ÉCOLE POLYTECHNIQUE
ParisTech

Étude et modélisation des noyaux actifs de galaxie les plus énergétiques avec le satellite *Fermi*

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le Jeudi 24 Juin 2010

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR de l'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

par

David Sanchez

Composition du jury

Président :	Hélène Sol
Rapporteurs :	Stéphane Corbel Olivier Perdereau
Examinateurs :	Michael Punch Martin Lemoine Berrie Giebels (Directeur de Thèse)

Laboratoire Leprince Ringuet
École polytechnique
91128 PALAISEAU Cedex

Remerciement

La thèse est un moment important dans la vie d'un étudiant. Elle symbolise un accomplissement, un but, voire une finalité. Néanmoins, après trois ans, je réalise que ce n'est que le début de la carrière de chercheur et que si c'est une fin, elle ne fait qu'annoncer un autre début. Ce nouveau départ n'aurait pas pu être possible sans le soutien de mes proches, de mes amis et de mes collègues. Ainsi je remercie tous ceux que je vais oublier de remercier, qu'ils ne s'offusquent pas de ma petite mémoire.

Cette thèse est le résultat de trois ans passés au Laboratoire Leprince Ringuet (LLR). Après ces trois années, force est de constater que ce manuscrit n'est pas seulement le résumé de mon travail mais doit beaucoup aux explications, au travail de mes collègues du groupe Astro. Ainsi je tiens à tous les remercier pour leur soutient et l'aide qu'ils m'ont apportée.

Je remercie particulièrement Berrie Giebels pour m'avoir permis de faire cette thèse au sien du LLR. Je le remercie pour tout les conseils prodigués, l'aide apportée, les discussions, scientifiques ou non, que nous avons eu ainsi que les nombreuses pintes de cette boisson blonde et mousseuse que nous avons partagé.

Je remercie aussi les membres de mon jury. En premier lieu, Hélène Sol pour avoir accepté d'en être la présidente mais aussi Stéphane Corbel et Olivier Perdereau pour avoir attentivement lu mon manuscrit en tant que rapporteur. Enfin merci aussi à martin Lemoine et Michael Punch pour avoir gentiment accepté de faire parti de mon jury.

Mes proches m'ont beaucoup aidé tout au long de ma scolarité et je tiens à les remercier. Mes parents m'ont appris à être curieux et m'ont permis de faire ce que je voulais de ma vie. J'ai aussi une pensée pour mon petit frère avec qui je partage tant d'éclats de rire.

Enfin, je voudrais dire merci à celle qui m'a soutenu, supporté, encouragé (et c'est peu dire) depuis tant d'années. Merci à Guylaine, ma femme, à qui je dédie ce manuscrit et que j'embrasse de tout mon cœur. Je suis heureux d'être le père de ton enfant.

À ma femme.

Table des matières

1 L'astronomie γ 9

1.1 L'astroparticule et les rayons cosmiques 9
1.1.1 Historique 9
1.1.2 Le rayonnement cosmique 10
1.2 Accélération de particules chargées 13
1.2.1 Accélération par champ électrique 13
1.2.2 Accélération par onde de choc 14
1.2.3 Temps d'accélération et énergie maximale 17
1.2.4 Conclusions 17
1.3 Production de photons et de neutrinos 19
1.3.1 Processus Synchrotron 19
1.3.2 Processus Compton Inverse 19
1.3.3 Rayonnement de freinage ou bremsstrahlung 21
1.3.4 Désintégration de π^0 21
1.4 L'astrophysique des photons γ 22
1.4.1 Méthodes d'observation 23
1.4.2 Les systèmes de coordonnées 28
1.4.3 Les principales sources de photons γ 30
1.5 Les Noyaux Actifs de Galaxie 36
1.5.1 Modèle d'unification 37
1.5.2 Description de la classe des blazars 39
1.5.3 Description du jet des blazars 40
1.5.4 Les NAG vus aux très hautes énergies 48

