y) = 1$ si $w_i(x,y)$ est significatif, $M_i(x,y) = 0$ sinon.
– reconstruction de l'image par transformée inverse à partir de $w_i(x,y)M_i(x,y)$

L'utilisation d'un seuillage itératif donne en général de meilleurs résultats et en particulier permet de conserver le flux. Pour cela, après la transformation inverse, on calcule la carte des résidus R et sa transformée, dont on ne garde que les coefficients appartenant au support multiéchelle M. On peut alors reconstruire l'image des résidus et l'ajouter à la solution précédente. En itérant jusqu'à convergence, on obtient la nouvelle image filtrée. Cette méthode a l'avantage de redonner des flux corrects même lorsqu'une source brillante en masque une seconde. Enfin, on peut ne conserver que les structures qui nous intéressent en ne faisant la reconstruction qu'avec les échelles pertinentes, en particulier en omettant la convolution finale on s'affranchit du fond à grande échelle.

Ceci a été implémenté dans le programme MR/1 (Multiresolution Analysis), tout comme le filtrage à base d'ondelettes de Haar à la Kolaczyk [83]. D'autres méthodes à base d'entropie multiéchelle ont été mises au point, voir par exemple [109], mais dépassent de loin le cadre de notre analyse.

L'approche de Freeman

Dans un papier récent, Freeman et al. [51] développent l'approche utilisée dans WAVDETECT code de détection de source de CHANDRA. L'interêt de leur approche et d'essayer de comprendre l'effet d'un fond structuré sur la probabilité des transformées. Malheureusement, s'ils estiment cette probabilité dans un cas gaussien, ils ne proposent rien d'autre que de recourir à des Monte-Carlo pour déterminer les densités de probabilité, à l'instar de Grebenev et al.[54].

Si besoin est, ils proposent d'estimer le fond à l'aide de l'anneau négatif de l'ondelette noté NW en le convoluant avec le signal observé : le fond est alors : $NW \star S$. Si besoin est, ils renormalisent l'estimation du fond a l'aide de l'exposition E :

$$B = E\frac{NW \star S}{NW \star E}$$

L'approche par Monte Carlo étant particulièrement longue, elle semble impraticable pour un ensemble de données comme celle de GLAST où le fond et l'exposition varient fortement. On va donc chercher à développer une méthode qui évite au maximum l'utilisation de tels calculs.

7.3 Statistique des transformées

Notre but est d'utiliser la transformée en ondelettes pour faire ressortir certaines structures à différentes échelles d'un fond supposé connu. On va donc tester l'hypothèse :

“Quelle la probabilité que la valeur de la transformée obtenue soit due au fond uniquement ?” et l'on appellera significativité cette probabilité. Si à l'origine le bruit est un simple bruit poissonnien de comptage, après convolution ce n'est plus le cas.

Dans toute la suite, on notera $\mu(x,y)$ la valeur moyenne du fond au point (x,y), ce fond étant poissonnien. $\psi(x,y)$ l'ondelette analysante, $\epsilon(x,y)$ l'exposition au point (x,y), f la densité de probabilité des transformées.

7.3.1 Densité de probabilité des valeurs des transformées

On se place ici dans un cas binné : le taux de comptage dans un bin (i,j) est N_{ij} donné par le produit du fond est de l'exposition.

La transformée en ondelette du fond est donnée par :

$$W(x,y,a) = \sum_{ij} N_{ij}\psi\left(\frac{x-x_i}{a}, \frac{y-y_j}{a}\right) \tag{7.7}$$

N_{ij} étant des variables de Poisson de valeur moyenne $n_{ij} = \mu_{ij}\epsilon_{ij}$. La fonction génératrice de la densité de probabilité[4] de $W(x,y,a)$ est alors donnée par :

$$\boxed{\hat{f}_{W_{x,y,a}}(k) = \exp\left(\sum_{ij} n_{ij}\left(e^{ik\psi\left(\frac{x-x_i}{a},\frac{y-y_j}{a}\right)} - 1\right)\right)} \tag{7.8}$$

La démonstration de cette proposition tient essentiellement aux propriétés des fonctions génératrices et à l'indépendance des N_{ij}.

En effet, si l'on prend la fonction génératrice de $W(x,y,a)$, $\hat{f}_{W_{x,y,a}}(k) = E[e^{ikW(x,y,a)}]$, et comme les $N_{i,j}$ sont indépendants, on a en utilisant la fonction génératrice de la loi de Poisson :

$$\hat{f}_{W(x,y,a)} = \Pi_{ij} \exp\left(n_{ij}\left(e^{ik\psi\left(\frac{x-x_i}{a},\frac{y-y_j}{a}\right)} - 1\right)\right) \tag{7.9}$$

D'où la formule 7.8

Si on se place dans le cas continu, l'expression devient :

$$\boxed{\hat{f}_{W_{x,y,a}}(k) = \exp\left(\int_S \mu\left(x',y'\right)\epsilon\left(x',y'\right)\left(e^{ik\psi\left(\frac{x-x'}{a},\frac{y-y'}{a}\right)} - 1\right)dx'dy'\right)} \tag{7.10}$$

L'idée de la démonstration est la même que ci-dessus, elle est détaillée notamment dans le rapport de L. Demanet [40].

Afin de comparer avec l'approche de Starck [110] et Damiani et al. [37] à base d'autoconvolutions, nous allons chercher à caractériser les densités de probabilités par leur fonction génératrice dans ce cas.

[4]Rappelons que la fonction génératrice est la transformée de Fourier de la densité de probabilité.

Comparaison avec l'auto-convolution

Si on observe n photons et que l'on néglige les fluctuations de Poisson du fond, la densité de probabilité est donnée par :

$$f_{W((x,y),a)}(w) = \underbrace{h_{(x,y),a} \star \ldots \star h_{(x,y),a}}_{n\text{fois}}(w) \tag{7.11}$$

h étant l'histogramme des valeurs de l'ondelette pondéré par la probabilité d'obtenir une telle valeur (cette probabilité étant donnée par la hauteur normalisée du fond μ), c'est-à-dire :

$$h_{(x,y),a}(w) = \frac{1}{N}\int_S \mu\left(x',y'\right)\epsilon\left(x',y'\right)\delta\left(w - \psi\left(\frac{x-x'}{a},\frac{y-y'}{a}\right)\right) dx'dy'$$

avec N normalisation du fond donnée par : $N = \int_S \mu(x',y')\epsilon(x',y')dx'dy'$/ Sa transformée de Fourier est donnée par :

$$\hat{h}_{(x,y),a}(k) = \frac{1}{N}\int_S \mu\left(x',y'\right)\epsilon\left(x',y'\right)e^{-2i\pi k\psi\left(\frac{x-x'}{a},\frac{y-y'}{a}\right)} dx'dy'$$

La fonction génératrice de la pdf f est donc :

$$\hat{f}_{W((x,y),a)}(k) = \hat{h}(k)^n = \left(\frac{1}{N}\int_S \mu\left(x',y'\right)\epsilon\left(x',y'\right)e^{-ik\psi\left(\frac{x-x'}{a},\frac{y-y'}{a}\right)} dx'dy'\right)^n \tag{7.12}$$

Vraisemblance étendue

Le principal problème lié à la formule 7.10 est la normalisation globale qui est imposée : on attend en moyenne $N_{pred} = \sum_{ij}\mu_{ij}$ photons sur la zone considérée. Or il se peut, et malheureusement il arrive fréquemment que le modèle prédise un flux erroné en différents points (différences d'émissivités locales etc). Il faut donc introduire dans la méthode un degré de liberté pour la normalisation du fond . Une méthode simple consiste à renormaliser le modèle de fond sur la zone d'intérêt en imposant $N_{pred} = N_{obs}$. On obtient alors la densité suivante :

$$\boxed{\hat{f}_{W_{x,y,a}}(k) = \exp\left(\frac{N_{obs}}{N_{theo}}\sum_{ij} n_{ij}\left(e^{ik\psi\left(\frac{x-x_i}{a},\frac{y-y_j}{a}\right)} - 1\right)\right)} \tag{7.13}$$

Notons qu'asymptotiquement, ces 2 dernières solutions sont identiques.

7.3.2 Calcul pratique de la densité de probabilité - Cumulants

Approches directes

L'utilisation directe de la formule 7.10 pose un certain nombre de problèmes techniques. Elle est très coûteuse en temps de calcul : pour chaque point de la carte, il est nécessaire de calculer la valeur de l'intégrale pour différentes valeurs de k (en pratique au moins 512 fois). Elle converge relativement mal pour les très faibles valeurs du fond.

Une autre approche a été envisagée, consistant à calculer directement la p-valeur par un calcul d'intégrale via la transformée de Laplace.

On peut passer directement aux valeurs de la significativité en intégrant le rapport de la transformée de Fourier de la densité de probabilité sur k. Et pour éviter une divergence, on peut passer un peu à droite sur l'axe réel, et utiliser une transformée de Laplace.

$$P(Y > a) = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\hat{f}(c + i\omega)}{c + i\omega} e^{a(c+i\omega)} d\omega$$

Malheureusement encore, les résultats ne sont pas à la hauteur des espérances en terme de temps de calcul comme de précision[5].

Fonction génératrice cumulative

Une autre approche consiste à utiliser le développement de Taylor du logarithme de la fonction génératrice :

$$\log \hat{f}_Y = \sum_n K^{(n)} \frac{(ik)^n}{n!} \tag{7.14}$$

où $K^{(n)}$ est le cumulant d'ordre n de la densité de probabilité f [45]. Le cumulant d'ordre 1 est égal à la moyenne de f, les cumulants d'ordre 2 et 3 sont égaux au moments centrés de même ordre. Ici, en utilisant 7.10 on vérifie que :

$$\boxed{K^{(n)} = \sum_{ij} \mu_{ij} \left(\frac{\Psi((x_{ij} - b)/a)}{\epsilon_{ij}} \right)^n} \tag{7.15}$$

Calculer un cumulant est donc relativement simple, il s'agit simplement d'une convolution du modèle de fond avec la puissance nième de l'ondelette.

Remarquons d'emblée que l'utilisation des cumulants présente un grand nombre d'intérêts :

- **ils fournissent les premiers moments centrés de la distribution et en particulier variance et valeur moyenne**
- **ils sont additifs : rajouter une composante au modèle, c'est simplement ajouter ces cumulants. La convolution de densités de probabilités se traduit par une somme de leurs cumulants.**
- ils sont rapides et simples à calculer

[5]Le phénomène de Gibbs est l'un des principaux obstacle à tout calcul direct de ce type

Comparaison avec des Monte-Carlo

L'utilisation de la formule 7.14 s'avère très efficace lorsque le flux est suffisamment élevé : elle fournit de bons résultats et elle est rapide. Le calcul de la densité de probabilité en chaque pixel d'une image se décompose de la manière suivante :

- Calcul des cartes de cumulants par convolution rapide
- En chaque point, calcul de $\hat{f}$ pour différentes valeurs de k (typiquement 1024)
- Transformée de Fourier rapide de $\hat{f}$ afin d'obtenir la densité.

Le nombre de cumulants nécessaire pour obtenir une bonne précision est variable et principalement dépendant du flux du fond. Typiquement 42 cumulants suffisent dans la plupart des cas. La figure 7.3 montre la densité de probabilité obtenue par le calcul et par Monte-Carlo pour un niveau de flux intermédiaire. L'accord est tout à fait correct.

On peut aussi se placer dans le cas limite gaussien où seuls les deux premiers cumulants jouent un rôle.

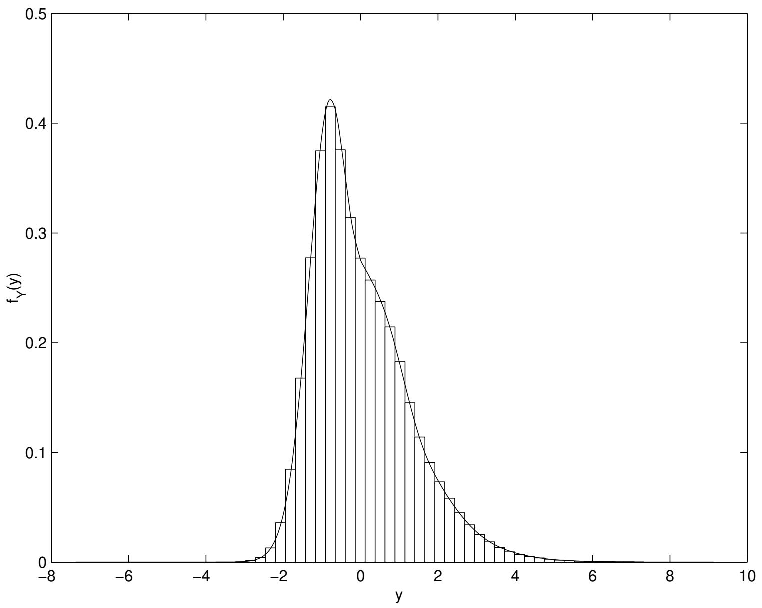


Fig. 7.3 : *Densité de probabilité des transformées du fond obtenue par Monte Carlo comparée au calcul par les cumulants*

7.3.3 Niveau de significativité - Seuils

Nous avons vu comment calculer la densité de probabilité de la transformée à l'échelle a d'une carte produite par un fond μ. Reste alors à calculer la densité de probabilité cumulative afin d'en déduire la significativité :

$$P(y > Y_{obs})$$

La significativité traduit directement la probabilité que l'excès observé soit dû à une fluctuation du fond, et c'est bien le sens de la probabilité que l'on a défini.

En pratique, on se fixe un niveau de significativité minimal ϵ pour déterminer les sources considérées comme détectées, c'est-à-dire , on impose qu'un excès est significatif dès que $P(y(x,a) > Y_{obs}(x,a)) < \epsilon$. On peut donc donc déterminer la carte des seuils $Y_{min}(x,a)$ tels que $Y_{obs}(x,a) > Y_{min}(x,a) \rightarrow P(y(x,a) > Y_{obs}(x,a)) < \epsilon$.

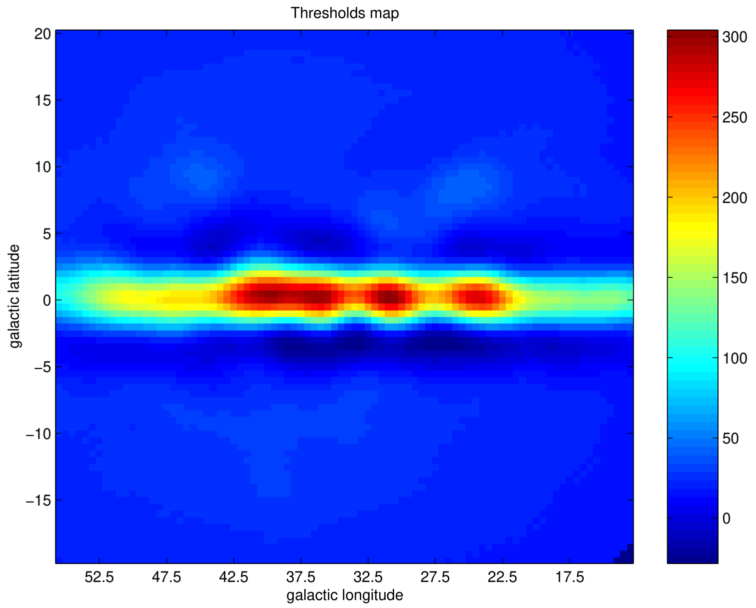


Fig. 7.4 : *Seuils à 3σ pour la période d'observation 20.0. On note les valeurs négatives de part et d'autre du plan*

La figure 7.4 donne un exemple de seuils pour une significativité de 3σ. Il s'agit ici d'une période d'observation du plan galactique. On observe la forte variation des seuils entre le plan et les régions à plus haute latitude. On note aussi que l'émission du plan étant très intense les seuils à proximité sont négatifs. La prise en compte correcte du fond permet de tenir compte de l'effet du plan sur les zones voisines.

Dans la suite, déterminer le niveau de significativité d'un excès consistera à trouver la valeur maximale de $P(y(x,a) > Y_{obs}(x,a))$, cette maximisation se faisant sur x, et même éventuellement sur a[6]. La plupart du temps, on travaillera à une échelle donnée.

[6]On dit en général qu'augmenter le nombre de paramètres, augmente le nombre de tests et par la même diminue la significativité. Cette assertion en tant que telle nous semble fausse. La probabilité calculée ici est bien la probabilité que l'excès observé soit dû au fond. Chercher à la maximiser n'a rien de choquant en soi. Par contre, il est clair qu'augmenter le nombre de paramètres augmente nécessairement le risque de fausse détection, ce qui nécessite alors de se fixer un seuil de détection plus faible. Autrement dit, la notion de significativité en soi n'a pas une grande valeur, puisqu'elle ne nous renseigne pas sur la probabilité générale de fausse détection. Nous reviendrons sur ce point dans la suite.

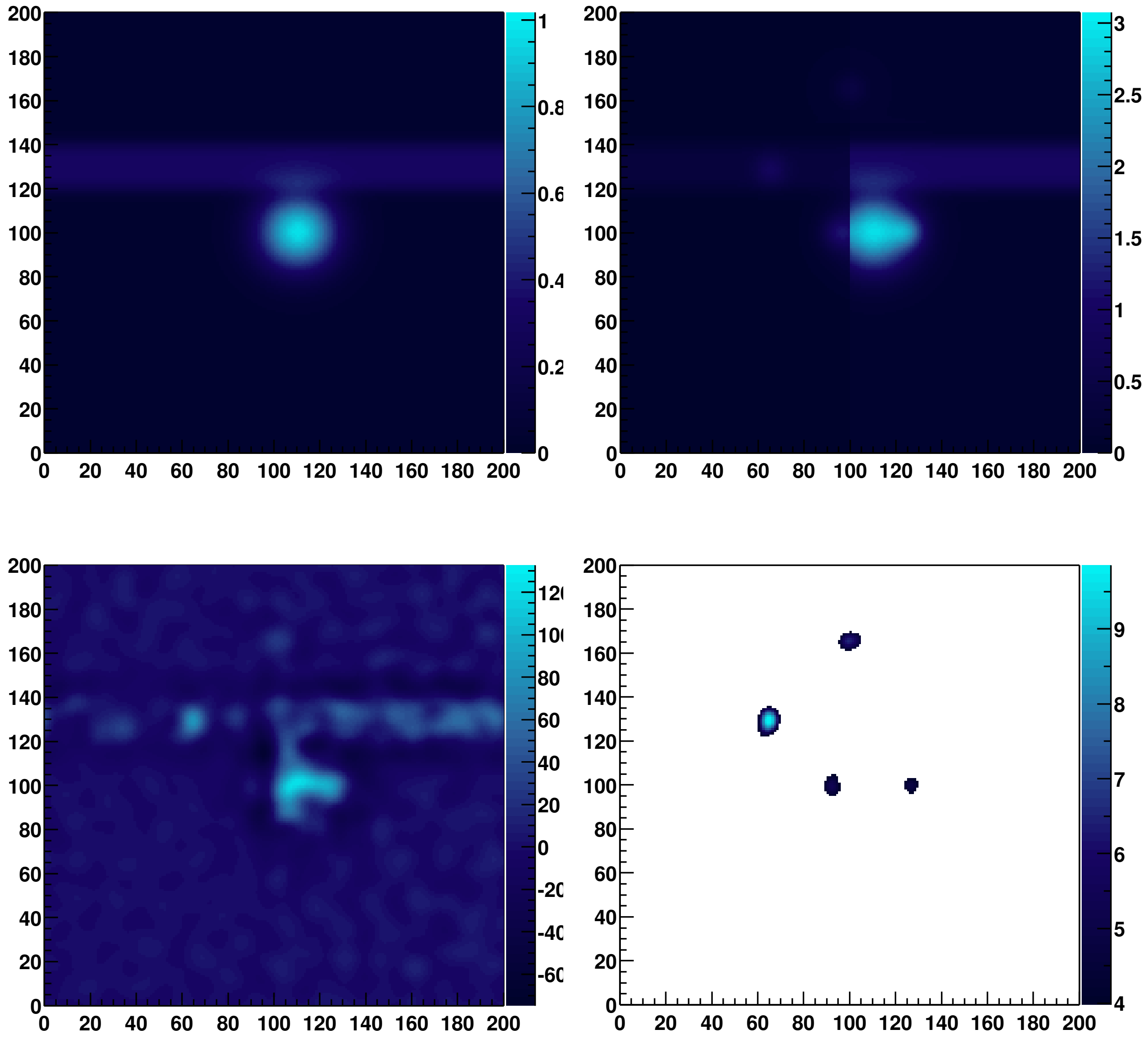


Fig. 7.5 : *Exemple de détection à une échelle donnée de sources en présence d'un fond structuré, avec une exposition non continue. En haut à gauche le modèle de fond, à droite on a multiplié par une exposition présentant une forte discontinuité et on a ajouté trois sources gaussiennes. L'image en bas à gauche montre la transformée en ondelettes et l'image à droite l'ensemble des structures détectées au-delà de 4σ. Les quatre sources sont clairement détectées sans contamination du fond malgré la présence du front négatif au voisinage de la discontinuité ou des fortes structures. La méthode permet donc de gérer convenablement fond structuré et exposition non-continue.*

7.3.4 Calcul des quantiles à très bas flux

Le calcul systématique de la densité de probabilité est en général un peu coûteux en temps de calcul si l'on veut toute la précision requise, en particulier à bas flux si l'on doit effectuer les calculs complets d'histogrammes de l'ondelette ainsi que les convolutions. Il peut être intéressant de produire une formule simplifiée permettant d'estimer à l'avance les quantiles.

La plupart des études existantes utilisent de telles formules, à l'exception de Starck qui calcule une abaque de seuils de détections pour toute une série de nombre de photons incidents (routine mr_abaque du logiciel MR1)[7]. Dans le cas de Damiani [37] et de Freeman [51], l'expression a été déterminée grâce à des Monte Carlo en faisant l'hypothèse d'un fond uniforme. Dans le cas de fonds non-uniforme, on est renvoyé à l'utilisation d'un Monte Carlo.

7.3.5 Traitement de l'information énergie

Afin d'affiner le filtrage, il peut être intéressant d'utiliser correctement l'information en énergie : vu la dépendance de la PSF avec l'énergie, il est raisonnable d'assigner à des photons d'énergie différente une ondelette d'échelle différente. Autrement dit, on va faire l'analyse à des échelles différentes sur différents bins en énergie[8].

Combiner l'information en énergie est a priori simple dès lors que les bins sont suffisamment larges pour que la dispersion en énergie soit négligeable : les bins sont indépendants, la probabilité conjointe est le produit des probabilités. Malheuresuement, cette probabilité conjointe n'est pas un test statique valide (elle tend vers zero quand le nombre de carte augmente). Une solution plus satisfaisante consiste à utiliser un test de type χ^2, on est alors obligé de se placer dans la limite gaussienne.

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(Y_i - K_{1,i})^2}{K_{2,i}}$$

où Y_i, $K_{1,i}$ et $K_{2,i}$ représentent la transformée et les 2 premiers cumulants dans le i^{eme} bin en énergie.

Séparer les données en différentes cartes en énergie permet d'améliorer la significativité des transformées, puisqu'on optimise l'échelle pour chacun des bandes en énergie (voir ci-dessous). Notons cependant qu'il n'y a aucun présupposé sur la forme spectrale de l'excès. Donc un excès très significatif dans une seule bande en énergie intermédiaire

[7] Dans notre cas cette approche est évidemment inutile puisque, le fond n'étant pas uniforme, l'histogramme de l'ondelette varie d'un point à l'autre. Autant calculer directement au point considéré l'histogramme au vu du nombre de photons reçus

[8] Par exemple dans le cas d'EGRET si l'on suit la pratique du catalogue, on utilisera une carte 100-300 MeV, 300-1000 MeV et $\geq$1GeV

peut être retenu par cette méthode alors que son comportement spectral est clairement peu compatible avec une source en loi de puissance.

7.3.6 Détermination à priori de l'échelle et de l'ondelette optimale

Lorsque l'on a une idée de la forme des sources recherchées, comme ici lorsque l'on connaît la PSF et sa dépendance en énergie, on peut trouver une échelle optimale de détection *a priori*. En effet, si on se place dans le cas limite gaussien, il suffit de considérer le rapport : $\sqrt{K_{2,b}}/K_{1,s}$[9] où $K_{1,s}$ est le premier cumulant de la transformée de la source. En effet, si le maximum de la densité de probabilité de la source est à $n\sigma$ du fond, on considérera la source comme détectée. Et donc il faut $n\sqrt{K_{2,b}} < \alpha K_{1,s}$. L'échelle optimale va nous être donnée par le maximum du rapport :

$$Max_a \frac{K_{1,s}}{\sqrt{K_{2,b}}}$$

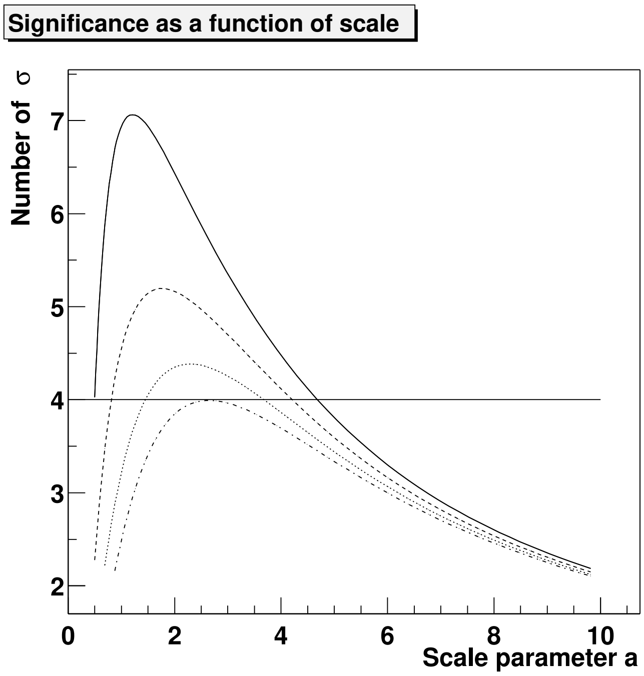


Fig. 7.6 : *Significativité en fonction de l'échelle pour différentes sources à haute latitude au dessus de 100 MeV. Les indices spectraux sont -1.5 (trait plein), -2 (tirets), -2.5 (pointillés) et -3. Les courbes présentent un maximum.*

[9]Il s'agit en quelque sorte d'une généralisation de ce que donne Damiani [37], c'est une minimisation d'un rapport signal sur bruit

Autrement dit, on peut optimiser notre probabilité de détection en cherchant directement aux échelles pertinentes, connaissant la forme du fond et celle de la source (l'indice spectral et la dépendance de la PSF en fonction de l'énergie). La figure 7.6 montre l'évolution de la significativité avec l'échelle. Selon l'indice de la source, il y a un maximum bien défini.

7.3.7 Probabilité conjointe

On peut espérer améliorer la mise en évidence du signal en utilisant les informations conjointes des transformées à différentes échelles, différentes directions, voire même de transformées à partir d'ondelettes différentes.

Si l'on note les différentes transformées (que ce soit pour différents paramètres ou différentes ondelettes), $\psi_1 \ldots \psi_n$, on cherche à déterminer la probabilité suivante :

$$P(Y_{B,\psi_1}(x) < y_{obs,\psi_1}(x) \text{ et } \ldots \text{et } Y_{B,\psi_n}(x) < y_{obs,\psi_n}(x))$$

Contrairement à la transformée à différentes énergies, les transformées ne sont indépendantes la factorisation est impossible. Ce sont en effet les même données dont on calcule la transformée par $\psi_1 \ldots \psi_n$. Ces transformées sont forcément corrélées[10].