2 Le satellite *Fermi* 51

2.1 Contraintes d'une expérience spatiale 51
2.2 Principe de détection du LAT 53
2.3 Reconstruction des évènements 57
2.4 Performances du LAT 58
2.5 Analyse des données 61
2.5.1 Réponses instrumentales 61
2.5.2 Préparation de l'analyse 62
2.5.3 Analyse par maximum de vraisemblance 66

2.5.4 Calcul des erreurs statistiques 68
2.5.5 Significativité d'une source 69
2.5.6 Limites supérieures 71
2.5.7 Courbes de Lumière 72
2.5.8 Simulations 74

3 Les NAG vus au TeV **77**
3.1 Les observations au TeV 77
3.1.1 Historique 77
3.1.2 Stratégie d'observation au TeV 82
3.2 Propagation des photons γ 84
3.3 Description de l'étude 86
3.3.1 Motivation d'une étude GeV-TeV 86
3.3.2 Méthodologie 89
3.3.3 Spectres des sources 91
3.3.4 Courbes de lumière 93
3.4 Résultats 98
3.4.1 Résultats collectifs 98
3.4.2 Résultats du LAT sur quelques sources TeV particulières 100
3.4.3 Résultats sur des sources non détectées au TeV 104
3.5 Effets de l'EBL 105
3.5.1 Contraintes sur l'opacité avec les données au TeV . . . 105
3.5.2 Effet de l'EBL sur les spectres observés 105
3.5.3 Résultats 106
3.5.4 Possibles effets systématiques 107
3.5.5 Discussion 108

4 Modélisation de PKS 2155-304 et PG 1553+113 **123**
4.1 Le modèle SSC 123
4.1.1 L'émission Synchrotron 125
4.1.2 Émission par processus Compton inverse 129
4.1.3 Spectres émis 135
4.2 Observations multi-λ de PKS 2155-304 145
4.2.1 Motivation 145
4.2.2 Observations et spectres 145
4.2.3 Courbes de lumière 149
4.2.4 Modélisation SSC et discussion 152
4.3 Détection par *Fermi* du blazar PG 1553+113 156
4.3.1 Observations Multi-longueur d'onde 156
4.3.2 Comparaison Thomson et KN 159
4.4 Conclusion 163

5 Observations *RXTE-Fermi* de PKS 2155-304 **165**
5.1 Enjeux d'une campagne *RXTE-Fermi* 165
5.2 Analyse spectrale 165
5.2.1 Résultats 165
5.2.2 Modélisation de la SED moyennée dans le temps . . . 168
5.3 Étude temporelle 169
5.3.1 Courbes de lumière et variabilité 169
5.3.2 Corrélation 171
5.3.3 Courbes de lumière sur-échantillonnées 172
5.4 Étude de la période MJD 54970–55040 179
5.5 Modèle SSC dépendant du temps 180
5.5.1 Évolution de la densité $N_e(\gamma, t)$ avec le temps 180
5.5.2 Parcours de la lumière 181
5.5.3 Paramètres du modèle 182
5.6 Application à PKS 2155-304 183
5.6.1 État stationnaire 183
5.6.2 Modélisation dynamique de la période MJD 54970–55040 184
5.6.3 Conclusion 187

6 Conclusion **197**

A Modèle XML et Script `python` **201**
A.1 Modèle de ciel en format XML 201
A.2 Fonctions `Python` 202

B Contours d'erreur à 1σ **207**
B.1 Description mathématique 207
B.2 Application à la loi de puissance 208
B.3 Application à la fonction log-parabole 209
B.4 Application à la loi de puissance brisée 209
B.5 Conclusion 210

C Calcul de l'opacité τ **213**
C.1 Calcul de l'opacité 213
C.2 Absorption pour PKS 2155-304 215

D Calibration du calorimètre **217**
D.1 Description de l'électronique du calorimètre 217
D.2 Déclenchement par le calorimètre 218
D.3 Piédestaux 219
D.4 Log Accept ou LAC 219
D.5 Surveillance des seuils en vol 221

E Calcul d'erreur **225**
E.1 Méthode 225
E.2 Intérêt 226
E.3 Prise en compte des erreurs asymétriques 227