Il est clair que plus les supports des ondelettes seront disjoints plus les corrélations seront faibles, et plus l'on tirera d'informations de la probabilité conjointe. Le lecteur est renvoyé vers l'annexe pour un exemple d'utilisation de la probabilité conjointe.

7.4 Détection de sources

Il y a un pas important à franchir entre la mise en évidence d'un excès statistique et la détection d'une source. Il y a différentes manières d'y parvenir. Jusqu'à présent nous avons déterminé la significativité de l'écart à l'hypothèse "Ce qui est observé est dû uniquement au fond". Il faut donc maintenant tester "l'excès observé est-il lié à une source ?" et "Quelle est la probabilité que cette source n'en soit pas une ?".

En effet, un excès détecté peut ne pas présenter une morphologie caractéristique d'une source. Ceci est particulièrement vrai pour l'information spectrale : une non-détection dans une ou plusieurs gammes en énergie peut indiquer un comportement différent de celui attendu pour une source typique. De plus,plus la zone du ciel étudiée est grande, plus la probabilité d'observer un excès uniquement lié au fond est importante. Autrement dit, une fois fixé le niveau de significativité requis, la probabilité de détecter une fausse source croît avec le nombre d'essais effectués. Aussi est-il important de bien déterminer le seuil de détection à imposer afin de maîtriser le taux de fausses détections.

[10] Sauf si les supports des différentes ondelettes sont disjoints. C'est à peu près le cas par exemple pour une ondelette directionnelle à selon deux directions orthogonales

Nous détaillerons ici comment caractériser une source ponctuelle à partir de se transformée. Nous verrons en particulier comment déterminer son flux, sa position et comment déterminer des intervalles de confiance autour de cette dernière. Nous exposerons ensuite quelques principes pour la construction d'un catalogue de sources, notamment en ce qui concerne le nombre de fausses détections.

7.4.1 Positionnement

Une source ponctuelle est (en général) isotrope. Donc sa transformée va être maximale en son centre pour une ondelette isotrope.

La position centrale de l'excès va être donnée par la valeur maximale de l'estimateur :

$$max Y(x) - K_{1,B}(x) \tag{7.16}$$

Cet estimateur est non-biaisé asymptotiquement.

Contours de confiance

Vérifions que l'estimateur $\hat{x}$ est asymptotiquement non-biaisé ou de manière équivalent qu'asymptotiquement $\hat{x} - x^* \to 0$ x^* étant la position réelle.

En posant $\tilde{Z}(x) = Y(x) - K_1(x)$, l'estimateur $\hat{x}$ est donné par :

$$\nabla\tilde{Z}(\hat{x}) = 0.$$

En développant autour de la valeur vraie x^*,

$$0 = \nabla\tilde{Z}(x^*) + (\hat{x} - x^*)H\tilde{Z}(x^*) + O((\hat{x} - x^*)^2),$$

où $H\tilde{Z}(x)$ est le Hessien de $\tilde{Z}(x)$. Asymptotiquement, l'espérance du premier terme est :

$$\begin{aligned} E[\nabla\tilde{Z}(x^*)] &= \nabla K_{1,S}(x^*) + \nabla K_{2,BS}(x^*)E[N(0,1)], \\ &= \nabla K_{1,S}(x^*) = 0. \end{aligned}$$

Cette dernière quantité est nulle parce que la transformée en ondelette est maximale au centre d'une structure isotrope[11]. Asymptotiquement, l'expression explicite de l'estimateur est ,

$$\hat{x} - \hat{x^*} = -(H\tilde{Z}(x^*))^{-1}\nabla\tilde{Z}(x^*)$$

[11]Remarquons que si l'on utilisait une ondelette plus baroque comme une ondelette annulaire par exemple, cette proposition ne tient plus ; et l'estimation de position n'est plus valide telle quel. Dans le cas annulaire, c'est le centre du cercle des maxima qui donne la position d'une source ponctuelle. Notons enfin, que la proposition est toujours vraie avec une ondelette directionnelle et ce quelque soit la direction puisque la PSF est isotrope

$H\tilde{Z}(x^*)$ tend vers la matrice constante $A \equiv HK_{1,S}(x^*)$ pour $\Phi \to \infty$ d'où $E[\hat{x} - x^*] = 0$. Enfin, pour extraire la matrice de covariance de $\hat{x} - x^*$, on note que :

$$\begin{aligned} E[\frac{\partial \tilde{Z}}{\partial x_i}\frac{\partial \tilde{Z}}{\partial x_j}] &= \frac{\partial\sqrt{K_{2,BS}}}{\partial x_i}\frac{\partial\sqrt{K_{2,BS}}}{\partial x_j}E[N(0,1)^2] \\ &= \frac{\partial\sqrt{K_{2,BS}}}{\partial x_i}\frac{\partial\sqrt{K_{2,BS}}}{\partial x_j} \\ &\equiv B_{ij}. \end{aligned}$$

$\hat{x} - x^*$ est une linéarisation du gradient de $\tilde{Z}$. Sa matrice de covariance est alors :

$$\begin{aligned} \Sigma &= A^{-1}BA^{-T}, \qquad \text{with} \\ B_{ij} &= \frac{\partial}{\partial x_i}\sqrt{K_{2,BS}}\frac{\partial}{\partial x_j}\sqrt{K_{2,BS}}, \qquad \text{et} \\ A_{ij} &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}K_{1,S}. \end{aligned}$$

7.4.2 Estimation de flux

Pour obtenir le flux d'une source, il est nécessaire de faire des hypothèses sur sa nature ainsi que sur la PSF. Dans le cas où il s'agit d'une source ponctuelle, sa forme spatiale est donnée par la PSF elle-même. Aussi l'estimateur du flux aura-t-il la forme suivante :

$$\frac{Y(x) - K_{1,B}(x)}{K_{1,S}} \tag{7.17}$$

où $K_{1,S}$ est la valeur de la transformée de la PSF centrée.

Ici aussi cet estimateur est non-biaisé asymptotiquement.

7.4.3 Sources étendues

Au-delà de la détection des sources ponctuelles, qui est le principal objectif de la méthode, la transformée en ondelettes nous permet aussi de rechercher des sources étendues. Le filtrage pour fonds structurés que l'on a mis au point associé à un algorithme similaire à celui de [110] permet de mettre en évidence les objets étendus. Cette application nous semble utile pour GLAST dans la mesure où celui-ci peut espérer mettre en évidence l'extension spatiale de certaines sources comme le grand nuage de Magellan ou certains restes de supernovae.

On a choisi ici de travailler avec les paquets d'ondelettes afin de pouvoir gérer la reconstruction à des échelles quelconques et non pas dyadiques comme dans le cas de l'algorithme à trous par exemple, le choix des échelles pertinentes étant assez critique.

Afin de démontrer l'efficacité de la méthode nous l'avons testée sur un Monte Carlo utilisant le fond et l'exposition d'une période d'EGRET (en l'occurence VP 3.0) sur laquelle on a superposé une source annulaire dont le flux est relativement faible.

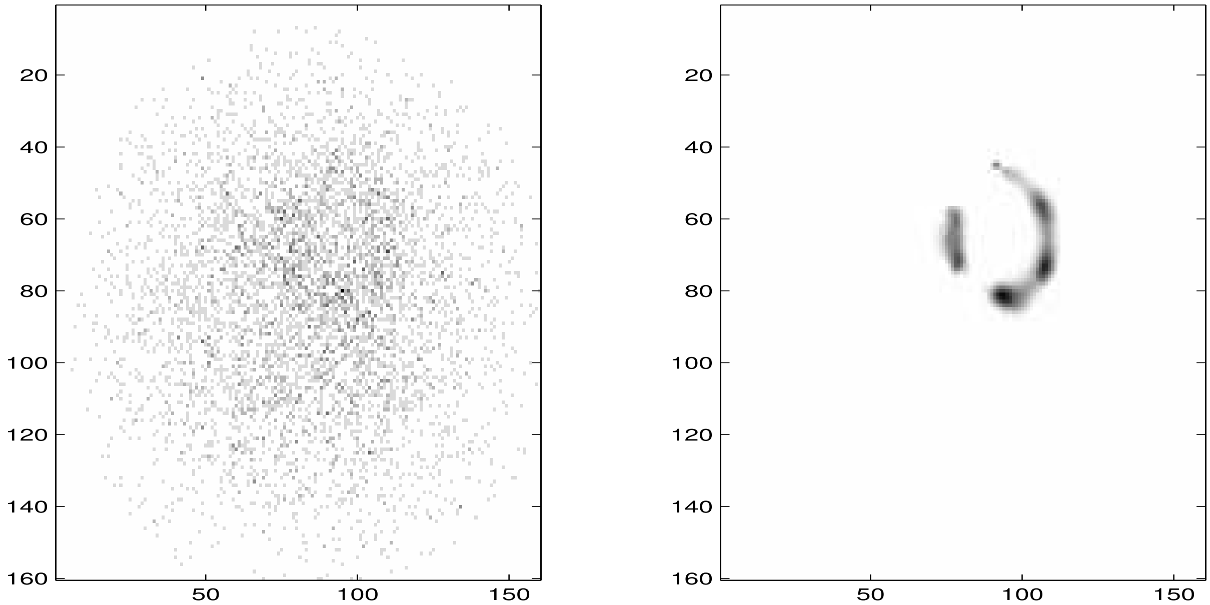


Fig. 7.7 : *Image reconstruite après filtrage itératif à différentes échelles. A gauche, la carte des photons, à droite l'image filtrée. L'anneau est partiellement reconstruit, mais la structure étendue est clairement mise en valeur. On a imposé un niveau de significativité à chaque échelle de 4σ, les échelles utilisées étant sur une base logarithmique de 2 à 10 degrés.*

7.5 Application aux données d'EGRET

7.5.1 Méthodologie

Les tests sur les données d'EGRET se sont fait la plupart du temps en utilisant les cartes produites par les logiciels standards de la distribution officielle : MAPGEN et INTMAP. Ces deux programmes produisent des cartes de comptage et d'exposition avec le binning requis. On a aussi utilisé directement la liste de photons pour éventuellement faire une analyse utilisant le plus d'information possible. Le modèle de fond galactique utilisé est celui fournit par Bertsch et al. [23] que l'on a décrit brièvement au chapitre précédent. Le fond extragalactique a été bien entendu supposé uniforme suivant un loi de puissance d'indice spectral 2.1 et de flux intégral à 100 MeV $F(E > 100MeV) = 1.510^{-5}cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$. On a developpé un système d'analyse fondé sur **ROOT** pour la gestion des données et l'affichage et **fftw** pour les calculs de FFT.

Le choix de l'ondelette s'est fait en appliquant le critère défini plus haut section 7.3.6, en cherchant a maximiser le rapport : $\frac{K_{1,s}}{\sqrt{K_{2,b}}}$. On a ainsi comparé le chapeau mexicain 2D avec le laplacien de PSF. On a mis en évidence que :

- Pour un fond relativement plat et faible comme celui que l'on trouve à haute latitude, le laplacien de PSF semble légèrement plus favorable puisqu'il intègre

plus de signal et maximise $K_{1,s}$.
- Le reste du temps, les queues à grande échelle de la PSF intègrent trop de fond et diminuent la significativité en particulier à proximité du plan galactique.

On a donc choisi de se cantonner à la transformée avec le chapeau mexicain, on garde ainsi suffisamment de généralité pour éventuellement travailler sur des sources étendues.

7.5.2 A haute latitude - VP 21.0

On s'intéresse ici à la période d'observation 21.0 à haute latitude. Un AGN a été observé en état haut : 3EG J0237+1635 a été détecté à 10 σ dans le catalogue d'EGRET [61], de même S. Digel [41] l'a détecté à près de 16 σ grâce à un maximum de vraisemblance non-binné spatialement. Il est détecté ici à plus de 15 σ. Dans ces deux derniers cas, la significativité est un peu surévaluée à cause de la présence d'une source faible à proximité de l'AGN. Celle-ci a été détectée à partir des données cumulées sur 4 ans. Durant cette période d'observation, elle n'est visible qu'à 3 σ [61]. La plupart des autres sources sont détectées à un niveau de significativité comparable à celui du catalogue. A l'exception de 3EG J0215+1123, qui n'est pas vue. Ceci est résumé dans les figures 7.8 et 7.9. Notons de plus qu'une source à 3.5 σ qui n'est pas visible sur cette figure est aussi détectée, voir [115], à une position légérement décalée de celle donnée par le 3^{eme} catalogue d'EGRET . Nous pensons que ceci est dû à l'effet grand angle qui modifie les directions d'arrivée aux incidences élevées (au-delà de 30°).

Remarquons que le temps d'analyse de cette période est de l'ordre de quelques minutes avec un ordinateur de type PC.

7.5.3 L'anticentre Galactique - VP 1.0

La cible de la période 1.0 est l'anticentre Galactique, caractéristique pour ses sources brillantes, comme le pulsar du Crabe ou Geminga. Il présente un fond assez structuré, avec plusieurs nuages, et le plan n'y est pas la structure la plus brillante. L'analyse détecte évidemment le Crabe (3EG J0534+220) et Geminga (3EG J0633+1751) qui sont parmi les sources les plus brillantes du ciel. Tout comme 3EG J0617+2238, que l'on identifie en général à IC443, et 3EG J0542-0655 identifié comme un AGN.

L'intérêt de cette période réside aussi dans la présence d'une source assez brillante mais à proximité immédiate de Geminga. Comme on peut le constater sur la figure 7.10, l'anneau négatif autour de cette dernière empêche la détection de cette source : on remarque un excès mais il est trop faible pour dépasser les seuils de détection. L'itération permet ici de résoudre le problème. En ajoutant Geminga au modèle cette source apparaît à un peu plus de 4σ.

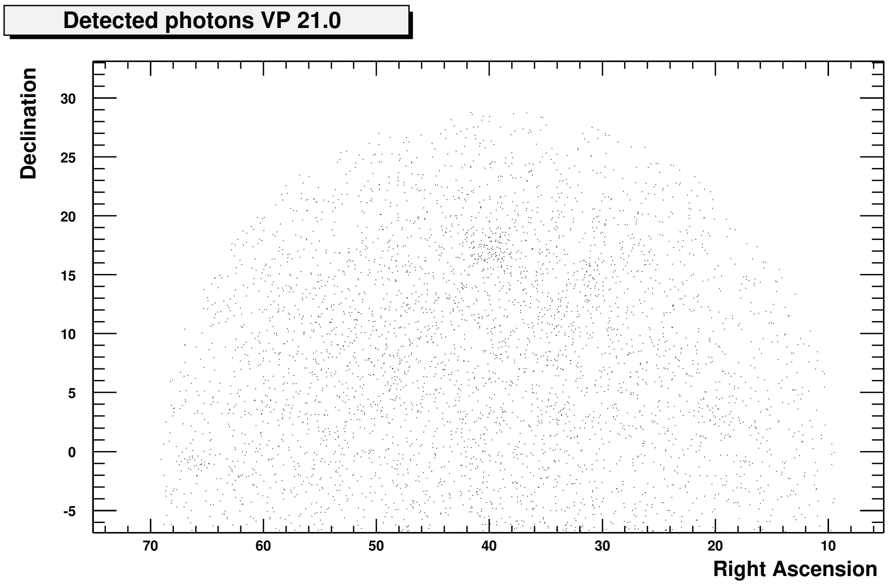


Fig. 7.8 : *Photons observés au cours de la période d'observation 21.0 au dessus de 100 MeV. Il s'agit d'une zone à haute latitude où le fond est plat, à l'exception de quelques nuages.*

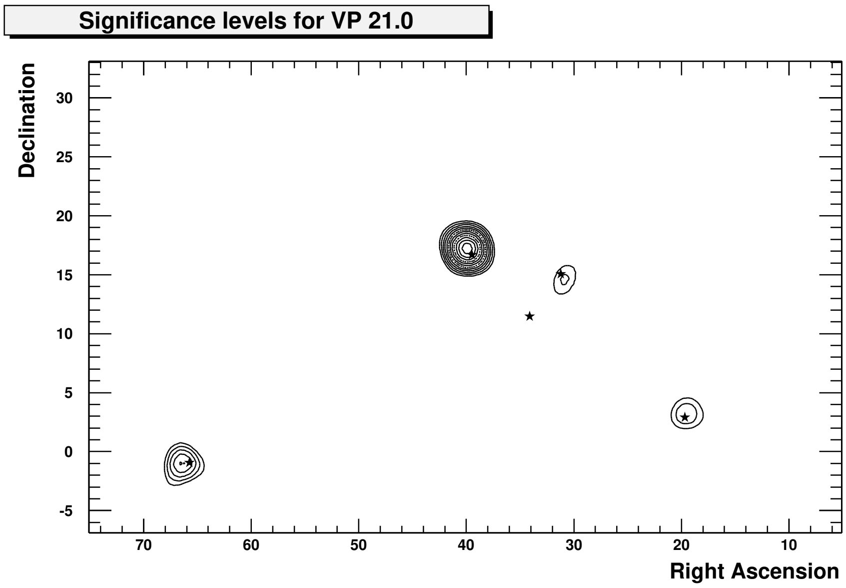


Fig. 7.9 : *Contours de significativité de la période d'observation 21.0 au dessus de 100 MeV à l'échelle 2°. Les positions des sources détectées à plus de 4σ dans le 3^{eme} catalogue d'EGRET sont superposées. Toutes les sources sont détectées sauf une. Remarquons que la significativité de la source la plus intense 3EG J0237+1635 est surévaluée à cause de la présence d'une source faible à proximité.*

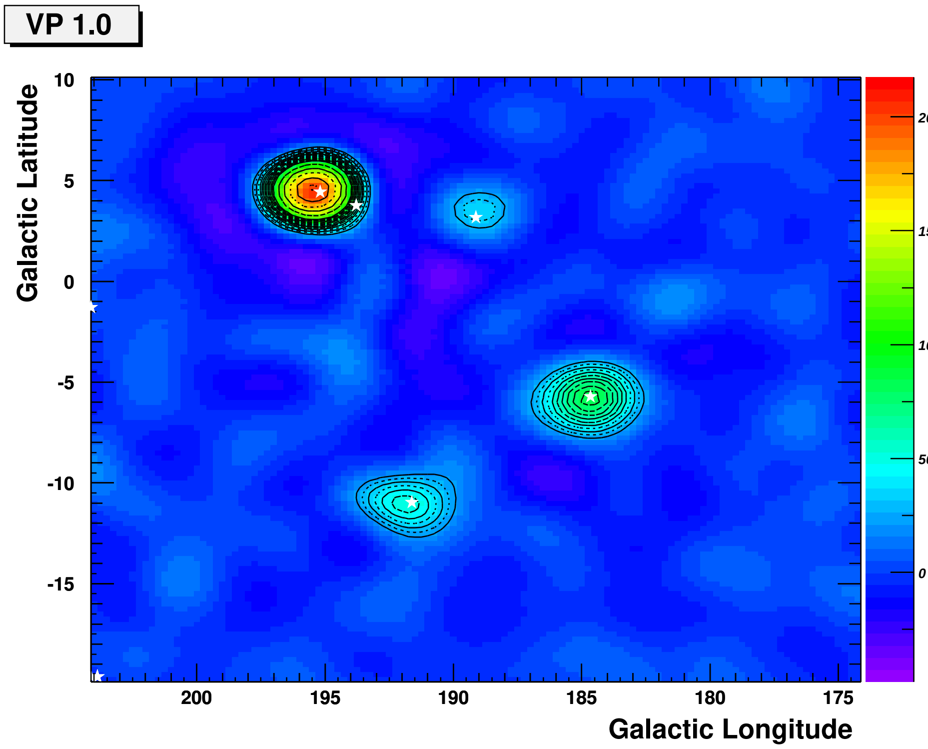


Fig. 7.10 : *Contours de significativité pour la période d'observation 1.0 superposés sur les valeurs de la transformée. On observe le fort anneau négatif autour de Geminga qui masque totalement la source à proximité.*

7.5.4 Dans le plan - VP 212.0

La période d'observation 212.0 est interessante parce qu'elle pointe la région du Cygne, riche en confusion de sources. En effet, au cours de cette périodes ce sont 3 sources qui sont détectées au-delà de 5σ : 3EG J2021+2716, 3EG J2020+4017 et 3EG J2033+4118. Il y en a en tout 6 dans cette région dans le 3^{eme} catalogue d'EGRET . La zone contenant ces trois sources est convenablement détectée à un niveau de significativié comparable. D'autre part, on trouve 3EG J1738+5203, noyau actif de galaxie à plus haute latitude et 3EG J1835+5918 dont les caractéristiques s'apparentent à celles de Geminga. Halpern et al. [59] l'identifient en effet à une étoile à neutron brillante exclusivement en γ . Notons enfin qu'une source faible est à proximité de cette source ; elle est indédectable mais contamine 3EG J1835+5918.

7.6 Vers une application pour GLAST

La problématique de GLAST est très similaire à celle d'EGRET, la capacité de cette méthode à détecter les sources EGRET est un véritable encouragement en vue de

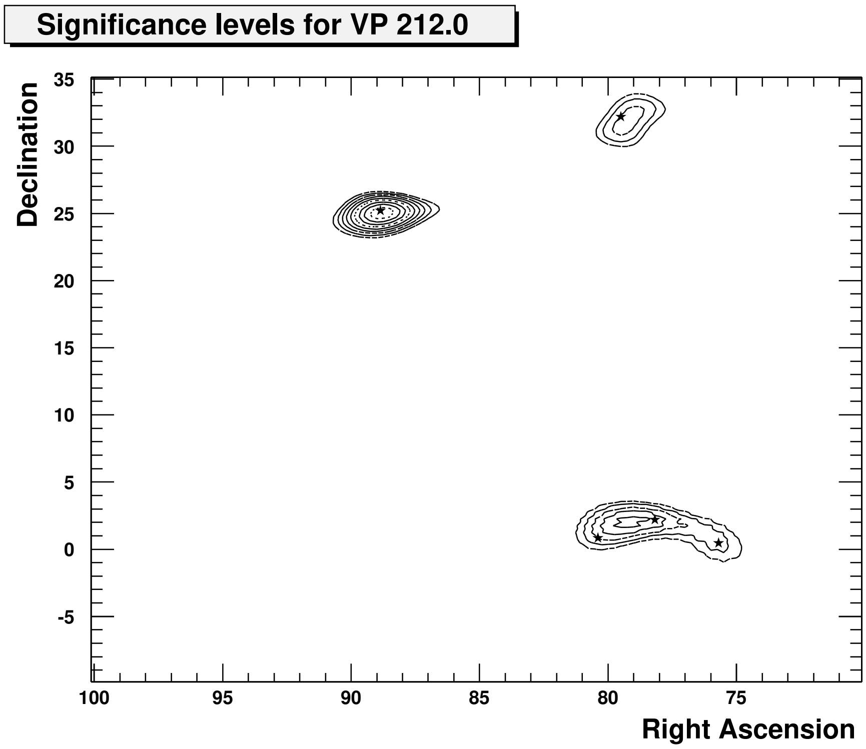


Fig. 7.11 : *Contours de significativité pour la période d'observation 212.0. Les trois sources dans le bras du cygne sont détectées au-delà de 4σ tout comme 3EG J1835+5918 et 3EG J1738+5203. On rappelle que la significativité est biaisée par rapport à la position.*

l'utilisation pour GLAST. Notons tout de même quelques difficultés supplémentaires[12] :

- le mode balayage va notablement déformer l'aspect des sources, en fonction de leur position dans le ciel.
- la forte sensibilité de GLAST mais la relativement mauvaise PSF aux alentours de 100 MeV promet une forte confusion de sources dans ce domaine. En fait, ce problème est plus lié à la mesure du spectre des sources ; en ce qui concerne la détection c'est probablement entre 500 MeV et quelques GeV que l'information sera la plus importante.
- le fond n'est connu qu'à l'échelle des cartographies radio, actuellement au demi degré en HI et au huitième de degré en CO. Il n'y a pas à notre connaissance de relevés prévus à une meilleure résolution. Le modèle de fond de GLAST ne soit précis qu'au demi degré. Or au-delà du GeV, la PSF sera largement comparable voire meilleure. Les structures à plus petite échelle du fond vont

[12]La totalité de ces problèmes sont en fait inhérents à toute méthode de recherche de sources pour GLAST, en particulier le maximum de vraisemblance

donc être présentes dans les données de GLAST et seront compatibles avec des sources ponctuelles.

Un point-clé pour résoudre les problèmes liés à la confusion et aux défauts du modèle de fond tient à la gestion correcte de l'information énergie. En effet, un poyen simple de distinguer deux sources, outre leur évententuelle variabilité, tient aux différences d'indice spectral. Si l'on est capcable de gérer correctement cette information alors on peut espérer distinguer ces sources. De même, une irrégularité du fond simulant une source ponctuelle doit avoir le même spectre que le reste de l'émission diffuse (lié à la production de pions sur le milieu interstellaire).

Comme on l'a rapellé plus haut, échelle et énergie sont deux paramètres redondants, pour détecter *une source ponctuelle*. L'approche que l'on a mise au point pour l'instant pour gérer l'énergie est encore assez partielle. Une solution pourrait consister à remplacer le paramètre d'échelle par un paramètre plus proche de l'indice spectral de la source. Ainsi, plutôt qu'explorer en échelle, on pourrait directement chercher à trouver l'indice le plus probable. Des travaux en ce sens vont être mis en oeuvre ultérieurement.

7.7 Conclusion - Autres applications de la méthode

Nous avons dévéloppé une méthode permettant de déterminer la significativité d'une transformée en ondelettes d'un processus poissonien en présence d'un fond structuré[13]. Cette méthode permet de :

- détecter les sources ponctuelles en recherchant des excès à quelques échelles bien choisies.
- analyser de manière générale l'émission résiduelle en excès par rapport au modèle, et en particulier d'étudier les éventuelles sources étendues.

La plupart du temps, c'est l'ondelette de Marr ou chapeau mexicain 2D qui est la plus adaptée, en effet n'ayant pas les larges queues de la PSF, elle limite la contamination par le fond tout en conservant une large partie du signal. Lorsque le fond est assez plat et que l'on ne souhaite pas faire de reconstruction, il peut être préférable d'utiliser un laplacien de PSF. En sélectionnant judicieusement les échelles, on peut tester la présence de sources de différents indices. La méthode a fait ses preuves sur les données d'EGRET et devrait être adaptable à GLAST.

Si l'on s'interesse à une émission étendue, il suffit d'associer ce calcul de significativité aux méthodes de filtrage prééxistantes. On peut comme décrit plus haut construire un support multiéchelle à partir duquel on reconstruit une première image, puis on améliore le filtrage en appliquant la transformée aux résidus jusqu'à convergence. Il faut bien entendu que l'on ait une reconstruction à disposition, à l'aide des paquets

[13] En pratique on peut déterminer la significativité de n'importe quelle transformée par convolution avec les données.

d'ondelettes ou de l'algorithme à trou par exemple.

On peut envisager d'autres domaines d'application que le traitement d'images astronomiques ; Lessard et al [76] proposent d'utiliser les ondelettes pour nettoyer les images des gerbes atmosphériques dans les télescopes Tcherenkov. Ils utilisent une ondelette isotrope et calculent la significativité atendue par Monte-Carlo. Notre algorithme permet de l'évaluer numériquement. Nous pensons d'autre part qu'il pourait être intéressant d'utiliser une ondelette directionnelle permettant de faire ressortir la structure typique d'une gerbe dans la caméra.

Quatrième partie

Des γ aux cosmiques

Chapitre

8 GLAST, un télescope à cosmiques

Si GLAST est capable de détecter des γ jusqu'au TeV (fonds diffus et quelques sources très brillantes), il est aussi capable de mesurer convenablement l'énergie d'un électron du TeV. On peut donc tout à fait en faire aussi un télescope à électrons cosmiques de très haute énergie. Leur spectre est en effet assez mal connu dans cette gamme d'énergie, alors qu'il est très important puisqu'il est uniquement dû à des sources locales distantes de quelques centaines de pc au plus. Dans ce chapitre, nous montrerons comment et pourquoi GLAST doit mesurer ce spectre d'électrons cosmiques au-delà de 100 GeV.

8.1 État des observations des électrons cosmiques de haute énergie

Le spectre des électrons cosmiques est encore mal connu. Diverses expériences ballons l'ont mesuré à différentes énergies, mais leur exposition est relativement limitée, il y a de plus des inconsistances entre les différents résultats (voir fig. 8.1). Parmi les observations passées citons Tang 1984 [113] de 5 à 200 GeV, HEAT [13] de 3 à 100 GeV, Nishimura [84] de 40 GeV à 2 TeV. Plus récemment encore, BETS a obtenu un spectre de 10 à 120 GeV. Les observations sont présentées sur la figure 8.1. Citons aussi ATIC [103] qui a observé jusqu'aux alentours de 100 GeV, et dont les résultats ne sont pas encore publics.

Dans l'avenir, un certain nombre d'expériences vont tenter de compléter notre connaissance du spectre des électrons cosmiques. PAMELA est une expérience dédiée à l'antimatière dans le rayonnement cosmique constituée d'un spectromètre et d'un détecteur de radiation de transition (TRD pour Transition Radiation Detector) associés à un calorimètre en tungstène et silicium. La mise en orbite à bord du satellite russe

Resurs est prévue pour la mi-2003 [2]. L'objectif premier est donc lié aux antiparticules cosmiques jusqu'à quelques centaines de GeV, mais un mode spécial à été mis au point pour l'observation des électrons jusqu'au TeV, observation malheureusement limitée par un facteur géométrique faible (de l'ordre de $200 cm^2 sr$) et une durée de vie de l'ordre de 3 ans (la statistique sera de toute façon beaucoup plus importante que cele obtenue jusqu'à maintenant). D'autre part, AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) sur la station spatiale internationale allie un spectrographe et un système d'identification de particules[1] à un calorimètre électromagnétique de $16X_0$ [4]. Elle doit être capable à partir de 2005 de mesurer les spectres de tous les cosmiques jusqu'à 3 TeV. Masi là encore son facteur géométrique n'est pas très grand. (aux alentours de $6500 cm^2.sr$). GLAST, dont la surface et la durée de vie sont plus élevées, est donc en mesure d'apporter une contribution significative à cette mesure à partir de 2006, à condition qu'il soit capable de détecter correctement les électrons de quelques centaines de GeV à quelques TeV. A plus long terme, l'expérience CALET, proposée par Yoshida et al.[128], devrait consister en un calorimètre de $45X_0$ permettant de mesurer l'énergie des électrons jusqu'à 10 TeV avec un très bonne résolution. L'installation sur la station spatiale internationale est envisagée pour 2007 (les retards habituels dans ce domaine étant de plusieurs années, la mise en orbite si elle a lieu sera beaucoup plus tardive).

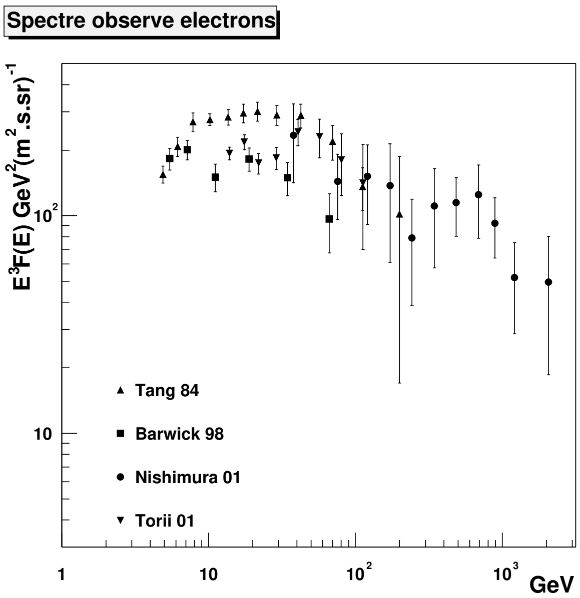


Fig. 8.1 : *Spectre observé des électrons cosmiques au voisinage de la Terre. Les mesures sont encore peu nombreuses particulièrement aux très hautes énergies. Il existe de plus des incompatibilités importantes entre les diverses mesures.*

Au delà de quelques centaines de GeV, les mesures du spectre des électrons cos-

[1]Ce système est constitué d'un TRD ainsi que d'un détecteur Cerenkov

miques sont très lacunaires. Ils ont été détectés jusqu'à 2 TeV par Nishimura et al. [84] (seulement 5 électrons). La présence d'événements au-delà du TeV est une indication claire de la présence d'une source d'électrons cosmiques au voisinage de la Terre. En effet, un électron du TeV rayonne très vite son énergie (synchrotron et inverse Compton) et ne peut parcourir plus de 500pc en moyenne dans le milieu interstellaire. L'observation du spectre des électrons cosmiques au-delà de quelques centaines de GeV peut nous renseigner sur la population de sources de rayons cosmiques dans le voisinage solaire.

La propagation des électrons cosmiques dans le milieu interstellaire est décrite par une équation de diffusion dont les solutions vont nous permettre de calculer le spectre observable produit par une série de sources proches. On attend même dans certains cas une anisotropie spatiale dans les directions d'arrivées des particules. Aux énergies les plus hautes les méthodes de correction d'énergies décrites dans le chapitre 5 donnent encore des performances satisfaisantes, mais on arrive à la limite de la gamme dynamique des ADC. Une fraction des cristaux dépendant de l'énergie de de l'angle d'incidence des électrons va saturer. Nous verrons dans quelle mesure il est possible de corriger cet effet. Enfin, il faut s'assurer que la séparation électron hadron et électron photon est possible.

8.2 L'équation de diffusion et ses solutions

Afin de comprendre le spectre des électrons cosmiques au voisinage de la Terre, il est nécessaire d'avoir un modèle de l'émission au niveau des sources, de connaître ces sources ou au moins de savoir comment elles se répartissent, et enfin il faut déterminer la densité des cosmiques qu'elles émettent à un instant t. On va d'abord traiter ce dernier point : il s'agit donc de déterminer à un instant t le spectre des électrons connaissant la fonction d'injection à tous les instants antérieurs, en tout point de l'espace et à toute énergie.

L'équation de diffusion permet de calculer l'évolution de $N(\mathbf{r}, \mathbf{t}, \mathbf{E})$, à partir de quelques hypothèses sur la forme de la diffusion et des pertes d'énergie.

L'équation de diffusion dépendant du temps peut s'écrire sous la forme [20] :

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial E}(b(E)N) - D(E)\Delta N = Q \tag{8.1}$$

où $D(E)$ est un coefficient de diffusion (isotrope) dépendant de l'énergie, Q un terme de source et Δ est l'opérateur laplacien. $b(E)$ représente ici les pertes d'énergie, par ionisation, Bremsstrahlung et synchrotron des électrons. En général, on écrit donc $b(E) = \alpha + \beta E + \gamma E^2$. Ici on ne considère que les électrons de haute énergie, on ne conserve donc que le terme décrivant les pertes synchrotron et inverse Compton, de la forme bE^2, dominantes à haute énergie (voir chapitre 1).

Le coefficient de diffusion utilisé est de la forme [91] :

$$D(E) \approx D_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^a \quad \text{avec } E_0 = 10GeV \quad \text{et } D_0 = 10^{28} cm^2 s^{-1} \tag{8.2}$$

On fait ici l'hypothèse que la diffusion est indépendante de la position dans la galaxie, seule la dépendance en énergie est considérée.

La détermination de la valeur et de la dépendance énergétique de ce coefficient est un problème en soi. Par des arguments théoriques sur la turbulence, on attend une dépendance en $a = 0.3$. Les mesures à base d'horloges cosmiques[2] donnent plutôt une dépendance en $a = 0.6$.

L'équation de diffusion se réécrit donc :

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial E}(bE^2 N) - D_0 E^a \Delta N = Q \tag{8.3}$$

La fonction de Green liée à ce problème est donnée par Berezinsky et al.[20] :

$$G(t, t', r, r', E, E') = \frac{\delta\left(t - t' + \frac{E - E'}{bEE'}\right)}{bE^2 (4\pi\Lambda)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(r - r')^2}{4\Lambda}\right)$$

avec δ distribution de Dirac et le propagateur est donné par :

$$\Lambda = \int_{E_0}^{E} \frac{D(E)}{b(E)} dE = \frac{D(E^{a-1} - E'^{a-1})}{b(1-a)}$$

On s'intéresse ici à un certain nombre de cas particuliers où l'émission est ponctuelle dans l'espace et dans le temps, où l'émission est spatialement ponctuelle et continue dans le temps etc.

De manière générale, une source ponctuelle émettant pendant un temps τ à partir de t_0 selon une intensité $F(E', t')$ va produire une densité d'électrons au temps t et à la distance r :

$$N(E, r, t) = \int_{t_{min}}^{t} dt' F\left(\frac{E}{1 + bE(t' - t)}, t'\right) \frac{H(t' - t_0) H(t_0 + \tau - t')}{(4\pi\Lambda)^{3/2} (1 + bE(t' - t))^2} \exp\left(-\frac{r^2}{4\Lambda}\right) \tag{8.4}$$

avec

$$\Lambda = \frac{DE^{a-1}}{b(1-a)} \left(1 - (1 + bE(t' - t))^{1-a}\right)$$

Ainsi une source d'électrons instantanée et ponctuelle $Q_i = q_0 E'^{-\alpha} \delta r' \delta t'$ en prenant son origine en $t = 0$. Elle va donner par diffusion dans le milieu interstellaire, une densité d'électrons à l'énergie E, distance r et temps t après l'injection de la forme [6] :

[2] Il s'agit des isotopes instables, comme le ^{10}Be, l'^{26}Al etc. Les abondances relatives des divers isotopes nous fournissent une procédure de datation du temps moyen mis par les rayons cosmiques pour parvenir de leur source jusqu'à la Terre, temps estimé à 2.10^7 ans.

$$f(r,t,E) = \begin{cases} \frac{NE^{-\alpha}}{\pi^{3/2} r_{diff}^3}(1-btE)^{\alpha-2} e^{-(r/r_{diff})^2} & \text{pour } E < E_{max} = 1/bE \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{8.5}$$

avec le rayon de diffusion :

$$r_{diff} \approx 2\sqrt{D(E)t\frac{1-(1-Ebt)^{1-a}}{(1-a)Ebt}} \tag{8.6}$$

Si la diffusion était indépendante de l'énergie, on observerait simplement une variation temporelle du flux. La dépendance énergétique introduit une variation spectrale : dans ce cas, à une distance r donnée de la source et pour une énergie E, un observateur voit un flux maximum au temps $t_{max} = r^2/6D(E)$. A $t << t_{max}$ les électrons ne l'ont pas encore atteint. A $t >> t_{max}$ leur densité diminue à cause de l'expansion sphérique ($r_{diff} \propto \sqrt{t}$. Ainsi pour les énergies qui ont passé le maximum, les électrons sont distribués par une loi de puissance en $\alpha' = \alpha + 3/2\delta$, alors que les énergies les plus basses le spectre primaire est modifié par une coupure exponentielle. Enfin, les pertes d'énergies modifient l'énergie maximale en $E_{max} = 1/bt$. Ceci est résumé sur la figure 8.3.

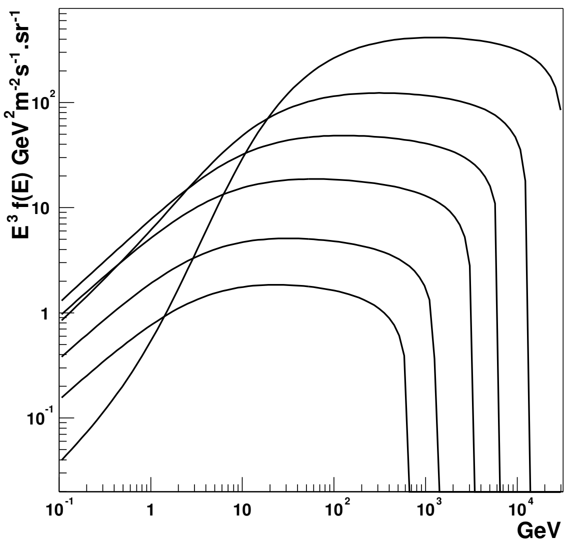


Fig. 8.2 : *Spectre des électrons au bout de différents temps* t *d'évolution depuis l'injection pour une source à 100pc. On a pris une énergie de* 10^48*ergs, un indice à la source de 2.2,* $\delta = 0.6$*, et* $D(10GeV) = 10^{28}cm^2s^{-1}$

Pour une source ponctuelle de luminosité constante $Q_i = q_0 E'^{-\alpha} \delta r' H t'^3$, on obtient la relation suivante en remplaçant N par $Q dt$ dans l'expression 8.5 et en intégrant par

[3] Dans la suite on notera H la fonction de Heavyside

rapport au temps :

$$f(r,t,E) = \frac{QE^{-\alpha}}{4*\pi D(E)r} erfc(\frac{r}{2\sqrt{D(E)t_\gamma}}) \tag{8.7}$$

où $t_\gamma = min(t, a/bE)$.

8.2.1 Spectre d'origine galactique

On se propose ici de séparer, à l'instar de Atoyan et al. [6], les composantes du spectre d'origine galactique et locale. Autrement dit, on va distinguer :

- la contribution des sources à grande distance (typiquement au-delà de 500 pc), en faisant l'hypothèse d'une distribution uniforme et à symétrie cylindrique des sources dans la galaxie.
- la contribution de plusieurs sources locales que l'on détaillera plus loin.

On fait l'hypothèse que la distribution de sources est uniforme et constante dans le reste de la galaxie afin de simplifier le calcul. La composante galactique G est due à une distribution uniforme de sources dans le disque galactique à un rayon $r > 500$ pc de la Terre.

La densité d'électrons N_G en (r,t,E) produite par le disque est donnée de manière générale par :

$$N_G(E) = 2\pi \int_{r_0}^{\infty} rdr \int dt f(r,t,E) \quad \text{avec} \quad f(r,t,E) = \frac{Q(E_0)b(E_0)}{(4\pi\Lambda)^{3/2}b(E)} e^{-r^2/4\Lambda}$$

On peut substituer t et E_0 en utilisant le fait que $dt = -dE_0/b(E_0)$, la densité se réécrit alors simplement, après intégrale sur les coordonnées spatiales :

$$N_G(E) = \frac{1}{b(E)} \int_{E}^{\infty} Q(E_0) erf(\frac{h}{2\sqrt{\Lambda}}) e^{-r_0^2/4\Lambda} \tag{8.8}$$

Ici il est important de tenir compte des pertes par ionisation et par Bremsstrahlung qui commencent à contribuer significativement autour de 10 GeV. Les pertes d'énergie par unité de temps s'écrivent alors :

$$-\frac{dE}{dt} = b(E) = b_{ion} + b_{Brems}E + b_{rad}E^2$$

avec $b_{ion} = 6.10^{23} ns^{-1}$ $b_{Brems} = 10^{15} ns^{-1}$ [6] où n est la densité du milieu interstellaire. En effet, les pertes par ionisation étant indépendantes de l'énergie, les électrons de basse énergie ne peuvent pas parcourir de longue distance. C'est seulement dans une fenêtre limitée, de 1 à 10 GeV typiquement, qu'ils diffusent loin.

8.2.2 Spectre local - influence des sources proches

La durée de vie des électrons dans le milieu interstellaire est limitée par les pertes synchrotron et inverse Compton : $t_r = E/(-dE/dt) \approx 310^8 (E/1GeV)^{-1} ans$, donc un

Source	Position (l,b)	distance (pc)	âge (ans)	E_{max} (TeV)
Loop I	(-31,17.5)	170	2 10^5	45
Monogem	(-157, 12)	300	8.6 10^4	7.3
Cygnus Loop	(74, -8.5)	440	2 10^4	1.1
Vela	(-97, 3.3)	250	2 10^4	7.3
Geminga	(-165, 4.3)	160	3.4 10^5	25

Tab. 8.1 : *Détails des différentes sources locales d'électrons envisagées. L'énergie maximum est estimée à partir de la distance* $E_{max} \approx D/bR^2$.

électron de 2 TeV diffuse au maximum pendant $1.510^5 ans$. Pour un rayon de diffusion $r \approx \sqrt{Dt}$ cela correspond à une distance de 300pc. Les électrons détectés par Nishimura [84] sont forcément d'origine locale.

Le spectre des électrons au delà de quelques centaines de GeV est donc fortement dépendant de la distribution des sources locales. Pohl & Esposito [91] s'intéressent à la dispersion possible des spectres en faisant une hypothèse sur la fréquence des explosions de supernovae et la distribution des progéniteurs. A partir de la dépendance du coefficient de diffusion en $\delta = 0.6$ et d'une distribution d'indice spectral des sources centrée sur $\alpha = 2$ et d'écart type 0.2, il montre que le spectre dépendant du temps oscille à haute énergie autour de la moyenne que représente la solution stationnaire de l'équation de diffusion. Le spectre observé au TeV est compatible à $\approx 2\sigma$ de ce spectre moyen. Le déficit constaté est moins prononcé lorsque l'on utilise un coefficient de diffusion variant en $a = 0.33$, puisqu'alors l'amplitude des fluctuations est considérablement augmentée. Voir [91], et en particulier la figure 1.

Une autre approche [84, 20] consiste à estimer la contribution des objets proches connus pour être des accélérateurs potentiels. Par contre, le choix est fait en général d'utiliser un indice spectral de 2.4 pour les sources et une dépendance du coefficient de diffusion de $\delta = 0.33$ basée sur des arguments théoriques sur la turbulence magnétique dans le milieu interstellaire.

Passons donc en revue les diverses sources qui peuvent être à l'origine des électrons cosmiques.

- Le reste de supernova Vela couramment évoqué comme source de la plupart des électrons locaux[73, 93]. Distant de 250pc [31] et vieux de 12000 ans, il est en effet en début de phase radiative et a donc dû accélérer la plupart de ses cosmiques.
- On peut aussi considérer Loop I, boucle galactique locale observée en radio centrée en l=-31 et b=17.5 et de 120 degrés de rayon [22]. Une coquille de HI a aussi été oservée mais eccentrée par rapport à la bulle radio. Sa distance est estimée à 120pc et son âge à 2.10^5 ans. Une partie de la bulle en expansion est

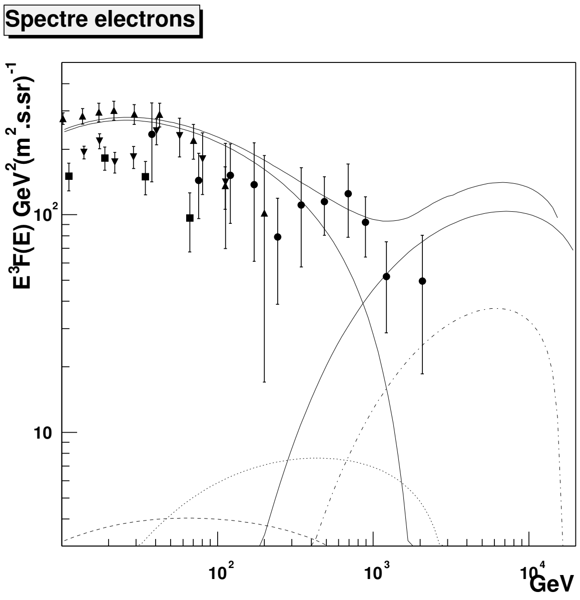


Fig. 8.3 : *Spectre des électrons dû aux sources locales détaillées plus haut. La composante principale est liée à Vela (traits pleins), on note aussi les contributions de Loop I (pointillés), Monogem (tirets) et cygnus Loop (mixte). On a pris pour chaque source une énergie de* 10^48ergs*, un indice à la source de 2.2,* $\delta = 0.6$*, et* $D(10GeV) = 10^{28}cm^2s^{-1}$.

en interaction avec la bulle locale et a été détectée en X par ROSAT [46]. Notons cependant que l'identification de Loop I à un reste de supernova est sujette à controverse, elle pourrait être une superbulle. Les autres boucles locales (Loop II, III et IV) ne sont probablement pas des restes de supernovae car ils ne présentent pas de structures dans d'autres longueurs d'onde [62].

- Monogem Ring a été observé en X par ROSAT. C'est une bulle de gaz chaud ($T = 10^6K$) distante de 300 à 600 pc[90]. Il s'agit vraisemblablement d'un vieux reste de supernova formé dans une zone très peu dense. Si l'on choisit la distance de 300pc, monogem doit être agé de 86000 ans, son énergie initiale est de $2.10^{50}ergs$, et la densité ambiente est de l'ordre de $5.10^{-3}cm^{-3}$.
- Cygnus Loop est un SNR âgé de 18000 et situé à 770 pc du Soleil selon l'estimation classique et couramment citée de Minkowski. Ceci est remis en cause par des Blair et al. [24] qui ont montré que la distance se situe à 440 pc -100 +130pc grâce à des mesures sur le télescope Hubble. Remarquons enfin, que des observations récentes tendent à montrer qu'il n'y a pas un mais deux SNR qui superposent [123].
- le pulsar Geminga a été créé il y a environ 350000 ans. Sa distance lors de la formation est mal connue.

Les caractéristiques des sources locales potentielles d'électrons sont résumées dans le tableau 8.2.2.

8.2.3 Anisotropies

La diffusion des électrons sur le champ magnétique Galactique aléatoire isotropise les directions d'arrivée. A priori, l'intensité observée doit être la même dans toutes les directions. Il existe cependant quelques anisotropies qui ont été mises en évidence. Traditionnellement [20, 93], on définit l'anisotropie comme l'écart maximal à la valeur moyenne du flux de cosmiques :

$$\delta = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

La première source d'anisotropie est due au mouvement du Soleil à 220 km/s dans les milieu interstellaire. La passage du référentiel fixe où les cosmiques sont isotropes, au référentiel lié au Soleil crée un flux moyen de cosmiques. Il s'agit de l'effet Compton-Getting qui conduit à une anisotropie de l'ordre de 2.10^{-4}. Aux énergies les plus hautes, c'est la proximité des sources locales qui crée l'anisotropie. En effet, pour ces sources le gradient de densité de cosmiques va être sensible même sur des échelles relativement faibles. Aussi, le terme dipolaire du développement de la fonction de densité des directions d'arrivée des cosmiques va-t-il être significatif dans ce cas. Selon la distance de ces sources et la densité résiduelle, cette anisotropie peut devenir très importante. Swordy ?? donne un niveau d'anisotropie de l'ordre de 10^{-3} pour les protons de $10^{15} eV$ et tout porte à croire qu'elle est présente plus tôt et à un niveau plus élevé pour les électrons ; car seuls ceux dont l'origine est local sont présents au TeV, la densité de cosmiques sous jacente est donc quasi exclusivement liée à une seule et même source.

L'anisotropie liée à la présence d'une source est un effet comparable à l'effet Compton-Getting. On peut en effet considérer que la masse des électrons diffuse à la vitesse $v_{diff} = D/r$. On va donc détecter un flux moyen positif en direction de la source et donc un écart à l'intensité moyenne de plus en lus prononcé au fur et à mesure que l'on s'approche de la source[4]. De manière équivalente, on peut se représenter l'effet comme lié au gradient spatial de densité. On va calculer l'écart à l'uniformité au premier ordre.

Pour une source située en r_s, l_s, b_s, la distance sphérique entre la direction d'arrivée et la direction de la source est donnée par θ. La densité de cosmiques à la distance r est donnée par $N(r)$. Alors en linéarisant autour de la distance r_s :

$$N(r) \approx N(r_s) + \nabla N(r_s)(r - r_s)$$

[4]Attention, on parle ici d'écart à la moyenne et pas d'intensité. Comme l'intensité moyenne croit avec r, on va voir que l'anisotropie pour une source seule varie au contraire comme r

En supposant que la dernière diffusion des cosmiques à lieu sur une sphère de rayon la moitié du libre parcours moyen $\lambda = 3D/c$, on peut réécrire l'expression ci-dessus :

$$N(r) \approx N(r_s) + \nabla N(r_s) r_s (\sqrt{1 - 2\lambda/r_s \cos\theta + \lambda^2/r_s^2} - 1)$$

d'où en termes d'intensité et après linéarisation :

$$I(r) \approx I(r_s) + \nabla I(r_s) r_s (-\lambda/r_s \cos\theta)$$

On vérifie que le choix de λ était bon en intégrant le flux observé sur toute la sphère et en retrouvant un flux moyen égal à celui donné par la loi de Fick :

$$J = -D\nabla N$$

On peut alors réécrire l'anisotropie liée à une source de la manière suivante :

$$\delta = \frac{3D}{c} \frac{|\nabla N_s|}{N} \tag{8.9}$$

où N_s est la densité produite par une source, et N la densité de cosmiques produite par l'ensemble de la galaxie.

Si l'on a une source dominante à haute énergie, la densité moyenne de cosmiques se limite à ceux émis par la source, l'anisotropie se réécrit, [93] :

$$\delta = \frac{3D}{c} \frac{|\nabla N_s|}{N_s} = \frac{6Dr}{r_{\mathrm{diff}} c} \approx \frac{3r}{2ct} \tag{8.10}$$

dans le cas d'une source ponctuelle en temps et en position. Pour Vela, l'anisotropie pourrait atteindre 7.5%[5].

Comme on le voit le spectre des électrons à haute énergie n'est pas particulièrement compatible avec une loi de puissance et l'on s'attend de toute façon à observer une dépendance temporelle de ce flux. Pohl & Esposito [91] ont montré que si l'on tient compte du caractère aléatoire des explosions de supernovae dans la galaxie dont le taux est estimé à environ 1/30 an^{-1}, le comportement du spectre devient quasiment imprédictible. Ils montrent ainsi que le spectre observé est encore dans les barres d'erreurs vers 1 TeV, et en concluent que l'observation du spectre ne à haute énergie ne contraint pas le spectre à l'émission à cause du caractère aléatoire des sources. Notons cependant qu'ils ont fait le choix d'utiliser un spectre à la source en E^{-2} et qu'un spectre à la source plus dur modifierait le résultat.

Les spectres locaux donnés par [84] tiennent compte des sources locales mais supposent que l'injection des cosmiques dans le milieu interstellaire se fait à l'instant initial et là-encore, ne tiennent pas compte de l'énergie maximale que leur fournit l'accélérateur. Nous souhaitons donc offrir une approche plus générale tenant compte du temps passé par les particules au sein du reste avant leur échappement afin de mieux déterminer leur énergie maximale.

[5] La différence par rapport à Ptuskin & Ormes [93] provient de la différence dans la distance et dans l'âge choisi.