F Variabilité des blazars **229**
F.1 Motivation 229
F.2 Modèlisation de Markarian 421 229
F.3 Génération de bruit rouge 230
F.4 Simulations 231
F.5 Résultats 232

Chapitre 1

L'astronomie γ

1.1 L'astroparticule et les rayons cosmiques

1.1.1 Historique

L'astroparticule est un domaine interdisciplinaire, à l'intersection de la physique des particules, de l'astronomie et de la cosmologie, qui s'intéresse aux phénomènes cosmiques les plus violents dans l'Univers et étudie les lois fondamentales de la physique des particules et de la gravitation.

Il est possible de distinguer différents champs de recherche :

- la cosmologie se consacre à l'étude de la théorie du big bang, de l'inflation mais aussi à la détection d'ondes gravitationnelles avec l'expérience Virgo ou à l'étude du fond diffus cosmologie avec l'expérience *Planck*.
- l'étude des neutrinos, particules neutres et de masse infinitésimale n'interagissant pratiquement pas avec la matière et se propageant en ligne droite dans l'univers. Des expériences comme Antarès dans la mer Méditerranée ou encore double Chooz dans les Ardennes sont dévolues à l'étude et à la détection de ces particules.
- les rayons cosmiques dont les propriétés sont discutées dans la suite. Beaucoup d'expériences ont pour but la compréhension de leurs origines et de leurs interactions avec le milieu interstellaire.

En 1912, grâce à plusieurs vols en ballon, Victor Hess découvrit un rayonnement pénétrant venant du cosmos. Ceci lui valut le prix Nobel en 1936. S'engagea alors une bataille entre les physiciens Millikan et Compton, le premier défendant l'hypothèse que la nature de ce rayonnement était électromagnétique, alors que Compton militait pour une nature corpusculaire. Il est resté ce terme de "rayonnement cosmique" introduit par Millikan bien que les photons ne représentent qu'une infime partie des rayons cosmiques, principalement composés de protons (89%), de noyaux lourds (10%) et d'électrons (1%).

Le rayonnement cosmique fut le premier "faisceau" utilisé par les physi-

ciens pour l'étude des particules fondamentales, permettant, dans les années 1930, la découverte du positron, du muon ou encore du pion par l'interaction secondaire des rayons cosmiques. Anderson eut le prix Nobel la même année que Hess pour la découverte du positron. En 1938, Pierre Auger découvrit que deux détecteurs distants de plusieurs mètres signaient en coïncidence l'arrivée de particules chargées et mit en évidence les gerbes atmosphériques.

Depuis les années 1920-30, les progrès de mesure ont été spectaculaires et on mesure maintenant le spectre des rayons cosmiques sur 12 ordres de grandeur en énergie et 30 ordres de grandeur en flux (figure 1.1). Le spectre différentiel est, dans une première approximation, bien décrit par une loi de puissance, c'est-à-dire que le nombre N de particules par unité d'énergie E est proportionnel à l'énergie suivant la formule :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\Gamma}; \text{ avec un indice spectral } \Gamma \approx 2.7 \tag{1.1}$$

Néanmoins, la présence de deux cassures dans ce spectre est à noter :
- la première, à une énergie d'environ 5×10^{15} eV, est appelée le genou. Elle est caractérisée par un changement d'indice spectral qui passe de $\Gamma = 2.7$ à $\Gamma = 3.0$,
- la cheville se situe à une énergie de 10^{19} eV et est caractérisée par un indice allant de $\Gamma = 3$ à $\Gamma = 2.7$.

1.1.2 Le rayonnement cosmique

Étant chargés, les rayons cosmiques sont déviés par les champs magnétiques présents dans la Galaxie et dans le milieu intergalactique. Le rayon de giration est donné par la formule classique :

$$\frac{\mathrm{R}}{\mathrm{pc}} = \frac{\mathrm{E/PeV}}{\mathrm{B}/10^{-10}\mathrm{T}} \tag{1.2}$$

Le rayon de la Galaxie étant de l'ordre de 10^4 pc [1] et les champs magnétiques de l'ordre de 10^{-10}T, en dessous d'une énergie de 10^4 PeV= 10^{19} eV≡ 10 EeV, le rayon de giration d'un proton est de l'ordre du rayon de la Galaxie et l'information sur sa provenance est perdue.