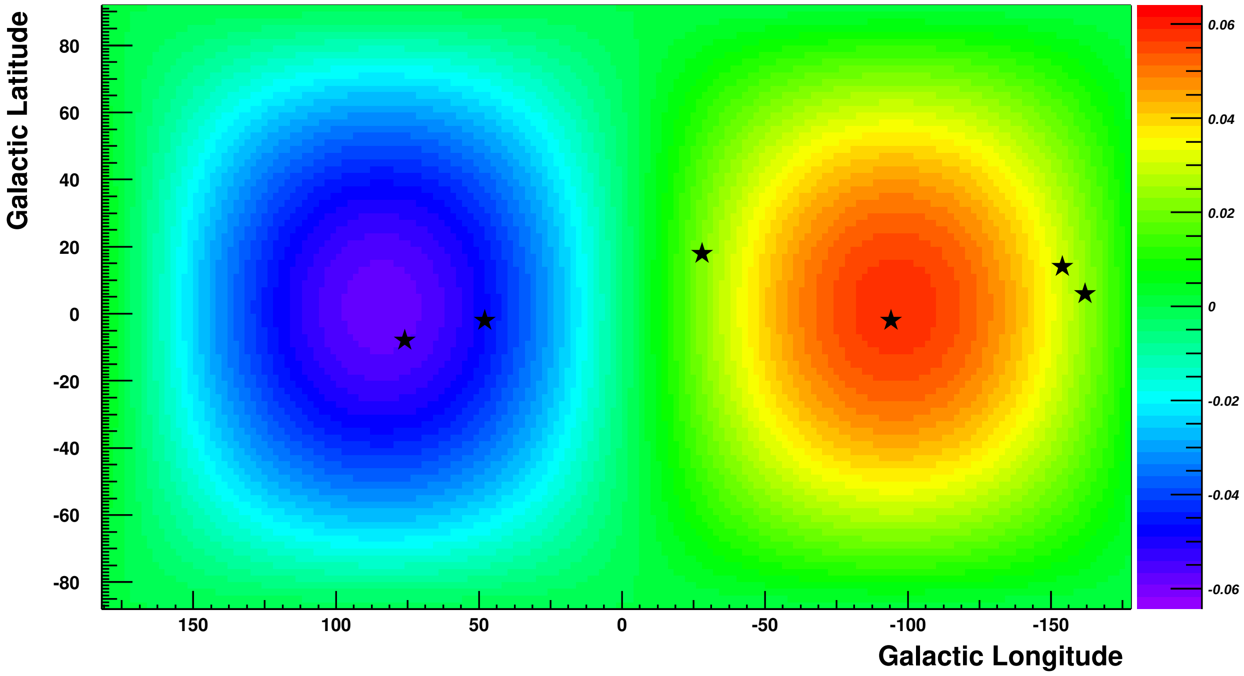


Fig. 8.4 : *Écart à l'intensité moyenne en pourcent obtenu pour les sources décrites dans le tableau 8.2.2. L'anisotropie totale est de l'ordre de 6.5%. La source dominante étant le SNR de Vela dans cette configuration. On a pris pour toutes les sources une énergie de* 10^{48} *ergs, un indice à la source de 2.2,* $\delta = 0.6$, *et* $D(10\mathrm{GeV}) = 10^{28}\mathrm{cm}^2\mathrm{s}^{-1}$

8.3 Modèle d'évolution dynamique d'un reste de supernova

L'évolution temporelle d'un reste de supernova se décompose en trois phases principales, dont nous rappelons les comportements limites.

8.3.1 phase d'expansion libre

Cette première phase est entièrement dominée par l'énergie cinétique des éjecta. La vitesse d'éjection de la matière peut dépasser la dizaine de milliers de $km.s^{-1}$. SN1987a, a ainsi été enregistrée à plus de 20000 $km.s^{-1}$. Il se forme alors un véritable choc magnétohydrodynamique qui se propage à vitesse à peu près constante :

$$\begin{aligned} v_{el} &= 2E^{1/2}M_{ej}^{-1/2} \\ &= 1.41810^4 km.s^{-1}E_{44}^{1/2}M_{ejM_0}^{-1/2} \end{aligned}$$

On en déduit le rayon à l'instant t après l'explosion :

$$\begin{aligned}R_{el} &= 2E^{1/2}M_{ej}^{-1/2}t \\ &= 1.1610^{-2}\text{pc}\left(\frac{E}{10^{44}J}\right)^{1/2}\left(\frac{M_{ej}}{M_\odot}\right)^{-1/2}t_{an}\end{aligned}$$

La phase s'achève lorsque la masse balayée est de l'ordre de la masse initiale éjectée, c'est-à-dire lorsque $M_{ej} \approx 4/3\pi r^3\rho$. La transition se fait donc au temps :

$$\begin{aligned}t_i &= \left(\frac{2}{5}\xi\right)^{5/3}E^{-1/2}\rho_{ISM}^{-1/3}M_{ej}^{5/6} \\ &= 120.6\text{ans}\left(\frac{\xi}{1.17}\right)\left(\frac{E}{10^{44}J}\right)^{1/2}\left(\frac{n_0}{10^6m^{-3}}\right)^{-1/3}\left(\frac{M_{ej}}{M_\odot}\right)^{5/6}\end{aligned}$$

soit pour un rayon :

$$\begin{aligned}R_i &= \left(\frac{2}{5}\right)^{2/3}\xi^{5/3}\rho_{ISM}^{-1/3}M_{ej}^{1/3} \\ &= 2.186\text{pc}\left(\frac{\xi}{1.17}\right)\left(\frac{n_0}{10^6m^{-3}}\right)^{-1/3}\left(\frac{M_{ej}}{M_\odot}\right)^{1/3}\end{aligned}$$

Dans un cas standard, la transition se fait donc aux alentours de 120 ans.

8.3.2 Phase adiabatique

A la fin de la phase d'expansion libre, le choc reste non-radiatif car les températures sont encore beaucoup trop élevées pour que les pertes par rayonnement contribuent significativement. On entre donc dans une phase d'évolution adiabatique ou phase de Sedov. Celui-ci a en effet montré qu'il existe une solution approximative auto-similaire, c'est-à-dire où la structure du reste est constante au cours du temps.

Le rayon est donné par :

$$\begin{aligned}R_{Sedov} &= \xi E^{1/5}\rho_{ISM}^{-1/5}t^{2/5} \\ &= 0.3214\text{pc}\left(\frac{\xi}{1.17}\right)\left(\frac{E}{10^{44}J}\right)^{1/5}\left(\frac{n_0}{10^6m^{-3}}\right)^{-1/5}\left(\frac{t}{1an}\right)^{2/5}\end{aligned}$$

avec $\rho_{ISM} = 1.36m_pn$.

On en déduit v :

$$\begin{aligned}v_{Sedov} &= \frac{2}{5}\xi E^{1/5}\rho_{ISM}^{-1/5}t^{-3/5} \\ &= 1.257\text{km.s}^{-1}\left(\frac{\xi}{1.17}\right)\left(\frac{E}{10^{44}J}\right)^{1/5}\left(\frac{n_0}{10^6m^{-3}}\right)^{-1/5}\left(\frac{t}{1an}\right)^{-3/5}\end{aligned}$$

L'intérieur du reste est une cavité chaude dont la température augmente vers l'intérieur. Lequeux montre que $T(r) \propto r^{-4/3}$ avec au niveau du choc :

$$T_2 = \frac{3\mu m_H}{16k} = 1.8 10^{11}\mathrm{K}\left(\frac{n_0}{10^6 m^{-3}}\right)^{2/5}\left(\frac{E}{10^{44}J}\right)^{1/5}\left(\frac{t}{1an}\right)^{-6/5}$$

8.3.3 Phase radiative

Lorsque la température T_2 après le choc tombe aux environ de 10^6K, les noyaux d'éléments abondants (type C,N, O) commencent à se recombiner avec les électrons. Le gaz voit alors son taux de refroidissement augmenter de plus de deux ordres de grandeur, le choc devient radiatif. Sa propagation est maintenue par la quantité de mouvement du gaz, c'est le régime de chasse-neige[6]. On parle aussi d'expansion isotherme. En général, la transition se fait autour de 20000 ans.

Par conservation de la quantité de mouvement, on a $4/3\pi r^3 \rho v = cst$, d'où $r \propto t^{1/4}$ au cours de cette phase.

8.3.4 Modèles hydrodynamiques

Afin de mieux gérer l'évolution du reste et d'avoir une description continue des paramètres de vitesse, de rayon et de taux d'accrétion, il est nécessaire de suivre un traitement hydrodynamique complet du mouvement du choc. Des modèles analytiques reproduisant les solutions des équations aux dérivées partielles permettent d'exprimer simplement ces grandeurs et de produire un modèle d'évolution hydrodynamique à peu près complet du reste de supernova.

Truelove et McKee [122] fournissent un modèle d'évolution au cours des phases d'expansion libre et de Sedov permettant une description continue de l'expansion du reste.

Les trois paramètres dimensionnels peuvent s'exprimer en fonction des grandeurs caractéristiques :

$$R_{ech} = 3.07\left(\frac{M_e j}{M}\right)\left(\frac{n_0}{10^6 m^{-3}}\right)^{-1/3} pc$$

$$t_{ech} = 423\left(\frac{M_e j}{M}\right)^{5/6}\left(\frac{n_0}{10^6 m^{-3}}\right)^{-1/3} ans$$

$$v_{ech} = 7090\left(\frac{M_e j}{M}\right)^{-1/2}\left(\frac{E}{10^{44}J}\right)^{-1/2} km.s^{-1}$$

On va donc utiliser les variables réduites : $R^\star = R/R_{ech}$, $v^\star = v/v_{ech}$ et $t^\star = t/t_{ech}$.

Les solutions hydrodynamiques sont régies par le profil de densité de l'enveloppe de l'étoile. Il est en général représenté par une loi de puissance $\rho \propto r^{-n}$, l'indice n

[6]En pratique le choc est poussé par le rayonnement des zones intérieures du reste [34].

dépendant de l'objet considéré. La valeur $n = 7$ est utilisée pour décrire les éjecta des explosions de supernovae de type Ia [33]. Nous indiquons dans le tableau 8.3.4 l'expression simplifiée de la table 7 de Truelove & McKee [122][7]. Dans ce cas, la transition phase d'expansion libre et phase de Sedov se fait à $t^\star = 0.732$, avec $R^\star = 0.881$.

	Phase d'expansion libre	Phase de Sedov
$R^\star$	$1.06t^{\star 4/7}$	$(1.42t^\star - 0.312)^{2/5}$
$v^\star$	$0.606t^{\star 3/7}$	$0.569(1.42t^\star - 0.312)^{-3/5}$

Tab. 8.2 : *Évolution du rayon et de la vitesse du choc d'un reste de supernova pour n=7. D'après [122]*

Le comportement du choc au cours de la phase radiative est décrit dans Cioffi et al. [34]. Au temps t_{PDS}, lorsque une coquille se forme sous l'effet du refroidissement, a lieu la transition de la phase de Sedov à la phase radiative. On parle aussi de "chasse-neige" poussé par la pression, la pression de radiation interne poussant les couches externes dans le milieu interstellaire. Finalement, lorsque l'énergie interne s'est tarie, le reste entre dans une phase où sa seule conservation de la quantité de mouvement le meut. Cioffi et al. [34] montrent qu'en pratique le dissolution du reste dans le milieu a lieu auparavant, aussi ne tiendrons nous pas compte de cette phase.

Ainsi, la transition vers la phase radiative se fait à :

$$t_{PDS} = 1.328.10^4 \zeta_m^{-5/14} \left(\frac{E}{10^{44}J}\right)^{3/14} \left(\frac{n_0}{10^6 m^{-3}}\right)^{-4/7}$$

où ζ_m est le facteur de métalicité égal à 1 pour les abondances solaires. Le rayon et la vitesse du choc s'expriment alors de la manière suivante :

$$R = R_{PDS}\left(\frac{4}{3}t\star - \frac{1}{3}\right)^{3/10} \quad \text{avec} \quad R_{PDS} = 14\zeta_m^{-1/7}\left(\frac{E}{10^{44}J}\right)^{2/7}\left(\frac{n_0}{10^6 m^{-3}}\right)^{-3/7} \text{pc}$$

$$v = v_{PDS}\left(\frac{4}{3}t\star - \frac{1}{3}\right)^{-7/10} \quad \text{avec} \quad v_{PDS} = 413\zeta_m^{3/14}\left(\frac{E}{10^{44}J}\right)^{1/14}\left(\frac{n_0}{10^6 m^{-3}}\right)^{1/7} \text{pc}$$

où le temps s'exprime en fonction du temps de passage en phase radiative : $t\star = t/t_{PDS}$. Ces expressions ne sont valides que pour $1 < t\star < 35$.

Nous avons donc bâti un modèle numérique d'évolution du reste à partir de ces expressions analytiques décrivant R et v en fonction du temps en raccordant les solutions de Truelove & McKee [122] et Cioffi et al. [34]. La figure 8.5 donne un aperçu du comportement du choc pour différentes valeurs de l'énergie et de la densité pour une supernova de type Ia ($n = 7$, $E = 10^{44}J$).

[7]Nous négligerons toujours la position du choc en retour celui-ci n'étant pas un accélérateur efficace.

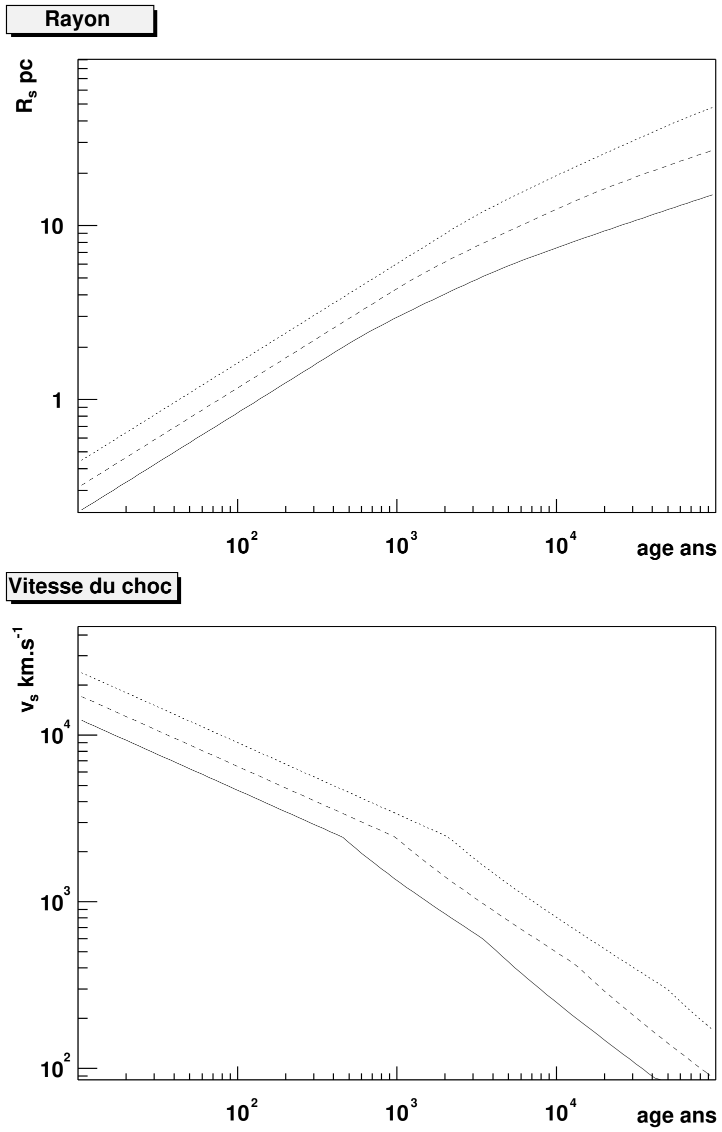


Fig. 8.5 : *Rayon et vitesse du reste de supernova en fonction de son âge. On a utilisé un indice égal à 7, une énergie de* 10^{44}J*, une densité du milieu interstellaire de* 10 *(trait plein),* 1 *(tirets) et* 0.1 *atomes par* cm^{-3}*. Les transitions vers la phase de Sedov puis vers la phase radiative ont lieu plus tôt lorsque le milieu ambiant est dense, puisque le choc est rapidement freiné : autour de 500 et de 4000 ans pour* $n_0 = 10\mathrm{cm}^{-3}$ *et 2000 et 50000 ans pour* $n_0 = 0.1\mathrm{cm}^{-3}$.

8.4 Accélération dans un reste de supernova

On dispose donc d'un modèle d'évolution hydrodynmique du reste de supernova, il faut maintenant déterminer la forme du spectre des électrons cosmiques en son sein au cours du temps. Grâce à une série d'arguments simples sur l'accélération et l'injection des particules dans l'accélérateur, nous avons bâti un modèle simple de production d'électrons cosmiques dans les SNRs. Il est clair qu'un traitement rigoureux nécéssiterait la résolution numérique complète des équations de diffusion sphériques associées aux équation d'évolution hydrodynamique [19, 17], ou une simulation Monte-Carlo. Tel n'est évidemment pas notre intention, nous souhaitons simplement obtenir un modèle suffisamment réaliste pour expliquer le spectre local observé.

8.4.1 Principes

On a rappelé dans le chapitre 1 les équations de conservation au niveau d'un choc plan, ainsi que les principes de l'accélération de Fermi des premiers et deuxièmes ordres. Il est bien connu qu'il est possible de représenter un choc sphérique par un choc plan à condition de spécifier par des arguments extérieurs l'énergie maximale atteignable [16]. C'est donc ce que nous allons faire[8]. Dans la suite, on notera avec un indice 0 les grandeurs en amont (avant le passage du choc) et avec un indice 2 celles en aval. On utilisera l'indice 1 pour le sous-choc éventuel lié à l'accélération non-linéaire.

Injection des particules dans l'accélérateur

La matière balayée par le choc en expansion va fournir les particules destinées à l'accélération. En aval, la matière accrétée se touve en équilibre thermique à la température T_2, au-delà d'une certaine impulsion les particules peuvent être injectées dans l'accélérateur. Un choix d'impulsion seuil est donné par [19, 16] :

$$p_{inj} = \lambda m_e c_2 \quad \text{avec} \quad \lambda = 4.3 \tag{8.11}$$

où m_e est la masse de l'électron et c_2 est la vitesse du son dans le milieu aval. $c_2 = u_0/r\sqrt{\gamma(r-1)}$. Ceci revient à fixer la fraction de particules accélérées sur le nombre totale de particules injectées. En effet, pour λ donné, la fraction :

$$\eta = \frac{1}{N}\int_{p_{inj}}^{\infty} p^2 e^{-\frac{p^2}{2m_e kT_2}} dp\, d\theta\, d\phi \tag{8.12}$$

[8]Notons néanmoins que la représentation plane de l'onde de choc fait une hypothèse de stationnarité, que nous contournons ici en introduisant l'histoire du reste. D'autre part, la sphéricité du choc interdit l'usage du reférentiel lié au choc : il n'existe pas de référentiel dans lequel un choc sphérique soit globalement au repos [87]. Un traitement correct nécéssite la résolution des équations complètes.

est indépendante de la température T_2. On peut alors écrire le taux d'injection de particules dans l'accélérateur :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{inj} = \eta dM_{balaye}/dt = \eta 4\pi R_c(t)^2 u_0(t) \tag{8.13}$$

Limite de Bohm

Dans le cas où les fluctuations du champ magnétique liées à la présence des cosmiques sont grandes : $\delta B/B \approx 1$ la diffusion des particules énergétiques est très importante et proportionnelle à leur impulsion. Cette diffusion permet un bon confinement des particules au niveau du choc et permet donc une accélération efficace jusqu'aux plus hautes énergies. C'est dans cette limite que l'on se place ici. On a alors pour une particule de charge Z et d'impulsion p :

$$D = \frac{pc}{3ZeB}$$

En amont le coefficient de diffusion D_0 dépend de la valeur du champ interstellaire B_0 et en aval D_2 dépend du champ comprimé (ou non) par le choc.

Accélération non-linéaire

L'accélération étant un phénomène efficace, il est impossible de négliger la rétroaction des cosmiques sur le choc. Le profil du choc est modifié par la pression des cosmiques, et ce profil va contribuer à l'accélération plus efficace des particules de haute énergie. Nous montrons sur la figure 8.6 les aspects essentiels d'un choc fort modifié par une population de particules énergétiques dont le coefficient de diffusion est une fonction fortement croissante avec l'impulsion. On distingue deux parties distinctes, à grande échelle le précursuer dans lequel la vitesse du gaz décroît graduellement de u_0 à u_1 ; puis le sous-choc dans lequel la vitesse décroît brutalement à valeur en aval, u_2. Les particules d'impulsions différentes ne pénètrent pas à la même distance en amont du sous-choc et seules les plus énergétiques parcouront l'ensemble du précurseur, les particules non-relativistes étant limitées au sous-choc.

Berezhko & Ellison [16] ont dévéloppé un modèle simple permettant de reproduire les spectre des particules accélérées *au niveau du choc non-linéaire en régime stationnaire*. A partir de p_{inj}, le spectre est approché par 3 lois de puissance :

$$f(p) = \begin{cases} a_{inj}(p/p_{inj})^{-q_{sub}} & \text{si } p_{inj} \leq p \leq mc, \\ a_{int}(p/mc)^{-q_{int}} & \text{si } mc \leq p \leq p_{int}, \\ a_{max}(p/p_{int})^{-q_{min}} & \text{si } p_{int} \leq p \leq p_{max} \end{cases} \tag{8.14}$$

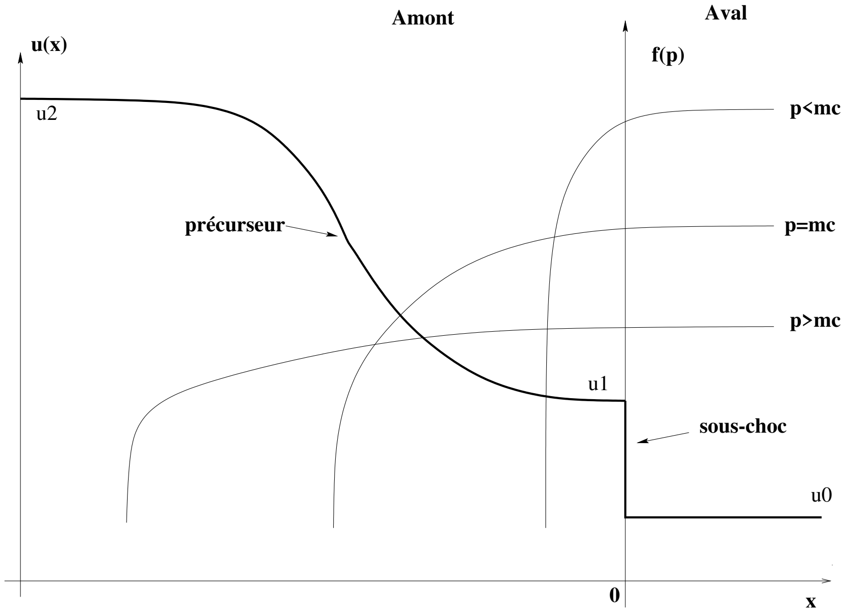


Fig. 8.6 : *Schéma du profil des vitesses au niveau d'un choc fort modifié par la rétro-action des cosmiques. La vitesse du gaz en fontion de la position* $u(x)$ *montre bien la structure du choc : précurseur et sous-choc. Les densités spatiales des particules accélérées* $f(p)$ *sont indiquées. Figure inspirée de Berezhko & Ellison[16].*

Les indices des différentes lois de puissances sont déterminés par les rapports de compression du sous-choc r_{sub} et le rapport de compression total r_{tot}. Ainsi, $q_{sub} = 3r_{sub}/(r_{sub} - 1)$ et Berezhko [15] montre que :

$$q_{min} = 3.5 + \frac{3.5 - 0.5r_{sub}}{2r_{tot} - r_{sub} - 1}$$

et $q_{int} = (q_{tp} + q_{min})/2$ où q_{tp} est l'indice obtenu dans le cas particule test.

La plupart du temps $r_{sub} \approx 3$ [16], et r_{tot} peut atteindre des valeurs très élevées, sa croissance étant limitée par le chauffage par les ondes d'Alfven dans le précurseur. Pour un choc fortement modifié, on a $r_{tot} \approx 1.5M_{A0}^{3/8}$ où M_{A0} est la vitesse d'Alfven dans le milieu amont.

Notons enfin, que le régime non-linéaire ne se met en place que lorsque la vitesse du choc est suffisamment faible. En effet, si u_0 est élévée, la contribution de la pression portée par les cosmiques n'est plus assez importante pour modifier le choc. Une fois la vitesse critique dépassée, la transition vers le non-linéaire se fait assez brutalement puisque la modification du choc tend à augmenter la pressions des cosmiques. La vitesse limite est donnée par [16] :

$$u_0^{\star} = \frac{2\sqrt{50}}{3}\eta\lambda\left(\frac{p_{max}}{mc}\right)^{1/4} c \qquad (8.15)$$

où p_{max} est l'énergie maximale que peuvent atteindre les cosmiques. On détaille dans la section suivante comment l'estimer.

Cette desciption valable au niveau du choc ne reproduit pas l'ensemble des particules accélérées : les particules de plus haute énergie restent beaucoup plus au niveau du choc que les autres, ce qui explique, en dehors de toute retroaction, la forme du spectre au niveau du choc [19]. Si l'on intègre sur l'ensemble de la distribution des particules accélérées au niveau du choc comme en aval, le spectre est beaucoup plus proche d'une loi de puissance avec une indice spectral de l'ordre de 2.1, présentant éventuellement un durcissement aux plus hautes énergies [19, 15, 17].

Le cas des électrons

Le traitement des électrons est un peu délicat dans la mesure où ils transportent moins de quantité de mouvement et n'ont donc pas vraiment d'influence sur la structure du choc. Les protons (et les ions) déterminent cette forme, et les électrons font plus ou moins office de particules tests. Cependant aux énergies relativistes, ils ont le même rayon de gyration et donc se comportent de manière identique au regard de l'accélération (Ellison et al. [47]).

Le spectre des électrons doit donc suivre le spectre des protons aux énergies relativistes, mais le flux sera différent. On a besoin en général de 2 paramètres pour les contraindre : le rapport du nombre d'électrons sur le nombre de protons aux énergies relativistes $(e/p)_{rel}$ et le rapport de leurs températures T_{e2}/T_{p2} [47]. $(e/p)_{rel}$ est contraint par les observations des cosmiques qui suggèrent qu'il est de l'ordre de quelques pourcents. Il est d'autre part assez raisonnable de supposer que $T_{e2} \approx T_{p2}$.

8.4.2 Énergie maximale

Un point clé dans notre problème réside dans l'énergie maximale que peuvent atteindre les électrons dans le reste de supernova. Cette limite va varier au cours du temps. En effet, le temps passé dans l'accélérateur constitue un limite naturelle à l'énergie, la taille du reste limite le rayon de diffusion des cosmiques et donc leur énergie. Notons aussi que le taux d'accroissement d'énergie dans le reste de supernova varie comme le carré de la vitesse. Plus le temps passe, et moins le choc est efficace. D'autre part, au cours du temps, l'énergie des cosmiques décroît à cause de leur expansion adiabatique dans le reste de supernova. Étant relativistes, on attend une dépendance en $u_e \propto V^{-4/3}$ de leur densité d'énergie. Les électrons vont quant à eux perdre leur énergie par rayonnement : $\frac{dE}{dt} = -bE^2$ dans le champs magnétique et le champ de photons du reste [97].