On peut imaginer utiliser les rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^4 PeV afin de remonter aux sources. Néanmoins deux autres limitations sont présentes dans ce cas :
- le très faible flux ($\approx$ 1 particule par km^2 et par an). En trois ans, l'expérience AUGER (Abraham et al., 2004), située en Amérique du Sud, a détecté 81 évènements au dessus de 40 EeV (The Pierre Auger Collaboration et al., 2007; The Pierre AUGER Collaboration et al., 2008),

1. 1pc (parsec)= 3.08×10^{16} cm $\approx$ 3 années lumière.

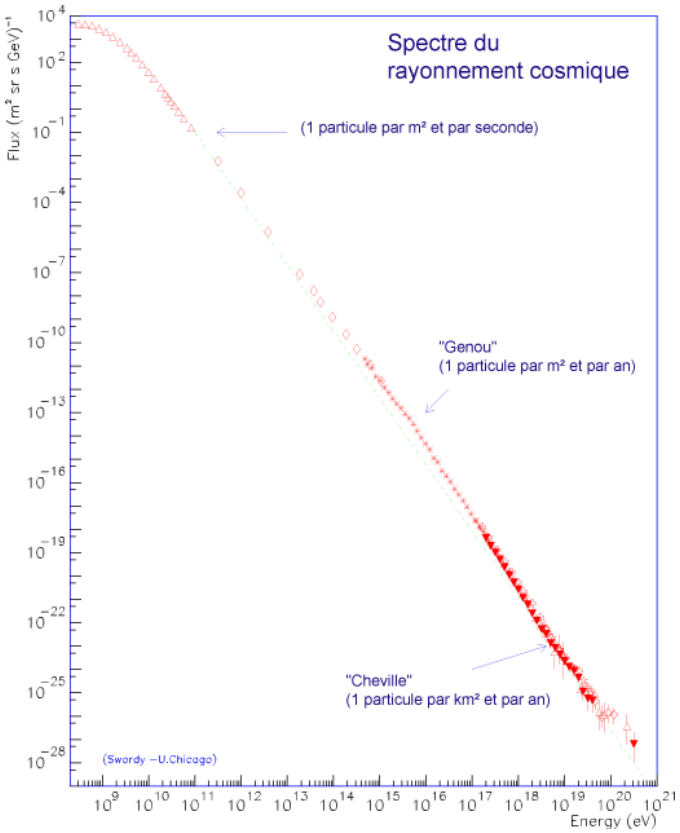


FIGURE 1.1 Spectre différentiel des rayons cosmiques mesuré sur Terre. On notera la présence du genou et de la cheville qui sont indiqués.

– à encore plus haute énergie, la coupure GZK, du nom de Greisen, Zatsepin et Kuz'min, rend l'univers opaque (Greisen, 1966; Zatsepin & Kuz'min, 1966).

En effet, les rayons cosmiques interagissent avec le fond diffus cosmologique à 2.7 K (*Cosmic microwave background* en anglais, CMB) créant une sphère de quelques centaines de Mpc, appelée sphère GZK, au delà de laquelle l'Univers est opaque. Considérons un proton d'énergie E_{p} entrant en collision avec un photon du CMB produisant ainsi, par résonance Δ, un pion et un proton. La conservation des quadrivecteurs énergie-impulsion impose :

$$E_{\mathrm{p}} = \frac{\mathrm{m}_{\pi}^2 + 2\mathrm{m}_{\pi}\mathrm{m}_p}{4E_{\gamma}} \tag{1.3}$$

Il n'y a qu'une seule fenêtre en énergie et en distance, où les flux sont très faibles, disponible pour faire de l'astronomie des rayons cosmiques. Néanmoins, dans cette fenêtre, la mesure de l'anisotropie des rayons cosmiques pourrait permettre de déterminer de manière directe leur origine.