Passons en revue les différentes limites d'énergie. On rappelle que le gain d'énergie par unité de temps est donné par :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E}{\tau}$$

τ étant l'échelle temporelle d'accélération des cosmiques. Elle se note [15] :

$$\tau = \frac{3}{u_0 - u_2}\left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2}\right)$$

en particulier dans la limite de Bohm, et en supposant que $B_0 = B_2$[9] on a :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{r-1}{r(r+1)} ZeB_0 u_0^2$$

La limite liée à l'âge est directement donnée par :

$$E_{max}(t) = \int_0^t \frac{dE}{dt} = \frac{r-1}{r(r+1)} ZeB_0 \int_0^t u_0^2 dt$$

La limite liée à la taille apparaît lorsque la longueur de diffusion en amont D_1/u_1 dépasse la taille de l'accélérateur :

$$E_{max}(t) = 3ZeB_0 R u_0$$

Enfin, les pertes synchrotron et inverse Compton sur le CMB des électrons modifient la limite en énergie. Le gain d'énergie par unité de temps devient :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E}{\tau} - bE^2$$

et l'énergie maximale est atteinte lorsque $\frac{dE}{dt} = 0$ et donc lorsque $B_0 = B_2$:

$$E_{max}(t) = u_0 \sqrt{\frac{r-1}{r(r+1)} \frac{ZeB_0}{b}}$$

Éventuellement, si l'on souhaite avoir un modèle plus réaliste, on peut se baser sur les résultats de Berezhko [15], qui montre que la limite de taille est la plus contraignante, puisque selon lui l'accélérateur confine les particules dans le piston dont la taille est de l'ordre de $R/10$ en phase d'expansion libre, c'est donc cette valeur et non pas R qu'il faut considérer. Il obtient :

$$E_{max} = \frac{3ZeB_0}{A} R u_0$$

où A est une constante dont l'expression est détaillée dans [15].

[9] En fait $B_0 = B_2$ lorsque les lignes de champs sont perpendiculaires au choc et $B_0 = B_2/r$ lorsqu'elles sont tangentielles (car alors le champs est comprimé). Pour plus de détails on peut se rapporter à Reynolds[97]. Dans ce cas le taux d'accélération est donné par : $\frac{dE}{dt} = (r-1)/(2r) ZeB_0 u_0^2$. Et les énergies limites en découlent directement.

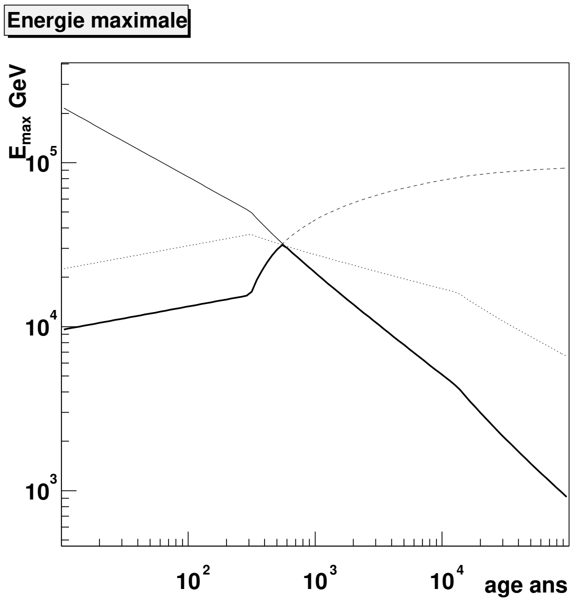


Fig. 8.7 : *Energie maximale atteinte par les électrons dans un reste de supernova en fonction de l'âge. En train plein, on indique l'énergie maximale liée aux pertes radiatives en pointillés la limite due à l'âge et la limite de taille en tirets.*

8.4.3 Accélération et échappement des cosmiques

Si l'on a des nombreux modèles à notre disposition en ce qui concerne l'accélération de cosmiques au sein des restes de supernovae, les auteurs sont en général peu prolixes en ce qui concerne leur émission dans le milieu interstellaire, ce qui, à notre avis, est un peu troublant lorsque l'on cherche à trouver l'origine du rayonnement cosmique. Notre objectif est de fournir quelques arguments simples qui déterminent le mode d'échappement des particules énergétiques. Cette information est critique en ce qui nous concerne, puisque le temps passé par les électrons dans le reste va considérablement modifier leur énergie maximale. D'autre part plus l'émission est récente et moins les particules de plus basse énergie auront de chance d'atteindre la Terre (à cause de la dépendance $D \propto E^{a}$).

Les particules énergétiques arrivant en amont d'un choc super-Alfvenique ont une vitesse d'ensemble supérieure à v_{A0} vitesse d'Alfvén. Ils peuvent alors fournir de l'énergie aux ondes hydromagnétiques avec lesquelles ils entrent en résonnance [75]. Dans ce cas, la longueur de diffusion des particules énergétiques au niveau du choc est déterminée par la diffusion de Bohm et on est bien dans un régime d'accélération tel que défini ci-dessus. Pour permettre l'échappement des cosmiques, il est nécéssaire de limiter la génération des ondes d'Alfvén.

Völk [71] propose que l'échappement se fasse lorsque le choc devient subalfvenique, c'est-à-dire quand $u_0 \approx v_{A0}$ puisqu'alors les cosmiques ne peuvent plus nourrir la turbulence. Les temps d'échappement sont alors très longs, et dans le cas des électrons, l'énergie maximale va être très nettement limitée par les pertes radiatives. Une autre possibilité tient à l'amortissement des ondes d'Alfvén dans un milieu neutre ou partiellement ionisé. Kulsrud & Cesarsky ont montré que le taux d'amortissement des ondes est directement proportionnel à la densité n_H d'atomes d'hydrogène dans le milieu. Au cours de l'évolution du reste de supernova, la température dans le milieu aval T_2 diminue au cours des phases d'expansion libre et de Sedov, avant d'atteindre des températures de recombinaison durant la phase radiative. La formation de la coquille dense au niveau du choc traduit l'augmentation du nombre d'atomes présents au niveau du choc. Autour de ce temps t_{shell}, l'amortissement des ondes d'Alfvén au niveau du choc va laisser les particules énergétiques diffuser plus librement et celles-ci vont pouvoir fuir du reste. En pratique, les SNR ne sont que partiellement radiatives [25], comme cygnus Loop ou Vela, parce que leur expansion a lieu dans un milieu non-uniforme.

On va donc considérer que l'échappement des cosmiques s'initie autour de t_{shell} tel que défini dans Cioffi et al ou Blondin et al. [34, 25].

8.4.4 Une nouvelle image du spectre des électrons

Le fait de modifier le temps de d'évasion des électrons vers le milieu interstellaire et de tenir de l'énergie maximale dont ils disposent à cet instant change de manière très marquée le spectre attendu.

Les figures 8.8 et 8.9 illustrent ce spectre pour deux types de diffusion : $a = 0.6$ et $a = 0.3$ respectivement.

Tout d'abord, cela nous conduit à rejetter tout les vestiges de supernovae jeunes de la liste des candidats, aucun électron n'a pu en sortir. De même, alors que Vela était à priori la source significativement dominante au TeV et au-delà, elle est maintenant en position critique. Elle a, en effet, juste commencé sa phase radiative et il est clair qu'une partie de la pression de radiation est due aux cosmiques [94]. Si l'échappement à commencé, il est très récent et il n'est pas évident du tout que les électrons les plus énergétiques aient le temps de nous atteindre, la coupure liée à l'énergie maximale commençant à se faire sentir à quelques TeV.

D'autre part, Cygnus Loop est dans une situation plus favorable, âgé de 20000 ans, et relativement proche, il est maintenant la source dominante à quelques TeV, même si son flux est relativement faible. Autour du TeV, Monogem et LoopI sont les sources majoritaires, mais leur flux s'effondre très vite au-delà. Le SNR lié à Geminga reste peu important.

Notons d'autre part, que si la dépendance du coefficient de diffusion avec l'énergie est en $E^{0.3}$, les électrons émis par Cygnus Loop et Vela n'ont pas encore pu nous parvenir, leur vitesse de diffusion étant plus faible.

En résumé, l'image résultant de ce modèle simple nous permet d'avancer les résultats suivant quant à l'origine des électrons cosmiques de très haute énergie :

- La source la plus probable des électrons de quelques TeV est Cygnus Loop. Vela ne semble pas avoir pu émettre suffisamment d'électrons. L'émission récente permet cependant d'attendre une anisotropie très prononcée. On rappelle que pour une source isolée elle est de l'ordre de $3r/ct$ et pourrait atteindre de 20 à 30 % pour Cygnus Loop à quelques TeV.
- Autour du TeV, les contributions majoritaires semblent être dues à Monogem et Loop I. L'anisotropie attendue est par contre beaucoup plus faible dans ce cas : quelques pourcents au plus.
- Nous n'avons pas envisagé ici une émission issue d'un pulsar, le champ magnétique devant probablement être trop intense pour laisser des électrons s'échapper (la durée de vie d'un électron du TeV dans la nébuleuse du Crabe est inférieur à 100 ans...). Néanmoins, cette hypothèse a été envisagée par Aharonian et al. [3]. Il nous semble que dans ce cas, Geminga malgré son grand âge est probablement un bon candidat.
- Enfin, on pourrait supposer que la Terre se trouve à l'intérieur de l'accélérateur, de type superbulle que pourrait constituer la bulle locale (les superbulles sont souvent invoquées pour expliquer la production des cosmiques). Cependant, la faiblesse du choc caractéristique de ces objets interdit de produire des électrons à très haute énergie, les pertes radiatives étant alors beaucoup trop importantes par rapport à l'accélération. Le TeV est probablement une limite difficilement franchissable pour ces modèles.

Ce modèle simple aura au moins le mérite de casser un peu l'image présentée habituellement pour la production et la diffusion des électrons. L'observation des électrons avec GLAST permettra probablement de faire plus de lumière sur ce problème. En particulier, la mesure de l'anisotropie pourrait nous indiquer l'origine de ces cosmiques, et de manière générale, quelle que soit la pertinence de notre modèle, la mesure du spectre permettra de mieux contraindre le temps d'émission des cosmiques vers le milieu interstellaire.

8.5 Mesure d'énergie au-delà du TeV

On a vu dans la partie II que GLAST est capable grâce à la segmentation longitudinale de son calorimètre de mesurer correctement des énergies jusqu'au TeV. Ici on souhaite aller au delà de cette limite. Malheureusement, outre les fuites d'énergie longitudinales qui deviennent extrêmement importantes, l'électronique de lecture commence à saturer en raison du fort dépôt d'énergie dans les cristaux. Il est néanmoins possible de corriger dans une certaine mesure cet effet. On s'attache à montrer dans cette section que la mesure d'énergie est possible jusqu'à quelques TeV, au prix d'une résolution en

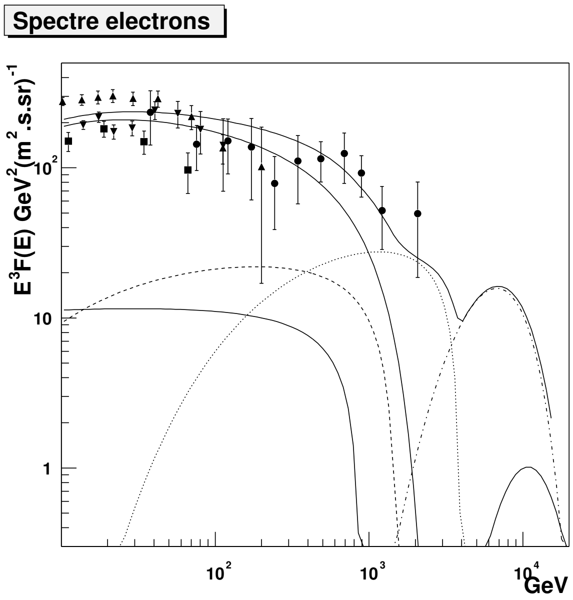


Fig. 8.8 : *Spectre obtenu pour une diffusion en a=0.6. Vela ne contribue plus, Cygnus Loop a émis ses électrons mais avec un flux relativement faible puisque l'on est déjà dans la coupure exponentielle.*

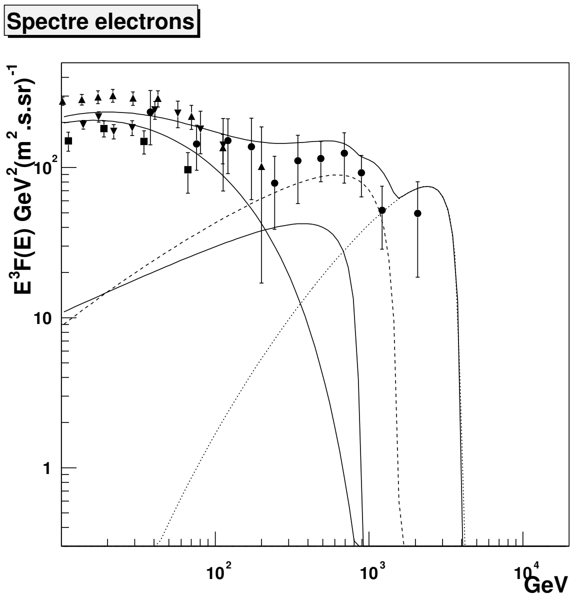


Fig. 8.9 : *Spectre obtenu pour une diffusion en a=0.3. Ici les contributions de Vela et de Cygnus Loop sont nulles : leurs électrons n'ont pas eu le temps de nous parvenir.*

énergie dégradée, et que la séparation électrons-fond est possible.

L'observation des électrons cosmiques par GLAST a déjà été proposée par J. Ormes [86], mais celui-ci propose d'utiliser les événements bien contenus entrant par les côtés du calorimètre , donc avec des angles d'incidence de l'ordre de 90 degrés. Une telle méthode permet a priori de mesurer leur énergie avec précision puisque la profondeur disponible pour le développement de gerbe peut etteindre plus 1.4m de CsI soit presque 75 X_0 ! Malheureusement dans ce cas, l'énergie déposée dans un seul cristal peut atteindre près de la moitié de l'énergie incidente, puisque la gerbe peut se développer longiudinalement dans un cristal. Autant dire que la saturation des ADC est systématique, et que toute mesure est fortement compromise. L'utilisation du calorimètre de GLAST aux très grands angles d'incidences et pour les très hautes énergies a été proposée à de nombreuse reprises, mais elle nous semble vouée à l'échec. L'organisation hodoscopique l'interdit. Il en aurait été tout autrement si le schéma originel d'orientation verticale des cristaux avait été maintenu. Alors c'est la qualité de la mesure standard qui s'en serait trouvée dégradée... Nous proposons donc d'observer ces électrons de manière standard, quite à avoir une résolution en énergie de l'ordre de 20%.

8.5.1 Saturation des ADC

Comme indiqué section 4.2, la dernière gamme d'énergie s'étend de 300 MeV à 100 GeV. Cette grande amplitude permet de n'avoir quasiment aucun cristal saturé pour un événement typique de haute énergie (jusqu'au TeV pour une incidence inférieure à 60 degrés)[10]. Cependant, l'interaction d'un électron d'énergie plus élevée à grand angle dans le calorimètre va saturer un nombre important de cristaux risquant de mettre à mal la mesure dans un certain nombre de cas. La correction par ajustement de profil permet de corriger certains événements .

8.5.2 Séparation électrons photons

Les sources gamma ponctuelles sont peu nombreuses au TeV. De plus, leur faible flux les rend difficilement visibles par GLAST (à titre d'exemple, seuls une trentaine de photons issus de la nébuleuse du Crabe sont détectables par GLAST par an au-delà de 300 GeV, un AGN en état haut ne contribuerait donc que très peu). La contamination par les sources ponctuelles est donc limitée, en rejettant les zones proches des sources les plus brillantes, comme le Crabe, Vela et quelques AGN ou SNR.

D'autre part, le fond extragalactique est significativement plus faible que le flux d'électrons jusqu'à plusieurs TeV. En effet, l'absorption par le fond infrarouge des γ de

[10]Rappelons aussi que le dernier point de calibration par les cosmiques correspond au pic du fer à 7 GeV, une éventuelle non-linéarité de réponse à haute énergie ne sera maîtrisée qu'à l'aide de l'injection de charge. La capacité des cristaux à mesurer une énergie aussi élevée dépendra beaucoup de la qualité de la calibration. Voir chapitre 4

très haute énergie diminue le flux des AGN non résolus qui contribuent majoritairement à ce fond. On a suivi Kneiske et al. [72] en appliquant une cassure à 100 GeV au spectre du fond γ diffus, l'indice passant alors à 2.75 [11]. Comme on peut le voir sur la figure 8.10, il ne présente pas une source de contamination importante.

Le fond diffus galactique autour du TeV est en fait la principale source de bruit d'origine gamma. C'est pourquoi, il peut être nécéssaire de couper les événements arrivant à quelques dégrés du plan galactique.

8.5.3 Rejet du fond hadronique

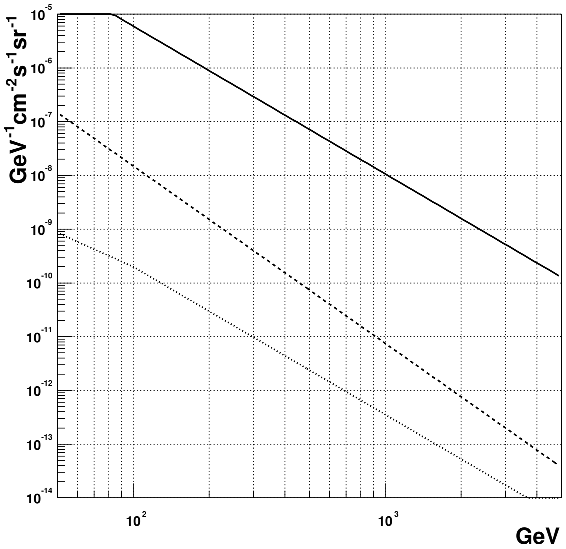


Fig. 8.10 : *Fonds diffus à haute énergie. Protons (trait plein), électrons (tirets), prolongement du fond γ extragalactique (pointillés).*

Le spectre des protons cosmiques est plus dur que celui des électrons, sa pente est 2.7, aussi le niveau de fond est il d'autant plus important que l'énergie croît. Le fond ne représente cependant pas la même contrainte que pour les γ . On rappelle en effet, que la contrainte de sélection pour les photons doit permettre de rejeter le fond à moins de 10% du fond γ extragalactique. Voir figure 8.10.

Les hadrons ayant interagi sont en général assez faciles à séparer des gerbes électromagnétiques grâce aux capacités d'imagerie du calorimètre ; ils présentent en effet de fortes différences dans le développement de gerbe. Les extensions latérales et longitudinales de la gerbe sont à ce titre un moyen efficace de discriminer fortement les hadrons

[11] Ce choix est assez conservatif, si on suit Salamon & Stecker [101], la cassure se fait autour de 20 GeV, avec un indice similaire.

des électrons. La figure 8.11 détaille les distributions des extensions latérales pour les électrons et les protons cosmiques au-delà de 100 GeV. D'autre part, la rétrodiffusion d'une gerbe hadronique est beaucoup plus importante et est constituée en grande partie de particules au minimum d'ionisation alors pour un électron, une fraction importante de l'énergie rétrodiffusée est sous forme de photons peu énergétiques. Le nombre de pistes touchées ainsi que l'énergie déposée dans l'anti-coïncidence vont donc nous permettre d'améliorer la sélection.

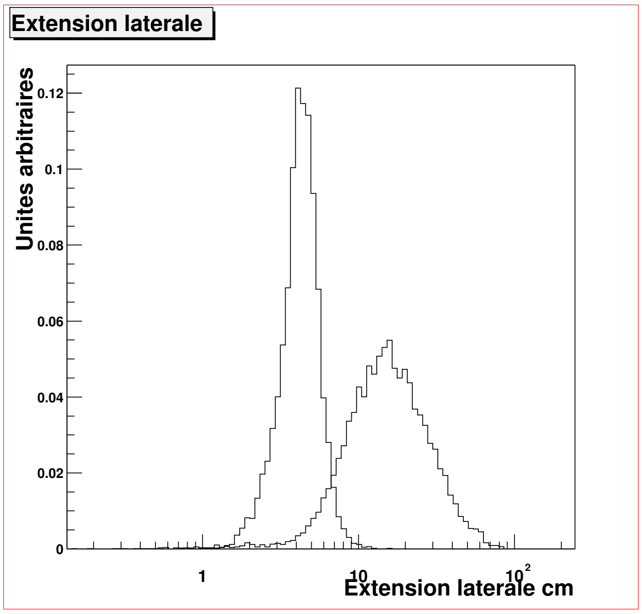


Fig. 8.11 : *Extension latérale des gerbes électroniques et hadroniques au delà de 100 GeV (les 2 courbes ont été normalisées)*

On peut résumer la liste des coupures à appliquer
- Sélections sur la forme de la gerbe
  - Extension latérale : c'est une des coupures les plus efficaces puisqu'elle offre un facteur de réjection de l'ordre de 95%
  - Extension longitudinale
  - Nombre de cristaux pour lesquels le dépôt est supérieur à 10 MeV.
  - Différence entre la direction donnée par le trajectographe et la direction obtenue entre le vertex et le barycentre dans le calorimètre
- Sélections sur la rétrodiffusion dans le trajectographe et l'anticoïncidence
  - Diffusion multiple autour des trajectoires fittées : la profusion de piste touchées par une gerbe hadronique rend la reconstruction délicate et l'écart à la direction fittée est très grand.
  - Le nombre de pistes touchées dans les plans épais suprérieur au nombre de pistes touchées dans les plans fins.

- Le nombre de traces reconstruites doit être supérieur à 2.
- Rapport de l'énergie déposée dans l'ACD sur l'énergie déposée dans le CAL

Les sélections s'avèrent très efficaces et permettent de rejetter la plupart des protons ayant interagi dans le détecteur. Comme indiqué dans le tableau 8.3 la surface efficace sur l'axe résiduelle après coupure pour les protons est inférieure à 3 cm^2, pour les électrons elle est de l'ordre de 16000 cm^2, ce qui représente un facteur géométrique de l'ordre de 25000 $cm^2 sr$ au TeV.D'autre part, après coupure, l'énergie reconstruite pour un électron et un proton de même énergie est différente. Seule une fraction de l'énergie d'un hadron est convertie sous forme de gerbe électromagnétique ; aussi l'estimateur de l'énergie obtenu pour un proton est-il très différent de l'énergie incidente. Le rapport E_{rec}/E_0 varie typiquement de 0.5 à 0.3 pour E_0 variant de 100 GeV à 1 TeV et ce rapport doit continuer à décroître au-delà. En étant très conservatif, on peut supposer que d'une manière général $E_{rec}/E_0 \approx 1/2$ quelque soit E_0. Cela nous permet d'obtenir une estimation du nombre de protons à une énergie E_{rec} donnée. Pour avoir une estimation plus précise, il est nécéssaire de faire les simulations complètes au-delà de 10 TeV avec une statitique suffisante pour estimer le spectre après coupures, la simulation de GLAST ne le permettant pas actuellement.

Coupure	protons cm^2	électrons cm^2
Extension latérale	714	20611
Extension longitudinale	615	20025
Nombre de cristaux $> 10MeV$	165	19771
Erreur CAL-TKR	136	19174
Diffusion TKR	20	17940
$n_{front} < n_{back}$	7.3	16624
n_{front}/E_{sum}	6	16543
Nombre de traces	4.4	16294
E_{veto}/E_{sum}	**2.5**	**16106**

Tab. 8.3 : *Coupures appliquées et surface efficace moyenne résiduelle*

8.5.4 Spectre attendu - Mesure de l'anisotropie

Les coupures définies plus haut nous permettent d'estimer le nombre d'électrons attendus. Il s'élève à plus de 2000 au TeV et 10000 à 500 GeV par an. Une durée nominale de l'expérience de 5 ans fournirait ainsi 10000 électrons du TeV (plus d'un facteur 1000 par rapport aux données actuelles) et près d'un millier d'électrons à quelques TeV. Le spectre intégré attendu chaque année est donné sur la figure 8.12. On a aussi représenté le nombre de protons venant contaminer les données. Celui-ci est de l'ordre de quelques pourcents au TeV et de 10% à 3 TeV.

L'anisotropie est particulièrement délicate à mettre en évidence. Il s'agit de mesurer un effet de quelques pourcents sur l'ensemble du ciel avec une dizaine de milliers d'événements.

La probabilité d'observer un électron dans la direction $\overrightarrow{u}$ en présence d'un écart dipolaire de α à la valeur moyenne orienté selon $\overrightarrow{D}$ est donné par :

$$P(\overrightarrow{u}) = \frac{1}{4\pi}(1 + \alpha\overrightarrow{D}.\overrightarrow{u}) \tag{8.16}$$

Afin d'évaluer notre capacité de mettre en évidence une telle anisotropie et son origine nous avons effectué des simulations Monte-Carlo, et appliqué le maximum de vraisemblance pour retrouver l'amplitude et la direction du dipôle et l'erreur sur chacune de ces quantités. L'hypothèse H_0 consistera en un fond uniforme et l'hypothèse H_1 en un la superposition d'un fond uniforme et d'un dipôle de direction $\overrightarrow{D}$ et d'amplitude α. L'estimateur fourni par le maximum de vraisemblance est consistant, c'est-à-dire asymptotiquement non biaisé [45], malheureusement pour un faible nombre d'événements l'estimateur de l'anisotropie est fortement différent de la valeur initiale. Après correction, on trouve que la sensibilité à l'anisotropie à 3σ en fonction du nombre d'événements s'écrit :

$$\alpha \approx 0.2\left(\frac{N}{10^3}\right)^{-0.5} \tag{8.17}$$

On peut donc attendre une sensibilité à 3σ de 5% au TeV et 20% à 3 TeV en 5 ans. Si l'instrument atteint 10 ans d'observation, on peut espérer améliorer encore ces performances. Ceci est résumé sur la figure 8.13.

8.6 Conclusion

Nous espérons avoir montré l'intérêt d'affiner les mesures actuelles du spectre des électrons cosmiques locaux à très haute énergie. La localité de ceux-ci en fait de bonnes sondes de l'accélération et de la diffusion dans le milieu local.