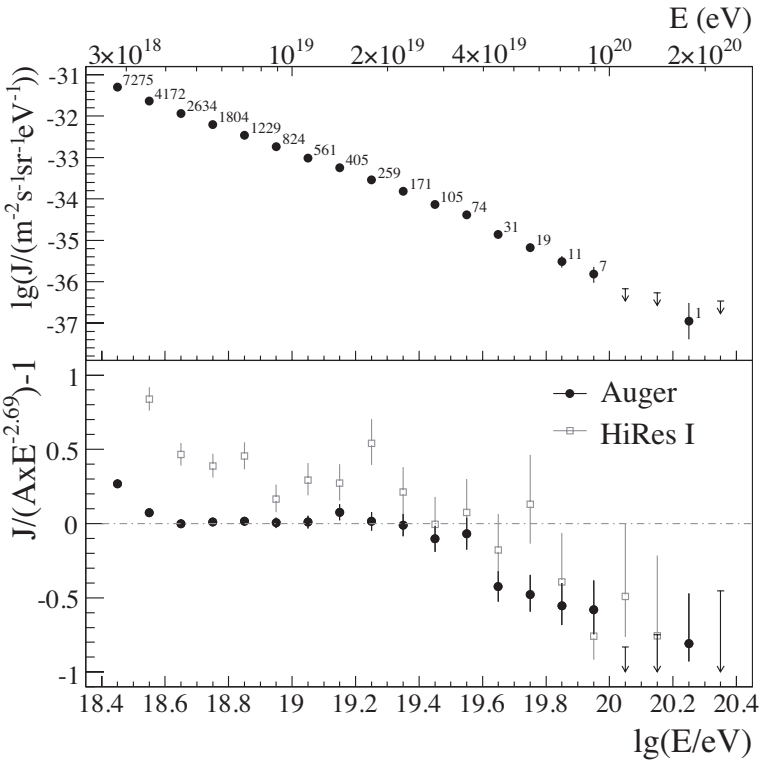


FIGURE 1.2 En haut, spectre différentiel des rayons cosmiques au dessus de 10^{18} eV. En bas, les mêmes données mais le spectre est multiplié par $E^{2.69}$ afin de faire apparaitre la cheville et la coupure GZK. Les points blancs sont les données HiRes et les noirs les données AUGER. Figure tirée de Abraham et al. (2008).

Ainsi, AUGER a mis en évidence cette anisotropie [2] et une corrélation entre la direction d'arrivée des évènements enregistrés et la "matière", tracée par les noyaux actifs de galaxie, présente dans la sphère GZK (The Pierre Auger Collaboration et al., 2007). Dans cette étude, on notera que 2 évènements ont une direction coïncidente avec l'objet Centaurus A [3] source détectée par *Fermi* et les observatoires Tcherenkov (voir chapitre 3).

A plus basse énergie, malgré l'isotropie, le flux important permet l'étude de la composition des rayons cosmiques renseignant sur leur origine et sur leur propagation dans la Galaxie :

- les rayons cosmiques sont en grande majorité des protons et des atomes.
- les noyaux légers comme le Lithium, le Béryllium et le Bore sont en plus grande abondance que celle mesurée dans le système solaire et ont

2. Cette anisotropie semble s'estomper avec plus de données mais reste significative (The Pierre Auger Collaboration: J. Abraham et al., 2009).

3. Les évènements sont présents dans un rayon de 3° autour de la source.

donc une origine secondaire. Ils proviennent de la spallation des protons sur des noyaux plus lourds du milieu galactique (Mashnik, 2000, pour une revue approfondie). Leur abondance permet de déterminer l'épaisseur de matière traversée qui est de l'ordre de 5 g·cm^{-2}.
– le taux des éléments radioactifs produits par spallation comme le Be^{10} dont la durée de vie est $\tau = 3.9 \cdot 10^6$ ans, permet de connaître le temps de résidence dans la Galaxie. Ce temps est de l'ordre de 10^7 ans.
– l'origine du genou, visible sur la figure 1.1 et caractérisé par un changement de pente ($\Delta\Gamma = 0.3$), est mal comprise. Cependant les résultats de l'expérience KASCADE montrent qu'il ne serait en fait que le genou des protons et que la composante d'indice $\Gamma = -3$ entre le genou et la cheville résulterait de la superposition des genoux des différentes espèces chimiques (Hoerandel, 2003).