Nous avons développé un modèle simple d'accélération de particules dans un reste de supernova à partir des modèles d'évolution hydrodynamiques fournis par Truelove & McKee[122], Cioffi et al. [34] et Blondin et al. [25] et des modèles d'accélération par choc diffusif linéaires et non-linéraires. Les points capitaux en ce qui concerne les électrons résident dans l'énergie maximale des électrons dans le SNR à un instant donné et le temps à partir duquel ces derniers peuvent commencer à s'échapper dans le milieu interstellaire. C'est lorsque le milieu choqué commence à se recombiner que les ondes d'Alfvén sont atténuées et que les cosmiques peuvent diffuser loin du choc. Ceci modifie radicalement l'image que l'on peut avoir des accélérateurs locaux. En effet, le SNR de Vela doit seulement commencer à relâcher ses électrons et n'est donc probablement

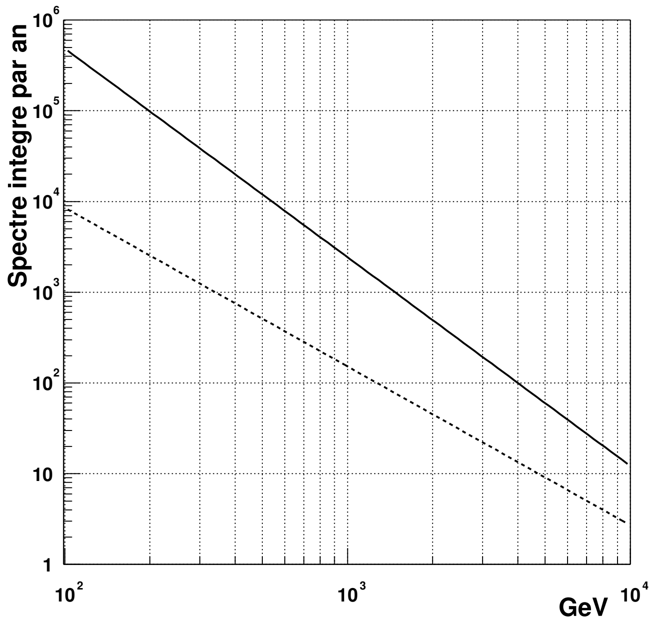


Fig. 8.12 : *Nombre d'électrons attendus par an au-delà d'une certaine énergie. On en attend plus de 2000 par an au TeV et 10000 à 500 GeV.*

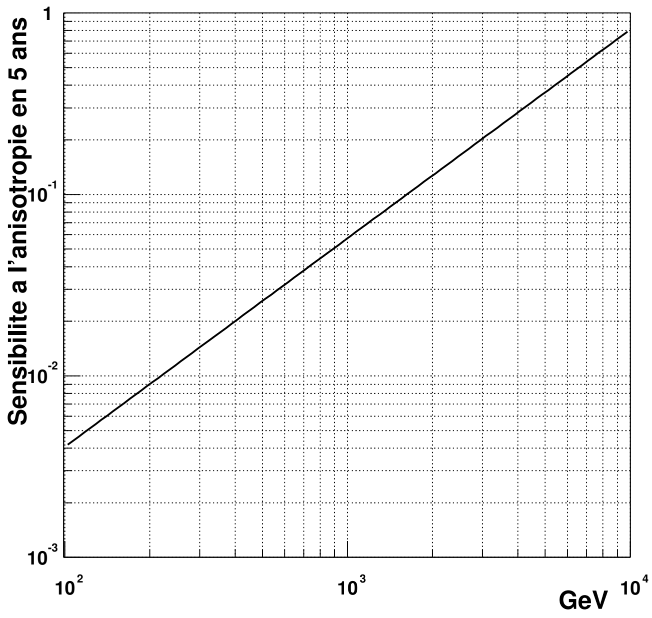


Fig. 8.13 : *Sensibilité à l'anisotropie à 3 σ en 5ans.*

pas la source des électrons du TeV. Cygnus Loop quoiqu'un peu plus lointain a eu nettement plus de temps pour émettre les siens. N otons d'autre part qu'une diffusion en $\alpha = 0.3$ annule le spectre au-delà de 2 à 3 TeV puisque les électrons de très haute énergie diffusent moins vite. Les flux issus de Vela et de Cygnus Loop n'auraient pas eu le temps de nous atteindre.

Quelle que soit la validité de nos propositions, la mesure du spectre nous renseigne directement sur l'époque de l'émission des cosmiques, qui est un paramètre important et très mal connu. GLAST permettra probablement d'avancer de manière significative sur ce problème.

Enfin, la détection d'une éventuelle anisotropie due au gradient de densité des cosmiques de la source locale pourrait nous aider fortement à contraindre la position de la source. La surface de GLAST nous permet d'espérer détecter une anisotropie de l'ordre de 5 % à 3 σ au TeV. La précision de mesure de la direction est cependant assez mauvaise, mais au vu du faible nombre, et de la séparation des candidats on peut espérer faire une mesure pertinente.

Chapitre 9

Conclusions et perspectives

Cette thèse a été l'occasion de passer en revue les différents aspects de l'astronomie γ spatiale, depuis la détection du photon (en particulier la mesure d'énergie), à la recherche de sources dans le ciel observé. Ce travail a contribué au développement du calorimètre de GLAST notamment grâce aux simulations numériques. Nous avons mis au point les différentes méthodes de reconstruction d'énergie : correction des pertes dans le trajectographe en utilisant celui-ci comme un calorimètre à échantillonage, correction de fuites longitudinales par le biais de la corrélation avec l'énergie déposée dans la dernière couche, et enfin lorsque le maximum de gerbe n'est plus contenu dans le calorimètre correction par ajustement de profil moyen. Nous avons ainsi montré que GLAST est capable de mesurer une énergie jusqu'au TeV avec une résolution tout à fait correcte. Nous avons également proposé un mode de correction des fuites latérales dans le calorimètre. Celui-ci reste encore à implémenter. Nous nous sommes également interessés à la mesure de position et avons mis en évidence les biais liés à la mesure de position longitudinale.

D'autre part, nous nous sommes attachés à la mise au point d'une méthode de détection de sources qui soit rapide et efficace à l'aide de l'analyse en ondelettes. En effet, le nombre de sources attendu dans GLAST rend particulièrement délicate une recherche systématique basée sur le maximum de vraisemblance utilisé jusqu'ici dans ces domaines d'énergie. Grâce à un traitement statistique rigoureux de la transformée en ondelette d'un signal poissonien sur un fond structuré nous avons pu mettre au point une méthode générale permettant la détection de sources ponctuelles mais aussi étendues sur le fond diffus γ dans des images présentant des discontinuités liées à l'exposition. La méthode a été testée et validée sur les données d'EGRET. Un comparatif systématique, période d'observation par période d'observation restant à faire. Notons néanmoins que la méthode est beaucoup plus rapide, mais qu'elle ne permet pas une extraction précise des caractéristique de la source en particulier en ce qui concerne le flux. Elle est donc tout indiquée pour produire un catalogue dynamique complété par l'utilisation du maximum de vraisemblance pour affiner les résultats. L'application à GLAST requiert certaines améliorations en particulier en ce qui concerne l'information énergie. Ceci fera l'objet d'un travail ultérieur.

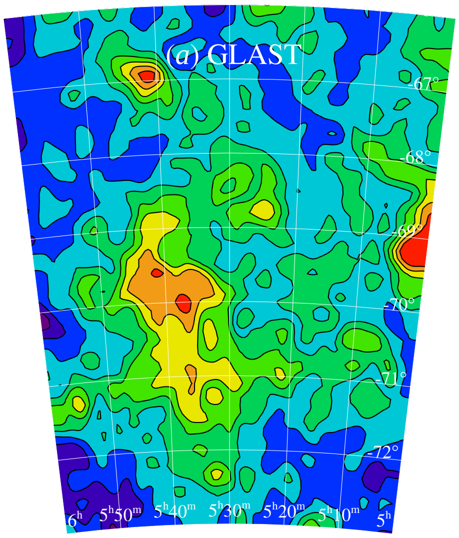
Enfin, souhaitant mettre en évidence la diversités des capacités de GLAST, nous avons montré qu'au-delà de l'astronomie γ il est capable de répondre directement à certaines questions liées à la physique des rayons cosmiques. Comme nous l'avons montré dans le dernier chapitre, GLAST est en effet également un très bon télescope à électrons cosmiques jusqu'au TeV. Ceux-ci rayonnant très rapidement leur énergie, ils sont nécéssairement produits à moins de 500 pc du Soleil. Nous avons développé un modèle d'accélération et de diffusion des cosmiques dans le milieu interstellaire et nous l'avons appliqué aux différents restes de supernovae locaux. Nous avons en particulier tenu compte de la dépendance temporelle du flux, de l'énergie maximale et du temps d'éjection des cosmiques hors du reste. Ce dernier point est en général peu considéré, il est cependant critique ici, si les électrons restent trop longtemps confinés dans le SNR ils ne peuvent parvenir jusqu'à la Terre avec une énergie de quelques TeV. Nous avons donc proposé que l'essentiel de l'émission ait lieu lors du passage en phase radiative, lorsque la recombinaison des atomes limite la propagation des ondes d'Alfven dans le milieu amont et donc permet une diffusion beaucoup plus importante. Un travail important reste à faire pour étudier précisément la fuite des cosmiques des SNR en fonction de l'âge et de l'énergie.Nous nous sommes également interessés à l'anisotropie attendue puisque celle ci peut nous permettre de déterminer lequel des restes proches accélère les cosmiques.

Pour conclure, nous voudrions rappeler que l'astronomie γ est un outil précieux pour l'étude du ciel à haute énergie. En particulier, les liens avec les processus d'accélération en font un outil de choix pour l'étude des rayons cosmiques galactiques. En effet, un certain nombre de points liés à l'accélération des cosmiques restent en suspens, le plus critique étant bien entendu l'origine de ce rayonnement. Dans l'avenir un certain nombre de mesures clés pourront être faites et permettront d'apporter quelques contraintes. L'observation de restes de supernovae au GeV par GLAST sera un premier pas, la présence de hadrons énergétiques n'ayant à ce jour jamais été mise en évidence. Un certain nombre de SNR pourraient même être résolues par GLAST, on pourrait citer : Cygnus Loop, CTA1 , γ Cygni, Monoceros Loop (qui pourrait faire partie de sources non-identifiées d'EGRET), CTB80, S147, ou SS433. A ce titre, l'algorithme d'analyse en ondelettes que nous avons développé devrait aider à la mise en évidence de ces sources.

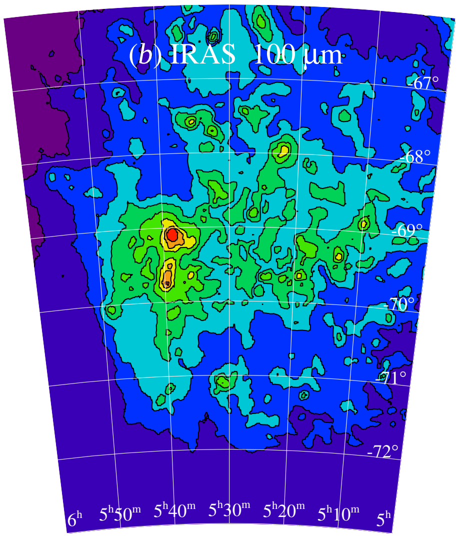
L'émission diffuse pourrait aussi s'avérer une information de choix. Elle permet en effet d'estimer la densité de cosmiques en différents points de la galaxie par mesure de l'émissivité. GLAST apportera la première carte au-delà de 10 GeV de cette émission.

HESS, au-delà de 100 GeV, pourra peut-être aussi fournir une telle carte sur une partie du plan galactique.

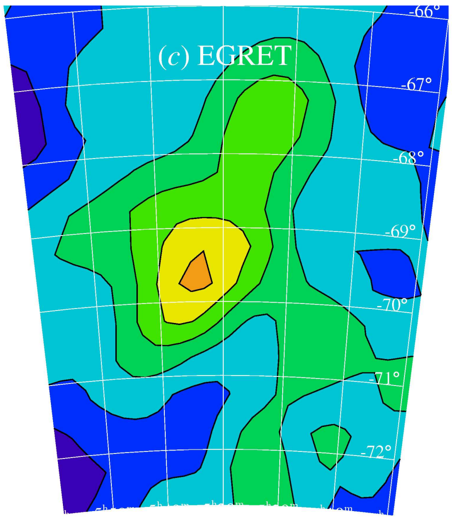
Il sera interessant aussi de tester les modèles d'accélération par superbulles. Les observer dans la galaxie est assez délicat vu leur taille et la difficulté de les mettre en évidence par rapport à l'émission galactique. Il pourrait être très profitable de les observer dans les galaxies voisines telles que les nuages de Magellan (LMC). EGRET l'a détecté et GLAST fera une cartographie de l'émission diffuse du nuage, voir figure 9. Les superbulles sont beaucoup plus faciles à viser étant quasi poncutelles dans le LMC. Nous pensons que des observations avec INTEGRAL, GLAST et HESS pourront fortement contraindre l'émission γ éventuelle de ces objets et donc de mieux comprendre s'ils sont des alternatives solides à l'accélération des comsiques par les restes de supernovae.



(a) GLAST



(b) IRAS 100µm



(c) EGRET

Fig. 9.2 : *Le grand nuage de Magellan (LMC) tel que devrait le voir GLAST (a), vu par IRAS à 100* µm *(b) et par EGRET (c) : la source est présentée comme semi-étendue dans le troisième catalogue, le flux associé (pour une source ponctuelle) est de . (Figure fournie par S. Digel)*

Annexe

A

Reconstruction

A.1 Extraction des coefficients de correction

A partir de la formule donnant la correlation entre l'énergie fuyant et l'énergie déposée dans la dernière couche, on a déterminé l'ensemble des coefficients de correction pour des énergies allant du GeV au TeV et pour des angles variant de 0 à 75 degrés.

$$E_0 = E_{tot} + \alpha E_8 + \beta$$

On veut minimiser la variance :

$$\frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N}(E_{tot} + \alpha E_8 + \beta - E_0)^2$$

On a alors :

$$\alpha = -\frac{cov(E_{tot}, E_8)}{cov(E_8, E_8)}$$

$$\beta = E_0 - \alpha \bar{E_8} - \bar{E_{tot}}$$

Remarquons qu'en général, les distributions de E_8 et E_{tot} ont des queues assez importantes qui perturbent la minimisation par moindres carrés. On a donc calculé de manière itérative la valeur de α en coupant tous les événements se trouvant à plus de 2σ de la valeur moyenne.

Une fois déterminées les valeurs que prend α en fonction de l'énergie et de l'angle, une paramétrisation générale de α est donnée par :

$$\alpha = \frac{p_0 + p_1 * \ln(E)}{1 + \exp(p_2 \ln(E) - p_3)}$$

où les paramètres p_i dépendent de $\cos\theta$:

$$p_i = a_i + b_i \cos\theta$$

Le terme $p_0 + p_1 * \ln(E)$ traduit la dépendance en énergie. Comme on l'a vu celle-ci doit être faible pour que la correction marche, elle est logarithmique tant que le maximum est contenu. Lorsque ce n'est plus le cas, le terme $(1 + \exp(p_2 \ln(E) - p_3))^{-1}$ est là pour annuler α. Enfin les p_i ont une dépendance linéaire en $\cos\theta$.

A.2 Ajustement de profil longitudinal par la matrice de covariance

Le χ^2 à minimiser détaillé précédemment ne tient pas compte des corrélations de dépôt d'énergie de couche à couche. En toute rigueur, il faut utiliser la matrice V^{-1} inverse de la matrice de covariance pour définir le χ^2 :

$$\chi^2 = X^t V^{-1} X \quad \text{avec } X = \begin{pmatrix} E_1 - \bar{E_1} \\ \vdots \\ E_n - \bar{E_n} \end{pmatrix}$$

et la matrice de covariance est donnée par :

$$V = \begin{pmatrix} cov(E_1, E_1) & cov(E_2, E_1) & \dots & cov(E_n, E_1) \\ cov(E_1, E_2) & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ cov(E_1, E_n) & cov(E_2, E_n) & \dots & cov(E_n, E_n) \end{pmatrix}$$

Une approche similaire a été développée dans , mais avec seulement 3 sections différentes. Cela permettait d'améliorer la résolution en énergie, en particulier au voisinage des défauts géométriques du détecteur. Nous avons donc essayé d'appliquer cette méthode dans le cas présent.

La figure A.1 montre la matrice de covariance et son inverse obtenues pour des électrons de 100 GeV sur un calorimètre segmenté longitudinalement. La matrice inverse est à peu près tridiagonale.

Cette méthode permet d'améliorer la résolution au sens où elle diminue les queues de distribution, elle rend la dispersion d'énergie plus gaussienne. La difficulté de paramétrisation de la matrice rend délicate cette approche de manière générale aussi n'avons nous pas cherché à l'implémenter complètement.

A.3 Test faisceau 1999 - extraits du papier NIMA

:

Nous présentons ici un extrait du papier NIM-A [?] relatif aux tests faisceaux de 1999-2000 au SLAC. Plutôt qu'alourdir le propos du texte, nous avons souhaité reserver les détails sur la mise en oeuvre du faicseau, sur le prototype (BTEM) complet, ainsi que sur sa calibration à cette annexe. Nous n'avons conservé de l'article original que les parties générales et celles concernant plus particulièrement le calorimètre, le reste n'étant pas vraiment de notre domaine de compétence. Le lecteur interessé par les performances obtenues pour les divers sous-systèmes ACD, TKR et les compteurs à neutron est invité à se reporter à l'article dans son ensemble.

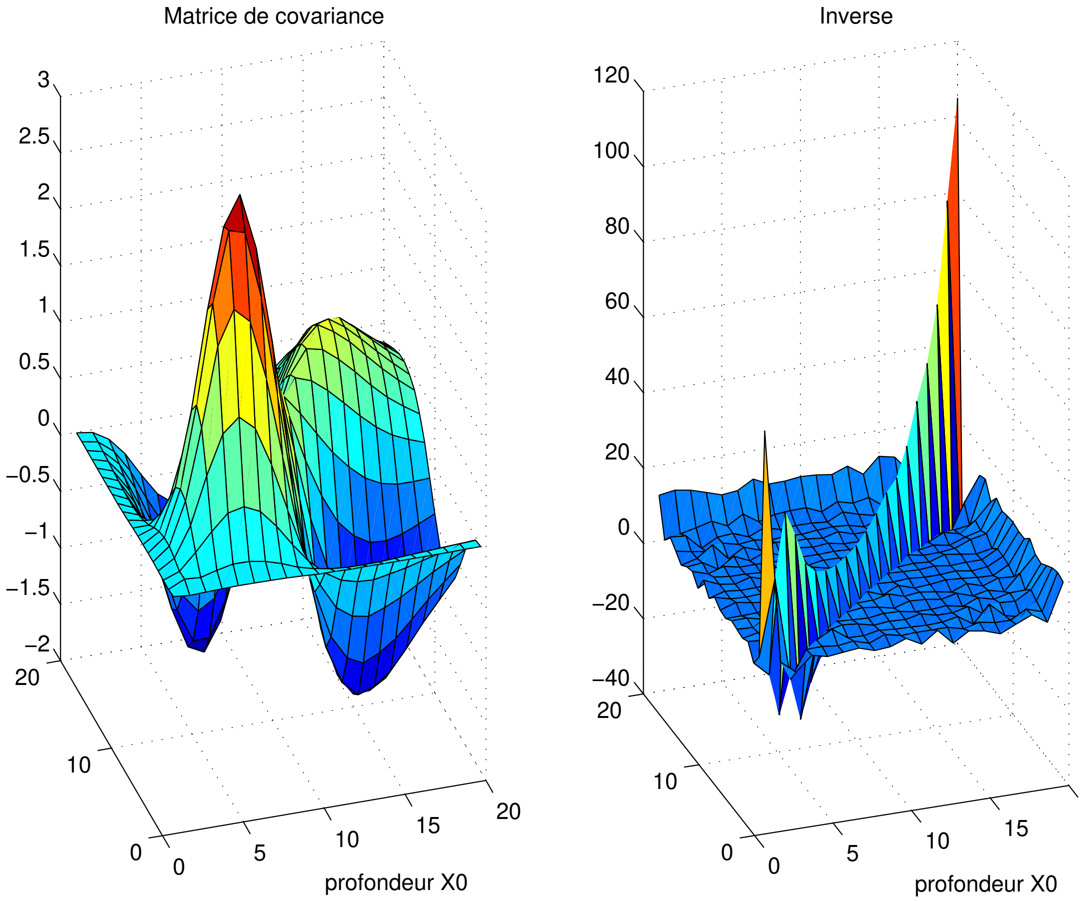


Fig. A.1 : *Matrice de covariance du dépôt d'énergie dans un calorimètre segmenté longitudinalement de 20* X_0 *et son inverse*

Results from the Beam Test of the Engineering Model of the GLAST Large Area Telescope

Abstract

This paper describes the results of a beam test using the Engineering Model of the GLAST Large Area Telescope, which was installed in a beam of positrons, hadrons and tagged photons at SLAC. The performance of the four subsystems, Anti Coincidence Detector, Silicon Tracker, Calorimeter and Data Acquisition will be described.

A.3.1 Introduction

The principal objective of the GLAST mission involves the observation of energetic gamma rays, starting at about 20 MeV and extending as high as TeV energies [?]. The first all–sky survey above 50 MeV was performed by the CGRO–EGRET instrument [?]. The GLAST Large Area Telescope (LAT) will provide substantial overlap with ground–based gamma–ray telescopes to explore together a greatly expanded dynamic range compared to EGRET with well–matched capabilities. It will offer tremendous opportunities for discoveries in high–energy astrophysics with >50 times better sensitivity than EGRET. The GLAST LAT, is a pair–conversion telescope with modular design. Each of its 16 modules (towers) consists of a tracker/converter for direction measurement, followed by a calorimeter for energy measurement and surrounded by veto counters for cosmic–ray background rejection. The design employs modern and reliable technology commonly applied in particle physics experiments. Requirements such as reduced power consumption, self-triggering electronics and large effective area (>8000 cm^2) provide a new challenge for the science community in designing a simple, yet robust experiment, which can be built in relatively short time.

The technology choices and detailed simulations were verified in a beam test in 1997 [?]. The SLAC 1999/2000 beam test focuses on systems integration, data acquisition performance, validation of Monte Carlo simulations for on-axis and off-axis incident beams and studies with a hadron beam. For this test, the GLAST collaboration built the Beam Test Engineering Model (BTEM) whose overall size is close to that of one of the modules of the full GLAST instrument. Note that not all features of the flight design have been incorporated yet.

A.3.2 Beam Test Engineering Model (BTEM)

The BTEM tower is shown in Fig. A.2. It consists of an Anti Coincidence Detector (ACD), a Calorimeter (CAL), a Silicon Tracker (TKR) and a Data Acquisition System (DAQ). The ACD design relies on segmentation to avoid the self–veto problem of EGRET [?] while still providing high cosmic-ray rejection. Self–veto events are caused by backsplash, secondary particles and photons produced in the shower of a high energy cascade in the calorimeter. The silicon tracker employs a design for photon conversions with passive material (Pb) interleaved between the silicon planes. While the front section is equipped with 11 thin (3.6% X_0) lead converters, the back section, close to the CsI calorimeter, contains 3 thick (28% X_0) lead converters. The front section is designed to ensure good measurement of the incoming photon direction whereas the back section ensures a better sensitivity to reduced fluxes at the expense of degraded angular resolution especially at lower energies. The total radiation length of the tracker including the support material amounts to 1.5 X_0. The CsI calorimeter is arranged in a hodoscopic configuration, in which each layer is rotated 90° with respect to its neighbors, forming an x-y array. This segmentation provides a valuable imaging capability for high-energy photons ($E > 1$ GeV) an

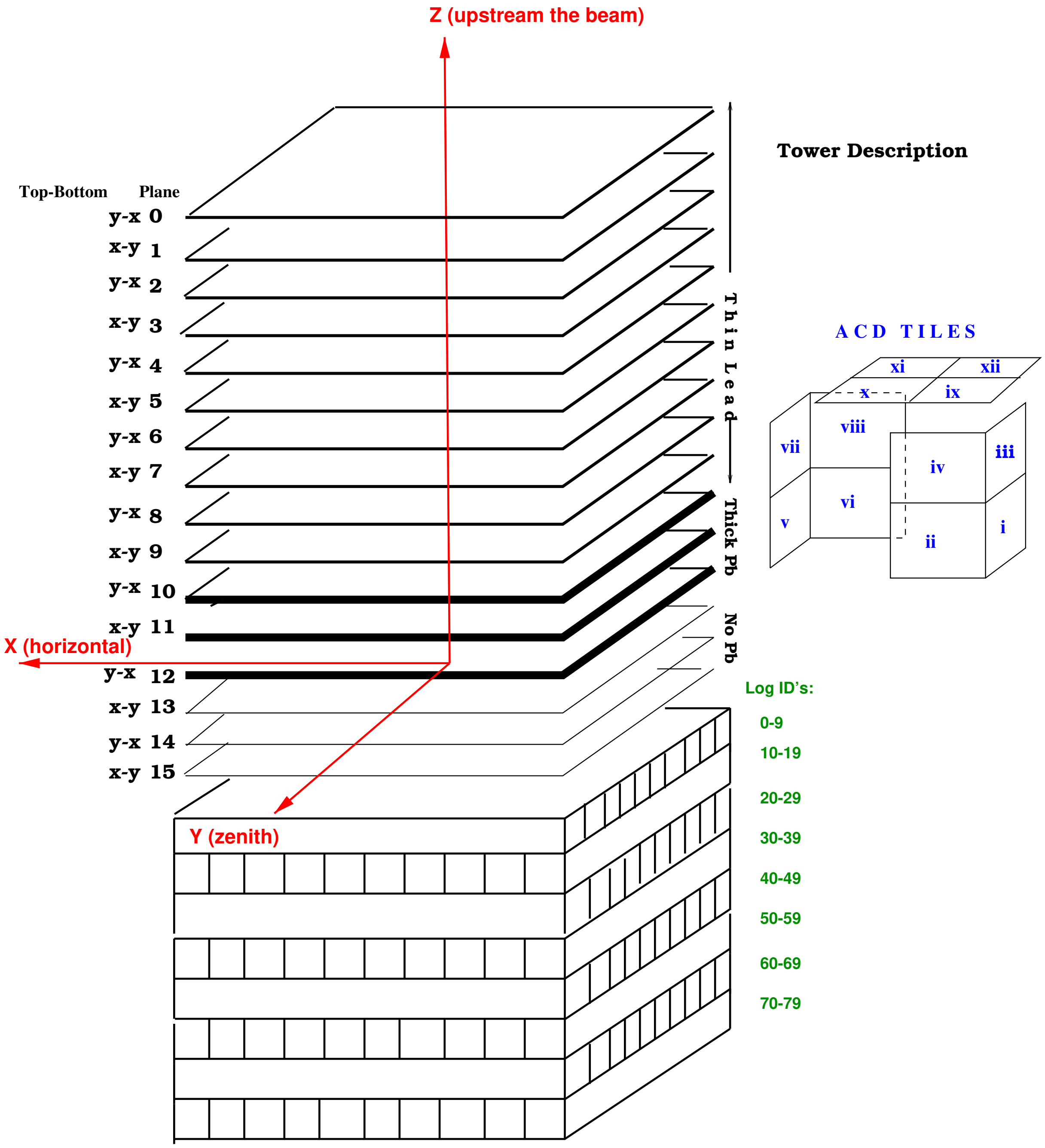


Fig. A.2 : *A schematic drawing (not to scale) of the Engineering Model (BTEM). The ACD tiles are arranged in a "hat" configuration to enclose the silicon tracker.*

plays an important role in the rejection of the background. The total radiation length of the calorimeter corresponds to 10 X_0, hence shower maxima up to ~50 GeV are contained at normal incidence.

Anti Coincidence Detector (ACD)

The ACD consists of a "hat" that covers the tracker and is divided into 12 scintillating tiles (see Fig. A.2). Light collected from the scintillators using wavelength–shifting–fibers, which are glued into grooves of the face of the scintillator. These fibers absorb, re–emit and deliver scintillator light to the photomultiplier tubes (PMT Hamamatsu R1635). The signals from the PMT are preamplified and delivered through coaxial cables to the ACD VME crate that contains front–end electronics boards. These were designed to serve as a prototype for the GLAST balloon flight (2001) without major modifications. These boards create the data formats containing a fast discriminator "veto" signal along with pulse height information and housekeeping data.

Silicon Tracker (TKR)

The silicon tracker has 41,600 readout channels. The electronics has been described elsewhere [?]. It employs a self–triggering binary readout scheme with sparsification. Detectors are single–sided, high resistivity n type silicon with 194 μm readout pitch. Since the number of detectors purchased was not sufficient to fully instrument the tracker, the total silicon area corresponds to 81% (2.7 m^2) of the total area of one final LAT tower. This is the largest area of silicon tracker built to date. Details on the construction of the tracker and the quality of the detectors can be found in [?] and [?]. Fig A.2 depicts the layout of the silicon tracker. There are 17 mechanical modules labeled trays. Each tray consists of 2 layers of detectors whose strips are oriented along the same direction. In between both layers in the same tray, near the bottom, one finds lead converters. Trays with strips along x and y directions alternate throughout the tracker. The top and bottom layers of the tracker are not instrumented with silicon detectors. Since the first level trigger requires 3 hits in a row for each of the spatial projections (x and y), the bottom three trays are not equipped with lead converters. Therefore, a total of 32 layers (16 planes) are read out by the electronic boards mounted on the sides of the trays.

Calorimeter (CAL)

There are in total 80 thallium–doped CsI scintillation crystals with dimensions of 3.0 cm × 2.3 cm × 31 cm arranged in a hodoscopic configuration. As shown in Fig. A.2, there are 8 layers of 10 crystals. Each layer is rotated 90° with respect to its neighbors, forming an x-y array. The crystals are read out by 2 PIN photodiodes at each of their ends that measure the scintillation light from an energy deposition in the crystal that is transmitted to each end. The active areas of the two diodes have a ratio of 4 :1. Their spectral response is well matched to the scintillation spectrum of CsI(Tl), which provides a large primary signal ($\simeq$3,000 electrons collected in 1 cm^2 diode per MeV deposited), with correspondingly small statistical fluctuations and thereby high intrinsic spectral resolution. Photodiodes have relatively low operating voltages ($\simeq$ 50 V), which simplifies their use in space relative to photomultiplier tubes. To avoid saturation at high energies the dynamic range of 5×10^5 is divided into two independent signal chains, the low energy (2 to 800 MeV) and the high energy (40 MeV to 100 GeV). There are also two gains, so that from 2 MeV up to 100 GeV one has four ranges that overlap. The significant overlap between the two ranges allows cross–calibration of the electronics. The difference in light levels at each end of a log provides a determination of the position of the energy deposition along the CsI crystal. The position resolution of this imaging method ranges from a few millimeters for low energy depositions ($\simeq$10 MeV, see [?]) to a fraction of a millimeter for large energy depositions (>1 GeV). The low power consumption per CsI crystal required the development of a custom CMOS ASIC that is optimized to the performance requirements of the GLAST calorimeter.

Data Acquisition System (DAQ)

The DAQ consists of four Tower Electronics Modules (TEMs). These are VME cards that interface to the instruments : tracker (TKR), calorimeter (CAL), and anti–coincidence detector (ACD). The primary role of the TEMs was to accept trigger request primitives from one or more instrument front-end(s) or external source, generate and distribute a global Level-1 trigger (L1t) to all the instruments for each event, and then read out and buffer the event data until collected by the local CPUs. Each TEM had its own 20 MHz system clock to drive the on-board logic and provided a high-resolution time-stamp for each event data fragment. A fourth TEM was used as a "spacecraft interface unit" (SIU) which collected GPS time and tower fixture x-y-θ orientation, plus beamline, time-of-flight, neutron detector and photon tagger data from the end-station electronics for subsequent data analysis.

A.3.3 Particle Beams and Neutron Counters

Figure A.3 displays the experimental set–up for the particle beams and the experiment.

Charged Particles and Particle Identification

A secondary beam of positrons was created by allowing the primary electron beam (30 GeV) of bunch intensity of 3.5×10^{10} from the SLAC LINAC to impinge on a target. Positrons were created in the radiator in a two–step process of bremsstrahlung followed by pair creation. A magnet swept the initial and pair created electrons into a dump, while positrons were bent in the opposite direction through a collimator and a magnetic analysis system to provide a beam of variable energy positrons in the experimental hall. The mean number of positrons per bunch could be varied from 0 to 100. The size of the bunch in all three dimensions is of the order of a few millimeters except at the lowest energy.

The BTEM's response to positrons was determined using a beam of about 0.8 positrons per bunch with a repetition rate of 30 Hertz and momentum resolution of the order of 1%. Positron beam energies of 20, 5, and 1.6 GeV were employed. To simulate the calorimeter's response to high-energy depositions, a beam of up to 50 positrons per pulse at 20 GeV was sent into the BTEM. This tested the linearity by noting the pulse height peaks for a varying number of positrons.

A Beryllium target in the LINAC electron beam was the source of the "hadron" beam. The magnet that previously sent the positrons produced at $0°$ degrees into the collimator and magnetic analysis system was shut off. The collimator then accepted particles produced at $0.5°$ to the incident electron beam reducing the number of positrons relative to pions and protons, such that about 50% of the particles accepted into the A–line were positrons, ~50% pions, 0.4% protons and $\leq$ 1% kaons for a beam momentum of 13 GeV/c. A gas Cerenkov counter separated positrons and pions from kaons and protons. A time of flight system separated the protons from the kaons. The beam intensity was maintained a little below 1 particle per pulse.

Tagged Photons

A tagged photon beam tested the prototype's response to photons of various energies. This beam used the positron beam hitting various radiators from 0.9% to 8.9% radiation lengths. A magnet then deflected the positrons into the tagging system. This tagging system measured the energy of the positrons degraded by bremsstrahlung in the radiator. The photon energy was therefore tagged as the difference between the incident and outgoing positron energies. The energy of the outgoing positron was measured

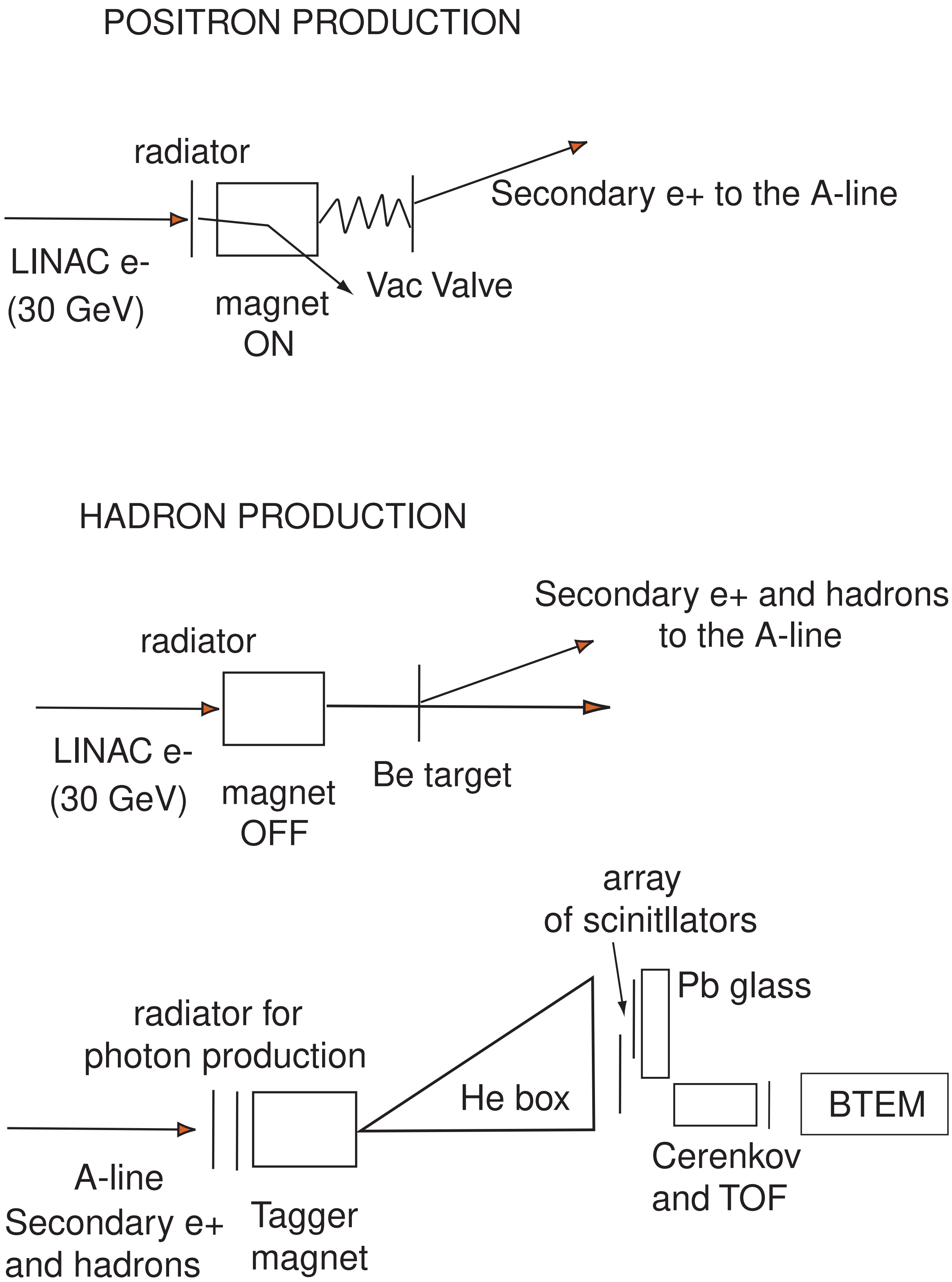


Fig. A.3 : *A schematic drawing (not to scale) of the experimental set–up.*

by its deflection after traversing the magnetic field. A picket array of tagging scintillators backed up by lead glass counters determined the positron energy. The intensity was about one tag per pulse.

The tagger magnet has a dipole field that was adjustable to 21 kG. The deflection angle (in radians) of the primary beam was 1.24/E(GeV) for $E > 7$ GeV, and was fixed to 0.1 radians for $E < 7$ GeV by choosing the corresponding lower field strength. The hodoscope for tagging was located about 7.5 m downstream from the center of the magnet, covering the distances traverse to the beam from 0.4 to 2.9 m. There were two arrays of hodoscope fingers, each 3 cm wide, which overlap to provide a 1 cm granularity corresponding to 3 mm rms resolution. These arrays were followed by 17 lead glass blocks with a front surface area of 14.2 by 14.2 cm^2 and a length of 42 cm. The energy resolution was $8\%/\sqrt{E(GeV)}$.

Neutron Counters

Low energy neutrons produced in the CsI calorimeter can interact in the hydrogen within the plastic scintillator of the ACD to give an additional self veto mechanism for GLAST besides backsplash photons. To measure the neutron contribution, three scintillators were installed above the CsI calorimeter (see Fig. A.4). Two scintillators consisted of Bicron 408 plastic scintillators 1 and 2 cm thick. The third scintillator was a 3 mm–thick NaI. Each consisted of a 3 inch photomultiplier directly coupled to a 3 inch diameter scintillator. Scintillators were mounted 47 cm from the tower axis and midway between the front and the rear of the calorimeter faces. Neutrons and low energy photons are expected to count in the two hydrogen rich plastic scintillation counters, while primarily photons should count in the NaI.

A.3.4 Trigger and Data Acquisition

Trigger

The BTEM DAQ global Level-1 trigger circuit accepts trigger–request input primitives from the tracker, the calorimeter and the ACD, as well as from a general external trigger input. It distributes the resulting fast–OR Level–1 trigger signal to all instrument sub–system front–ends via redundant, fault–tolerance hardware lines. In addition the Level–1 trigger circuit monitors deadtime and deadtime cause from each sub-system and also the Tracker front–end buffer occupancy in order to determine whether a given trigger–request can be honored. Thus all sub–systems were always read out together.

For most runs, the accelerator beam pulse triggered the BTEM, and the states of the Level–1 trigger were recorded. This allowed an unbiased verification of the trigger system. For limited runs, the BTEM was also operated in a variety of true self–trigger modes (with the beam trigger disabled). The self trigger for the silicon tracker was configured as a logical AND of hits in three consecutive layers for each of the two measured coordinates (x and y). The calorimeter self trigger was based on low level discriminators. The ACD TEM was set up to generate *vetoes* rather than triggers, generated by the ACD's low level discriminators. These signals also could veto the tracker and/or the CAL by hardware means, preventing these detectors from responding to events due to charged particles. There was good coincidence margin ($>$300 ns) between the latest ACD veto outputs and the earliest tracker and calorimeter outputs allowing veto of L1Ts to successfully occur. Both the ACD and calorimeter also have high level discriminators to detect events with Carbon, Nitrogen and Oxygen (CNO), but these were not used for the beam test.

The event timer in each TEM runs off of the clock source. When the event is captured, the 32-bit count value from this timer is captured and becomes part of the data set. As each event is assembled, the GPS time from the SIU is associated with the counter values from the TEMs, creating an absolute time for each event. In addition, it is possible to track the clock drift between TEMs by examining the timer data event–by–event and comparing over time as a function temperature. The BTEM deadtime time was $\simeq 60$ μs, limited by the calorimeter readout.

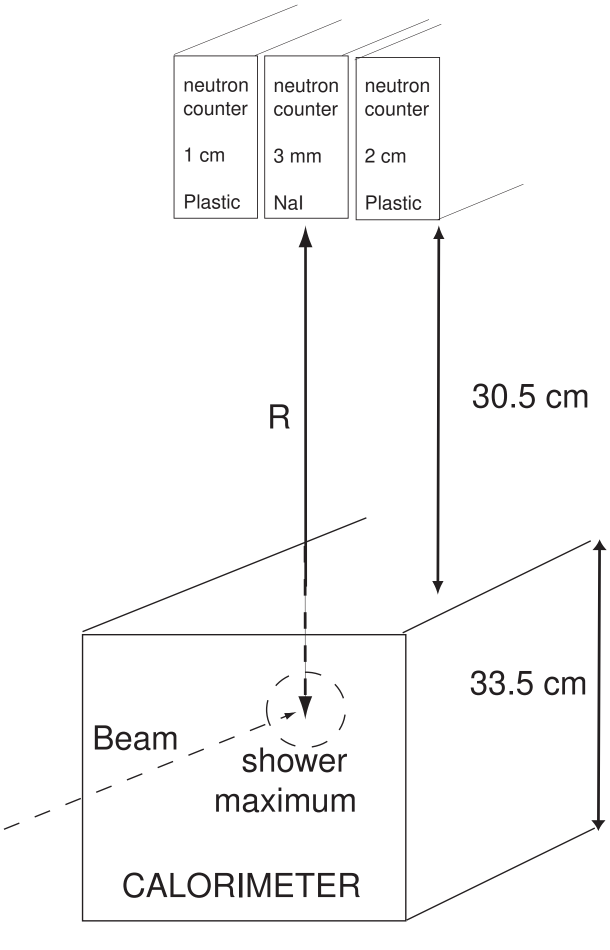


Fig. A.4 : *Schematic drawing (not to scale) of the location of the neutron counters with respect to the calorimeter.*

Data Acquisition

Each TEM provided a trigger count and fast timer stamp added on top of each subsystem data fragment as data were read from the instrument front-ends and placed in FIFO memory local to each VME crate which was sized to hold several hundred events if needed. Each event trigger also generated an interrupt for each local CPU to read the pending event data from the FIFO memory and forward the data over local Ethernet to a dedicated Sun workstation which collected and archived the data to local disks. Meanwhile the photon tagger data was collected using the standard CAMAC and VME hardware, and then also sent to the Sun workstation on an event–by–event basis as a fourth data stream, which was combined in real–time with the BTEM data by the Sun workstation. The Sun workstation provided basic run–control and minimal monitoring of the data streams to assess basic data integrity during each run. Afterwards the raw data from each run was verified on an event–by–event basis to ensure event alignment using a both the high–resolution timers and the simultaneous energy measurements provided by the calorimeter and photon tagger, in preparation for conversion to the ROOT [**?**] and the HBOOK [**?**] data formats used by the offline analysis.

A.3.5 Data Analyses

Calorimeter (CAL)

Dynamic Range One of the primary goals for the calorimeter at this beam test was to demonstrate a readout system with a very large dynamic range. To test this, a beam of 20 GeV positrons was incident on the calorimeter with the average beam intensity varied between ~15 and ~30 positrons per beam pulse. Figures A.5 shows the total energy measured in the calorimeter in each of two gain ranges. Figure A.5b corresponds to the lowest gain, highest energy range where individual peaks represent the variations in the number of positrons received in the beam pulses. In this run, the calorimeter was self–triggering with a discriminator threshold that was sensitive to cosmic ray muons. In Figures A.5a, the highest gain and lowest energy range, the total energy deposition of individual muon tracks is evident. The width of the muon peak is due to the variation in muon pathlengths through the calorimeter and is not indicative of the energy resolution of the calorimeter.

Energy Resolution Because the calorimeter is 10 radiation lengths deep, the shower maximum is contained up to ~50 GeV at normal incidence. However, above a few GeV, a large amount of energy leaks out the back of the calorimeter, and the total energy measured is systematically less than the incident energy. We have employed two techniques to correct for the shower leakage.

The first involves fitting the profile of the captured energy to an energy–dependent, analytic description of the mean longitudinal shower profile. This profile is reasonably well described by a gamma distribution that is a function only of the location of the shower starting point and the incident energy. We used this technique in analysis of data from the 1997 beam test of the GLAST calorimeter [**?**].

The second method uses the correlation between the escaping energy and the energy deposited in the last layer of the calorimeter. Indeed, the last layer carries the most important information concerning the leaking energy : the total number of particles escaping through the back should be nearly proportional to the energy deposited in the last layer. The measured signal in that layer can therefore be modified to account for the leaking energy. We used the Monte Carlo simulation of the GLAST beam test configuration to determine this correlation at several energies, from 2 GeV up to 40 GeV. This simulation is based on the *GISMO* toolkit [**?**], which employs the *EGS4* electromagnetic shower code [**?**]. Minor modifications were necessary for the different geometry and readout used in the BTEM. These simulations show that at a given incident energy, the two–dimensional distribution of the energy escaping and the energy deposited

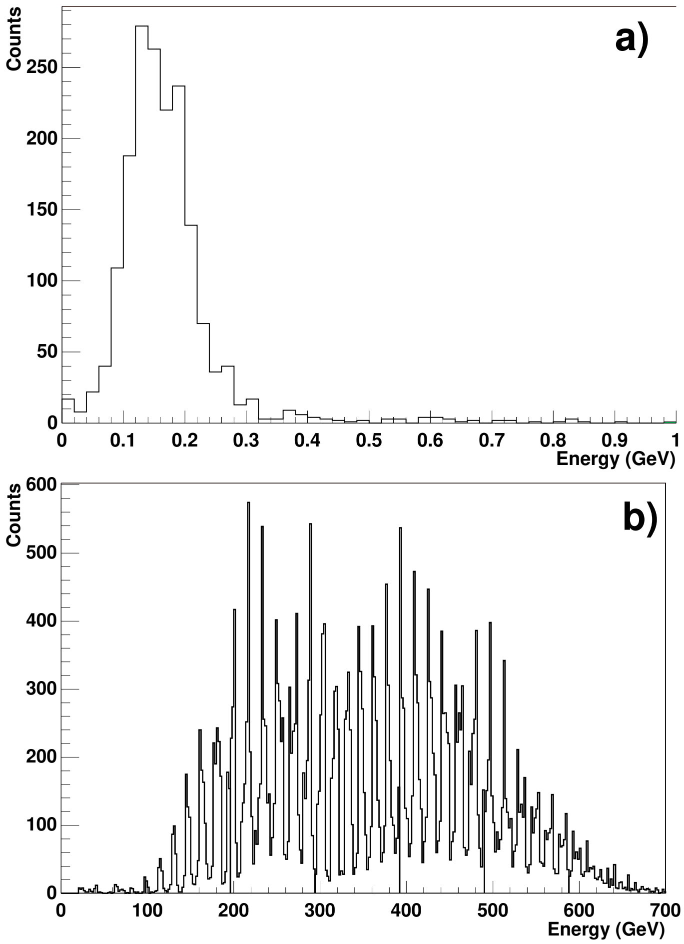


Fig. A.5 : *The total energy deposition in the calorimeter during a self–trigger test with the beam intensity varied between ∼15 and ∼30 positrons per pulse. Muon response is seen for a) the lowest energy range and for b) multi-positron response for the highest energy range.*

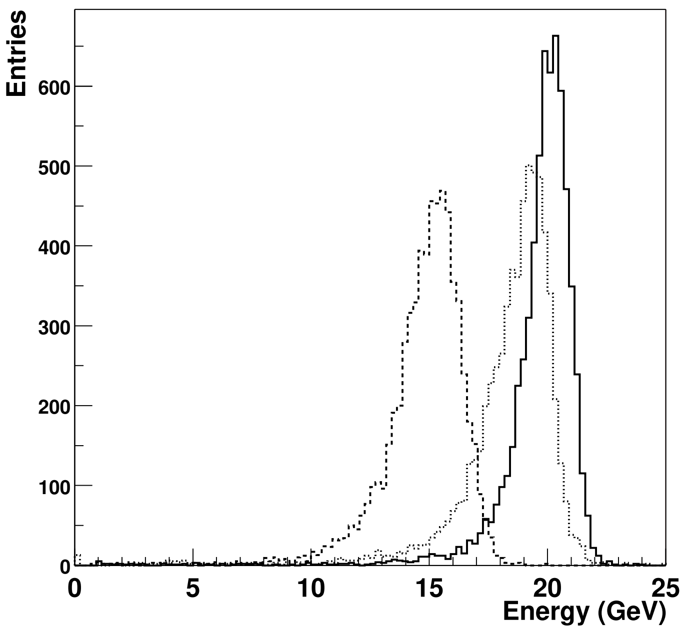


Fig. A.6 : *Sum of the energy of all crystals (dashed histogram), profile fitting (dotted histogram) and new correlation method (solid histogram) for x 20 GeV incident positrons.*

in the last layer can be approximated by a simple linear function

$$E_{leak} = \alpha \cdot E_{last} + \beta, \tag{A.1}$$

where the empirically derived parameters α and β are proportional to the logarithm of the incident energy and to its square, respectively. Because the only information we have, initially, on the incident energy is the total energy deposited in all layers E_m, we have to use it as the estimator of E_0. The reconstructed energy is then

$$E_{rec} = E_m + \alpha(E_m) \cdot E_{last} + \beta(E_m) \tag{A.2}$$

To improve the result, one can iterate using the new estimator to determine the correct values of α and β.

Figure A.6 shows the raw and reconstructed energy for 20 GeV incident positrons. The resolution of the raw distribution is about 7% (rms of the equivalent central Gaussian), while the reconstructed resolution is less than 4% by the correlation method and about 5% by profile fitting. There is a small bias (3%) due to the uncertainty in the gain calibration for the last layer. The reconstruction method applied to Monte Carlo simulated data yields an energy resolution of 3%, suggesting that some uncertainties remain in our calibration of beam test data.

A.3.6 Conclusion

For the SLAC 1999/2000 beam test the GLAST collaboration built the Beam Test Engineering Model (BTEM) whose overall size is close to that of one of the modules of the full GLAST instrument. Note that not all features of the flight design have been incorporated yet. We have demonstrated the feasibility of an integrated data acquisition scheme with self–triggering scheme and developed a data processing scheme that uses a file format that adheres to the object–oriented paradigm thereby reducing the complexity of reading and writing event data. We have also proven that low energy neutrons interacting in the hydrogen within the plastic scintillator of the ACD, are not a significant source of backsplash false signals. We have developed a method to improve the energy resolution in the calorimeter, which uses the correlation between the escaping energy and the energy deposited in the last layer of the calorimeter. We have used the hadron beam to align the silicon tracker ladders in a plane to within 18 μm. We have further improved our Monte Carlo simulations and validated the distribution of number of hits in the tracker (front and back sections) for on–axis and off-axis incidence. This is very important since the energy lost in the tracker can be estimated from the total number of hits. We have shown that the Time–over–Threshold from the tracker is a promising tool as a photon conversion finder and can be used as an additional handle on the charged background rejection. We have also measured the point spread function for both sections of the tracker. For normal incidence and 68% containment the results between Monte Carlo and data agree well for photon energies from 100 MeV up to 5 GeV. Among the most important achievements of this beam test has been to complete a full tower system integration, further developing our data processing path and to validate the performance of the back section of the tracker. We have also acquired invaluable experience towards the construction of the full scale flight instrument.

A.3.7 Acknowledgements

We thank M. Kuss for comments to this paper. We are indebted to all the technicians who made this experiment possible. Special thanks to the SLAC Experimental Facilities Department and Machine Operations Group for their extraordinary help. We also acknowledge the SLAC directorate for their strong support.Work supported by Department of Energy contract DE–AC03–76SF00515 and NASA contract NAS5–98039.

Annexe

B Analyse en ondelettes

B.1 Formulaire

Pour la plupart des analyses, on a utilisé le chapeau mexicain intégré bin par bin afin d'éviter des effets d'arrondis pour des échelles proches de celles des canaux de la carte, on rappelle ici brièvement les diverses formules utiles de l'ondelette et de ses dérivées. Si l'on utilise un laplacien de PSF, il suffit simplement de sommer les contributions des différentes gaussiennes constituant la PSF. Le chapeau mexicain 2D intégré bin par bin est donné par [51] :

$$\psi = \pi a^2 x_{erf} y_{erf} - \sqrt{\pi/2}\, a y_{erf}\left(x_{diff} + \sqrt{\pi/2}\, a x_{erf}\right) - \sqrt{\pi/2}\, a x_{erf}\left(y_{diff} + \sqrt{\pi/2}\, a y_{erf}\right) \qquad (B.1)$$

avec

$$x_{erf} = \mathrm{erf}\left(\frac{x_2}{\sqrt{2}a}\right) - \mathrm{erf}\left(\frac{x_1}{\sqrt{2}a}\right)$$

et

$$x_{diff} = x_1 e^{-\frac{x_1^2}{2a^2}} - x_2 e^{-\frac{x_2^2}{2a^2}}$$

Afin de calculer les matrices de covariances nécessaires à l'extraction des contours de confiance, il est nécéssaire de convoluer le fond avec les dérivées de l'ondelette. Les dérivées du chapeau mexicain sont :

– à l'ordre 1 :

$$\frac{\partial}{\partial x}\psi = \left[e^{-x^2/2a^2}\left[(1-\frac{x^2}{a^2})\frac{\sqrt{\pi}}{2}\mathrm{erf}(y/\sqrt{2}a) + y e^{-\frac{y^2}{2a^2}}\right]_{x_1}^{x_2}\right]_{y_1}^{y_2} \qquad (B.2)$$

– les dérivées croisées

$$\frac{\partial^2}{\partial x \partial y}\psi = \left[\left[(2-\frac{x^2+y^2}{a^2}e^{-\frac{x^2+y^2}{2a^2}}\right]_{x_1}^{x_2}\right]_{y_1}^{y_2} \qquad (B.3)$$

– à l'ordre 2

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi = \left[\frac{x}{a^2}e^{-x^2/2a^2}\left[(\frac{x^2}{a^2}-3)\frac{\sqrt{\pi}}{2}\mathrm{erf}(y/\sqrt{2}a) - y e^{-\frac{y^2}{2a^2}}\right]_{x_1}^{x_2}\right]_{y_1}^{y_2} \qquad (B.4)$$

Pour calculer

$$B_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_i}\sqrt{K_{2,BS}(x)}\frac{\partial}{\partial x_j}\sqrt{K_{2,BS}(x)} \qquad (B.5)$$

On a besoin de

$$\frac{\partial}{\partial x}\sqrt{K_{2,BS}(x)} = \frac{\partial/\partial x K_{2,BS}(x)}{2K_{2,BS}(x)}, \quad \text{et}$$
$$\frac{\partial}{\partial x}K_{2,BS}(x) = \int 2\psi(x-x')\frac{d}{dx}\psi(x-x')\mu(x')dx'$$

B.2 Densité de probabilité multidimensionnelle

Déterminons la densité de probabilité conjointe pour les n transformées dans le cas où le fond est Poissonnien. En raisonnant de la même manière que dans le cas unidimensionnel, on cherche la probabilité de

$$W(x) = \sum_i N_i \Psi(x - x_i)$$

où :

$$\Psi(x-x_i) = \begin{pmatrix} \psi_1(x-x_i) \\ \vdots \\ \psi_n(x-x_i) \end{pmatrix}$$

dont la fonction cumulative est donnée par :

$$\hat{f}_{Y_{1,B}(x),\ldots,Y_{n,B}(x)}(\mathbf{k}) \equiv \exp \int \mu_B(x') \left(e^{-i\mathbf{k}.\Psi(\mathbf{x}-\mathbf{x}')} - 1\right) dx',$$
$$= \exp \int \mu_B(x') \left(e^{-i\sum_j k_j \frac{\psi_j(x-x')}{\epsilon(x')}} - 1\right) dx',$$

On peut utiliser de la même manière un développement en cumulants, mais le calcul de la transformée de Fourier multidimensionnelle est clairement prohibitive. Néanmoins en passant à la limite asymptotique, on peut ne considérer que les deux premiers cumulants. En particulier, les cumulants d'ordre 2 sont donnés par :

$$K_{i,j,B}(x) = \int \mu_B(x')\psi_i(x,x')\psi_j(x-x')\, dx'$$

La distribution est alors multinormale, les cumulants croisés traduisant la corrélation entre $Y_{1,B}(x)$ et $Y_{2,B}(x)$

Notons qu'un cumulant croisé nul traduit une décorrélation complète. Pour un fond plat, la décorrélation en x se traduit par :

$$K_{i,j,B}(x) = \int \psi_i(x-x')\psi_j(x-x')\, dx' = 0$$

B.2.1 Un χ^2 multiéchelle

Les corrélations d'échelle à échelle (ou tout autre paramètre) sont données par les cumulants croisés :

$$K_{a,a'} = \int \mu\psi_a\psi_{a'}$$

Pour un lot d'échelles a_1 ... a_n, on peut former la matrice de corrélations :

$$I = \begin{pmatrix} K_{1,1} & K_{2,1} & \dots & K_{n,1} \\ K_{1,2} & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ K_{1,n} & K_{2,n} & \dots & K_{n,n} \end{pmatrix}$$

Si on l'inverse on obtient la matrice des erreurs, et donc on peut calculer le χ^2 suivant :

$$\boxed{\chi^2 = V^t I^{-1} V}$$

où

$$V = \begin{pmatrix} Y_1 - K_1 \\ \vdots \\ Y_n - K_n \end{pmatrix}$$

qui est bien asymptotiquement un χ^2 à n degrés de libertés.

B.2.2 Utilisation d'une ondelette directionnelle

On peut aussi envisager l'utilisation du paramètre de rotation pour le filtrage. Une source étant par essence non directionnelle, elle doit réagir de manière similaire à une ondelette directionnelle quelque soit l'angle de celle-ci. Si l'on se place dans le cas limite gaussien, on peut appliquer le χ^2 défini ci-dessus.

Intuitivement, l'interêt d'un tel test est de permettre de discriminer les structures isotropes par rapport au fond qui présente des directions privilégiées.

B. Analyse en ondelettes

Table des figures

B. Analyse en ondelettes

Liste des tableaux

B. Analyse en ondelettes

Références

[1] http ://www-glast.slac.stanford.edu/software/.

[2] O. Adriani et al. The pamela experiment on satellite and its capability in cosmic rays measurements. *Nucl. Instrum. Meth.*, A478 :114–118, 2002.

[3] F. A. Aharonian, A. M. Atoyan, and H. J. Voelk. High energy electrons and positrons in cosmic rays as an indicator of the existence of a nearby cosmic tevatron. A&A, 294 :L41–L44, February 1995.

[4] J. Alcaraz et al. The alpha magnetic spectrometer (ams). *Nucl. Instrum. Meth.*, A478 :119–122, 2002.

[5] R. Atkins et al. Evidence for TEV Emission from GRB 970417A. ApJ, 533 :L119–LL122, April 2000.

[6] A. M. Atoyan, F. A. Aharonian, and H. J. Völk. Electrons and positrons in the galactic cosmic rays. Phys. Rev. D, 52 :3265–3275, September 1995.

[7] W. B. Atwood et al. Beam test of gamma-ray large area space telescope components. *Nucl. Instrum. Meth.*, A446 :444–460, 2000.

[8] I. Büsching, M. Pohl, and R. Schlickeiser. Excess GeV radiation and cosmic ray origin. A&A, 377 :1056–1062, October 2001.

[9] M. G. Baring. Gamma-Ray Burst Spectral Diagnostics in the GLAST Era. In *AIP Conference Proceedings, Vol. 587. Melville, NY : American Institute of Physics*, pages 153–+, 2001.

[10] R. Barlow. *Statistics, A guide to the use of statistical methods in the physical sciences.* Wiley, 1988.

[11] A. Barrau et al. The cat imaging telescope for very-high-energy gamma ray astronomy. *Nucl. Instrum. Meth.*, A416 :278–292, 1998.

[12] R. B. Barreiro et al. Testing the Gaussianity of the COBE DMR data with spherical wavelets. MNRAS, 318 :475–481, October 2000.

[13] S. W. Barwick et al. The Energy Spectra and Relative Abundances of Electrons and Positrons in the Galactic Cosmic Radiation. ApJ, 498 :779+, May 1998.

[14] A. R. Bell. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. MNRAS, 182 :147–156, January 1978.

[15] E. G. Berezhko. Maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. *Astroparticle Physics*, 5 :367–378, October 1996.

[16] E. G. Berezhko and D. C. Ellison. A Simple Model of Nonlinear Diffusive Shock Acceleration. ApJ, 526 :385–399, November 1999.

[17] E. G. Berezhko and H. J. Völk. Kinetic theory of cosmic rays and gamma rays in supernova remnants. I. Uniform interstellar medium. *Astroparticle Physics*, 7 :183–202, August 1997.

[18] E. G. Berezhko and H. J. Völk. Galactic Gamma-Ray Background Radiation from Supernova Remnants. ApJ, 540 :923–929, September 2000.

[19] E. G. Berezhko, V. K. Yelshin, and L. T. Ksenofontov. Numerical investigation of cosmic ray acceleration in supernova remnants. *Astroparticle Physics*, 2 :215–227, May 1994.

[20] V. S. Berezinskii, S. V. Bulanov, V. A. Dogiel, and V. S. Ptuskin. *Astrophysics of cosmic rays*. Amsterdam : North-Holland, 1990, edited by Ginzburg, V.L., 1990.

[21] L. Bergström, J. Edsjö, and P. Ullio. Spectral Gamma-Ray Signatures of Cosmological Dark Matter Annihilations. *Physical Review Letters*, 87 :251301+, December 2001.

[22] E. M. Berkhuijsen. Galactic continuum Loops and the diameter-surface brightness relation for supernova remnants. A&A, 24 :143–147, April 1973.

[23] D. L. Bertsch et al. Diffuse Gamma-Ray Emission in the Galactic Plane from Cosmic-Ray, Matter, and Photon Interactions. ApJ, 416 :587+, October 1993.

[24] W. P. Blair, R. Sankrit, J. C. Raymond, and K. S. Long. Distance to the Cygnus Loop from Hubble Space Telescope Imaging of the Primary Shock Front. AJ, 118 :942–947, August 1999.

[25] J. M. Blondin, E. B. Wright, K. J. Borkowski, and S. P. Reynolds. Transition to the Radiative Phase in Supernova Remnants. ApJ, 500 :342–+, June 1998.

[26] G. R. Blumenthal and R. J. Gould. Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases. *Reviews of Modern Physics*, 42 :237–+, 1970.

[27] J. Brose, G. Dahlinger, and K. R. Schubert. Properties of csi(tl) crystal and their optimization for calorimetry of high energy photons. *Nucl. Instrum. Meth.*, A417 :311–324, 1998.

[28] Y. M. Butt, D. F. Torres, G. E. Romero, T. M. Dame, and J. A. Combi. Supernova-Remnant Origin of Cosmic Rays ? Nature, 418 :499–+, August 2002.

[29] L. Cayón et al. Spherical Mexican hat wavelet : an application to detect non-Gaussianity in the COBE-DMR maps. MNRAS, 326 :1243–1248, October 2001.

[30] CERN. *GEANT 3.21 Detetor description and simulation tool*, 1993.

[31] A. N. Cha, K. R. Sembach, and A. C. Danks. The Distance to the VELA Supernova Remnant. ApJ, 515 :L25–LL28, April 1999.

[32] A. Chehktman and J.E. Grove. Technical Report LAT-TD-00245-01, NRL, 2001.

[33] R. A. Chevalier. Exploding white dwarf models for Type I supernovae. ApJ, 246 :267–277, May 1981.

[34] D. F. Cioffi, C. F. McKee, and E. Bertschinger. Dynamics of radiative supernova remnants. ApJ, 334 :252–265, November 1988.

[35] S. Colafrancesco. Gamma-Rays from Galaxy Clusters : Preliminary Evidences and Future Expectations. In *AIP Conference Proceedings, Vol. 587. Melville, NY : American Institute of Physics*, pages 427–+, 2001.

[36] J. A. Combi, G. E. Romero, P. Benaglia, and J. L. Jonas. Detection of a new, low-brightness supernova remnant possibly associated with EGRET sources. A&A, 366 :1047–1052, February 2001.

[37] F. Damiani, A. Maggio, G. Micela, and S. Sciortino. A Method Based on Wavelet Transforms for Source Detection in Photon-counting Detector Images. I. Theory and General Properties. ApJ, 483 :350+, July 1997.

[38] M. De Naurois. *L'expérience celeste : reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie γ*. PhD thesis, Université Paris VI, 2000.

[39] J. del Peso and E. Ros. Fast simulation of electromagnetic showers in the zeus calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth.*, A306 :485–499, 1991.

[40] L. Demanet. Ondelettes et détection de sources gamma dans l'univers. Master's thesis, Université catholique de Louvain la Neuve, 2001.

[41] S. W. Digel, E. Aprile, S. D. Hunter, R. Mukherjee, and F. Xu. EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission in Orion : Analysis through Cycle 6. ApJ, 520 :196–203, July 1999.

[42] S.W. Digel. The unbinned likelihood function for special cases, finite energy resolution and energy dependent psf. Technical report, GSFC, 1998.

[43] D. D. Dixon et al. Evidence for a Galactic gamma-ray halo. *New Astronomy*, 3 :539–561, October 1998.

[44] E. do Couto e Silva et al. Results from the beam test of the engineering model of the glast large area telescope. *Nucl. Instrum. Meth.*, A474 :19–37, 2001.

[45] W.T. Eadie et al. *Statistical methods in experimental physics*. North-Holland, 1971.

[46] R. J. Egger and B. Aschenbach. Interaction of the Loop I supershell with the Local Hot Bubble. A&A, 294 :L25–LL28, February 1995.

[47] D. C. Ellison, E. G. Berezhko, and M. G. Baring. Nonlinear Shock Acceleration and Photon Emission in Supernova Remnants. ApJ, 540 :292–307, September 2000.

[48] R. Enomoto et al. The acceleration of cosmic-ray protons in the supernova remnant RX J1713.7-3946. Nature, 416 :823–826, April 2002.

[49] J. A. Esposito et al. In-Flight Calibration of EGRET on the Compton Gamma-Ray Observatory. ApJS, 123 :203–217, July 1999.

[50] J. A. Esposito, P. Sreekumar, S. D. Hunter, and G. Kanbach. High Energy Gamma-Ray Observations of Supernova Remnants. *American Astronomical Society Meeting*, 28 :1346+, December 1996.

[51] P. E. Freeman, V. Kashyap, R. Rosner, and D. Q. Lamb. A Wavelet-Based Algorithm for the Spatial Analysis of Poisson Data. ApJS, 138 :185–218, January 2002.

[52] P. Goldreich and W. H. Julian. Pulsar Electrodynamics. ApJ, 157 :869–+, August 1969.

[53] D. Gratadour. Etudes de méthodes de calorimétries pour le rélescope gamma glast. Master's thesis, Université Paris 7, 2001.

[54] S. A. Grebenev, W. Forman, C. Jones, and S. Murray. Wavelet transform analysis of the small-scale X-ray structure of the cluster Abell 1367. ApJ, 445 :607–623, June 1995.

[55] I. A. Grenier. Gamma-ray sources as relics of recent supernovae in the nearby Gould Belt. A&A, 364 :L93–L96, December 2000.

[56] G. Grindhammer and S. Peters. The parameterized simulation of electromagnetic showers in homogeneous and sampling calorimeters. 1993.

[57] J.E. Grove. Cosmic rays rate. Technical report, Naval Research Laboratory, 1997.

[58] K. Hagiwara et al. Review of Particle Physics. *Physical Review D*, 66 :010001+, 2002.

[59] J. P. Halpern, E. V. Gotthelf, N. Mirabal, and F. Camilo. The Next Geminga : Deep Multiwavelength Observations of a Neutron Star Identified with 3EG J1835+5918. ApJ, 573 :L41–L44, July 2002.

[60] T.E. Harris. *The theory of branching processes*. Springer Verlag, 1963.

[61] R. C. Hartman et al. The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. ApJS, 123 :79–202, July 1999.

[62] C. Heiles. The Magnetic Field Near the Local Bubble. *Lecture Notes in Physics, v.506, Berlin Springer Verlag*, 506 :229–238, 1998.

[63] W. Heitler. *The quantum theory of radiation*. Clarendon Press, 1954.

[64] J.-A. Hernando. Technical report, Santa Cruz University, 1999.

[65] W. Hofmann. The high energy stereoscopic system (hess) project. Prepared for 6th GeV - TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop : Toward a Major Atmospheric Cerenkov Telescope, Snowbird, Utah, 13-16 Aug 1999.

[66] S. D. Hunter et al. EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane. ApJ, 481 :205+, May 1997.

[67] K. Hurley. Detection of a Gamma-Ray Burst of Very Long Duration and Very High Energy. Nature, 372 :652–+, December 1994.

[68] N.W. Johnson et al. Asic design considerations. Technical report, Naval Research Laboratory, 2000.

[69] W. N. Johnson, J. E. Grove, B. F. Phlips, J. Ampe, S. Singh, and E. Ponslet. The Construction and Performance of the CsI Hodoscopic Calorimeter for the GLAST Beam Test Engineering Module. *AAS/High Energy Astrophysics Division*, 32 :4322+, October 2000.

[70] B. Jones. *A search for gamma-ray bursts and pulsars and the application of Kalman filters to gamma-ray reconstruction.* PhD thesis, Stanford University, 1998.

[71] T. W. Jones et al. 10ˆ51 Ergs : The Evolution of Shell Supernova Remnants. PASP, 110 :125–151, February 1998.

[72] T. M. Kneiske, K. Mannheim, and D. H. Hartmann. The Gamma-Ray Horizon. In *AIP Conference Proceedings, Vol. 587. Melville, NY : American Institute of Physics, 2001., p.358*, pages 358–+, 2001.

[73] T. Kobayashi, J. Nishimura, Y. Komori, and K. Yoshida. Vela as the most likely source for the primary electrons in TeV region. *Advances in Space Research*, 27 :653–658, 2001.

[74] E. D. Kolaczyk. Nonparametric Estimation of Gamma-Ray Burst Intensities Using Haar Wavelets. ApJ, 483 :340+, July 1997.

[75] P.O. Lagage. *Accélération des rayons cosmiques par onde de choc dans un milieu diffusif.* PhD thesis, Université Paris-Sud, 1982.

[76] R. W. Lessard, L. Cayón, G. H. Sembroski, and J. A. Gaidos. Wavelet imaging cleaning method for atmospheric Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics*, 17 :427–440, July 2002.

[77] M. S. Longair. *High energy astrophysics. Vol.2 : Stars, the galaxy and the interstellar medium.* Cambridge : Cambridge University Press, —c1994, 2nd ed., 1994.

[78] E. Longo and I. Sestili. Monte carlo calculation of photon initiated electromagnetic showers in lead glass. *Nucl. Instrum. Meth.*, 128 :283, 1975.

[79] J. R. Mattox et al. The Likelihood Analysis of EGRET Data. ApJ, 461 :396+, April 1996.

[80] H. A. Mayer-Hasselwander et al. High-energy gamma-ray emission from the Galactic Center. A&A, 335 :161–172, July 1998.

[81] P. F. Michelson et al. EGRET upper limits to the high-energy gamma-ray emission from the millisecond pulsars in nearby globular clusters. ApJ, 435 :218–224, November 1994.

[82] D. J. Morris. Production of high-energy gamma rays by cosmic ray interactions in the atmosphere and lunar surface. J. Geophys. Res., 89 :10685–10696, December 1984.

[83] F. Murtagh and J.-L. Starck. Image and Object Analysis based on Wavelet and Multiscale Transforms, and Noise Modeling : the MR/1 Software Package. *American Astronomical Society Meeting*, 194, September 1999.

[84] J. Nishimura, T. Kobayashi, Y. Komori, T. Shirai, N. Tateyama, and K. Yoshida. High energy cosmic-ray electrons beyond 100 GeV. *Advances in Space Research*, 26 :1827–1830, 2001.

[85] P. L. Nolan. GLAST Likelihood Calculations. *AAS/High Energy Astrophysics Division*, 32 :1611+, October 2000.

[86] J. Ormes et al. Detection of high energy electrons by glast. In *Proc. 25th ICRC Durban*, volume 5, page 73, 1997.

[87] E. Parizot. *Modèle théorique de l'émission gamma d'Orion*. PhD thesis, Université Paris, 1997.

[88] C. Perrot. PhD thesis, Université Paris VII, 2001.

[89] C. Perrot, I. Grenier, and A. Harding. Unidentified EGRET sources : pulsar contribution from the Gould Belt and the Galactic Plane. In *Eds. : F. Combes and D. Barret, EdP-Sciences (Editions de Physique), Conference Series*, June 2002.

[90] P. P. Plucinsky, S. L. Snowden, B. Aschenbach, R. Egger, R. J. Edgar, and D. McCammon. ROSAT Survey Observations of the Monogem Ring. ApJ, 463 :224–+, May 1996.

[91] M. Pohl and J. A. Esposito. Electron Acceleration in Supernova Remnants and Diffuse Gamma Rays above 1 GeV. ApJ, 507 :327–338, November 1998.

[92] M. Pohl, G. Kanbach, S. D. Hunter, and B. B. Jones. The Pulsar Contribution to the Diffuse Galactic Gamma-Ray Emission. ApJ, 491 :159+, December 1997.

[93] V. S. Ptuskin and J. F. Ormes. Expected anisotropy of very high energy electrons. In *ICRC*, page 56, 1995.

[94] J. C. Raymond, W. P. Blair, K. S. Long, O. Vancura, R. J. Edgar, J. Morse, P. Hartigan, and W. T. Sanders. The Ultraviolet Spectrum of a Face-on Shock Wave in the VELA Supernova Remnant. ApJ, 482 :881–+, June 1997.

[95] O. Reimer and M. Pohl. No evidence yet for hadronic TeV gamma-ray emission from SNR RX J1713.7-3946. A&A, 390 :L43–LL46, July 2002.

[96] O. Reimer and P. Sreekumar. Clusters of Galaxies-The EGRET Observations between 1991 and 2000. In *AIP Conference Proceedings, Vol. 587. Melville, NY : American Institute of Physics*, pages 422–+, 2001.

[97] S. P. Reynolds. Models of Synchrotron X-Rays from Shell Supernova Remnants. ApJ, 493 :375–+, January 1998.

[98] S. Ritz. Science requirement and instrument design. Technical Report LAT-PR-00403, GSFC, 2002.

[99] G. E. Romero, P. Benaglia, and D. F. Torres. Unidentified 3EG gamma-ray sources at low galactic latitudes. A&A, 348 :868–876, August 1999.

[100] Rossi. *Cosmic rays*. 1950.

[101] M. H. Salamon and 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 :547–+, January 1998.

[102] J. D. Scargle. Studies in Astronomical Time Series Analysis. V. Bayesian Blocks, a New Method to Analyze Structure in Photon Counting Data. ApJ, 504 :405+, September 1998.

[103] W. K. H. Schmidt et al. On the identification of high energy cosmic ray electrons in the advanced thin ionization calorimeter (atic). Prepared for 26th International Cosmic Ray Conference (ICRC 99), Salt Lake City, Utah, 17-25 Aug 1999.

[104] V. Schönfelder, editor. *The universe in Gamma-rays.* Springer-Verlag, 2001.

[105] J. Schwindling. Technical report, ATLAS technical report, 1998.

[106] E. Slezak, A. Bijaoui, and G. Mars. Identification of structures from galaxy counts - Use of the wavelet transform. A&A, 227 :301–316, January 1990.

[107] E. Slezak, V. de Lapparent, and A. Bijaoui. Objective detection of voids and high-density structures in the first CfA redshift survey slice. ApJ, 409 :517–529, June 1993.

[108] P. Sreekumar et al. EGRET Observations of the Extragalactic Gamma-Ray Emission. ApJ, 494 :523+, February 1998.

[109] J.-L. Starck, A. Bijaoui, I. Valtchanov, and F. Murtagh. A combined approach for object detection and deconvolution. A&AS, 147 :139–149, November 2000.

[110] J.-L. Starck and M. Pierre. Structure detection in low intensity X-ray images. A&AS, 128 :397–407, March 1998.

[111] A. W. Strong and J. R. Mattox. Gradient model analysis of EGRET diffuse Galactic {gamma}-ray emission. A&A, 308 :L21–L24, April 1996.

[112] A. W. Strong, I. V. Moskalenko, and O. Reimer. Diffuse Continuum Gamma Rays from the Galaxy. ApJ, 537 :763–784, July 2000.

[113] K.-K. Tang. The energy spectrum of electrons and cosmic-ray confinement A new measurement and its interpretation. ApJ, 278 :881–892, March 1984.

[114] R. Terrier. Etude d'un calorimètre pour le projet satellite glast. Master's thesis, Ecole Polytechnique, 1998.

[115] R. Terrier et al. Wavelet analysis of egret data. Prepared for 27th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2001).

[116] D. J. Thompson, D. L. Bertsch, D. J. Morris, and R. Mukherjee. EGRET Detection of Gamma Rays from the Moon. *American Astronomical Society Meeting*, 28 :1306–+, December 1996.

[117] D. J. Thompson et al. Calibration of the Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) for the Compton Gamma-Ray Observatory. ApJS, 86 :629–656, June 1993.

[118] D. J. Thompson, G. A. Simpson, and M. E. Ozel. SAS 2 observations of the earth albedo gamma radiation above 35 MeV. J. Geophys. Res., 86 :1265–1270, March 1981.

[119] W. Tompkins. *Applications of likelihood in gamma-ray astrophysics.* PhD thesis, Stanford University, 1999.

[120] B. Torrésani. *Analyse continue par ondelettes.* Editions du CNRS, 1995.

[121] T. Totani and T. Kitayama. Forming Clusters of Galaxies as the Origin of Unidentified GEV Gamma-Ray Sources. ApJ, 545 :572–577, December 2000.

[122] J. K. Truelove and C. F. McKee. Evolution of Nonradiative Supernova Remnants. ApJS, 120 :299–326, February 1999.

[123] B. Uyanıker, W. Reich, A. Yar, R. Kothes, and E. Fürst. Is the Cygnus Loop two supernova remnants ? A&A, 389 :L61–LL64, July 2002.

[124] R. A. Vázquez. An analytical approach to fluctuations in showers. *Astroparticle Physics*, 6 :411–422, March 1997.

[125] R. Wigmans. Calorimeter techniques. Presentation conference CALOR 2000.

[126] R. Wigmans and M. T. Zeyrek. On the differences between calorimetric detection of electrons and photons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 485 :385–398, June 2002.

[127] T. D. Willis. *Observations of the Isotropic Diffuse Gamma-ray Background with the EGRET Telescope*. PhD thesis, Stanford University, 1996.

[128] K. Yoshida et al. Calorimetric electron telescope (CALET) for the Japanese Exposure Facility on the ISS. *Advances in Space Research*, 27 :681–686, 2001.

[129] F. Yusef-Zadeh, F. Melia, and M. Wardle. The Galactic Center : An Interacting System of Unusual Sources. *Science*, 287 :85–91, January 2000.

[130] R. Y. Zhu, G. Gratta, and H. Newman. Crystal calorimeters for particle physics. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 44 :88–108, 1995.

RESUME

Le télescope spatial GLAST dont le décollage est prévu pour 2006 est destiné à l'astronomie gamma de haute énergie (de 30 MeV à 300 GeV). Il améliore d'un facteur 20 la sensibilité de son prédecesseur EGRET, et couvre un domaine d'énergie plus large. Le nombre de sources attendues pourrait s'élever jusqu'à dix mille.

L'utilisation d'un calorimètre segmenté longitudinalement et transversalement permet de mesurer l'énergie et la position des gerbes avec une bonne précision, malgré sa faible épaisseur. A partir de simulations et de tests sur faisceau, nous avons mis au point des méthodes de reconstruction adaptées aux divers domaines d'énergie et d'angle d'incidence : correction des pertes dans la matière passive du trajectographe, correction de fuites longitudinale, et ajustement de profil de gerbe. Les performances obtenues sont détaillées. Nous détaillons aussi la mesure de position dans un calorimètre segmenté et mettons en évidence un certain nombre de biais de mesure.

D'autre part, la forte augmentation du nombre de sources attendues et la possibilité d'observer des objets étendus motivent la mise au point de méthodes d'analyse plus efficaces que celles à base de maximum de vraisemblance utilisées actuellement. Nous proposons une méthode fondée sur l'analyse en ondelettes adaptée à la recherche de source sur un fond brillant et hautement structuré. La statistique des tranformées en ondelettes du fond est détaillée. La méthode a été testée sur les données d'EGRET et nous discutons son application à GLAST.

Enfin, nous proposons et discutons l'utilisation de GLAST comme télescope à électrons cosmiques de très haute énergie (de quelques centaines de GeV à quelques TeV). Nous discutons en particulier les implications d'une telle mesure vis-à-vis de la production d'électrons dans les restes de supernovae proches et de leur propagation dans le milieu interstellaire. Plusieurs modèles d'accélérations ont été envisagés au sein des restes connus au voisinage du Soleil.

ABSTRACT

The Large Area Telescope (LAT), to be launched in 2006 on the GLAST space mission, will undertake gamma-ray astronomy in the energy range 30 MeV to 300 GeV. The LAT sky survey will have 20 times greater sensitivity, and broader energy coverage, than EGRET did. Projections from the EGRET results indicate that GLAST will detect thousands of sources. The calorimeter section of GLAST is segmented and layered, which permits shower profiles to be measured and good determinations of gamma-ray energies even when showers are not completely contained. Owing to the thinness of the calorimeter, shower leakage can be significant even at energies as low as 1 GeV. Using simulations and data from beam tests we developed reconstruction methods adapted to the various incident energies and angles including corrections for losses in the tracker and for longitudinal leakage. The resulting performance is described here. We also present position estimation in such a calorimeter and discuss some intrinsic biases. Because of the large number of sources, the need to monitor the data constantly for flaring sources, and the possibility to observe extended objects with the LAT, some innovative source detection methods are needed. We propose a method based on wavelet analysis, well adapted to the bright and highly structured background of diffuse gamma-ray emission from cosmic-ray interactions with interstellar gas and photons in the Milky Way. The wavelet transform statistic is detailed. This method has been tested on EGRET data and we discuss its application to GLAST. Finally, we propose to use GLAST as a very high energy (from a few hundred GeV to a few TeV) cosmic electron telescope. We discuss the importance of measuring the spectrum of the cosmic-ray electrons and detail the capabilities of GLAST. The classical approach to the origin of local electrons is criticized and a simple model of the acceleration and escape of electrons in supernovae remnants is presented.