1.2 Accélération de particules chargées

Un rayonnement dit thermique est produit par le rayonnement de corps noir d'un objet ou d'un gaz. Dans le cas idéal du corps noir parfait, ce spectre est décrit par la loi de Planck. Un exemple célèbre est le fond diffus cosmologique dont la température de corps noir est 2.7 K. En comparaison, le spectre en loi de puissance du rayonnement cosmique ne peut être expliqué par un processus thermique, les particules ayant subi une accélération dans des sites et par des processus qu'il faut encore déterminer précisément.

1.2.1 Accélération par champ électrique

Afin d'accélérer une particule chargée, il faut la soumettre à un champ électrique V. C'est ce qui se produit au voisinage d'un pulsar.

Un pulsar est une étoile à neutron en rotation rapide, née de l'effondrement d'une étoile de plus de 8 masses solaires ($M_\odot$). Le lecteur intéressé pourra trouver une revue complète sur les pulsars dans Lorimer & Kramer (2004). On peut comprendre la physique en jeu en considérant l'étoile comme un dipôle fortement magnétisé, de champ magnétique B, dont la direction est différente de l'axe de rotation $\vec{\Omega}$, alors il se crée un champ électrique à la distance $\vec{r}$ du centre de l'étoile, $E \propto \|\vec{\Omega} \cdot \vec{r} \times B\|$. La valeur de E est de l'ordre de 10^{14}Vm^{-1}, suffisant pour arracher des particules à la surface de l'étoile (Goldreich & Julian, 1969) et les accélérer.

Dans ce cadre, l'énergie maximale que peut atteindre une particule de charge Z est de l'ordre de :

$$E_{max} = 3.4 \times 10^{17} Z \frac{B}{10^{12}\mathrm{G}} \left(\frac{\Omega}{10^3\ \mathrm{s}^{-1}}\right)^2 \left(\frac{R}{10^6\ \mathrm{cm}}\right)^3\ \mathrm{eV} \qquad (1.4)$$

soit une énergie pouvant aller jusqu'à $E_{\max} = 3.4 \times 10^{17}$ eV pour un pulsar

de période de rotation 1 ms, bien supérieure à celle du genou. Néanmoins, le flux total de particules ainsi accélérées reste faible. Considérant les limites sur l'anisotropie des rayons cosmiques à ces énergies, Bhadra (2006) a montré que la contribution de deux pulsars proches, à savoir Vela et Geminga, ne pouvait excéder plus de 1% du flux de rayons cosmiques.

Ce processus est très difficile à mettre en œuvre dans le reste de l'univers car le milieu est globalement nul et donc $E = 0$. Il est néanmoins possible d'imaginer que ce processus soit actif dans l'environnement proche des trous noirs (Blandford & Znajek, 1977).

1.2.2 Accélération par onde de choc

Choc non-relativiste C'est en 1949 que Enrico Fermi postule que les particules chargées sont accélérées par réflexions successives sur des nuages magnétisés (Fermi, 1949), on parle d'accélération de Fermi du second ordre. On sait maintenant que ce modèle souffre de grosses limitations, notamment sur le temps d'accélération (10^8 ans) trop grand par rapport au temps de résidence dans la Galaxie (10^7 ans), mais contient l'essentiel de la physique.

L'accélération de Fermi, dit du premier ordre, fait appel à des ondes de choc non collisionnelles (Fermi, 1954). De telles ondes de choc sont caractérisées par une discontinuité des grandeurs physiques du milieu telles la densité ρ ou encore la vitesse v.

Considérons une onde de choc se déplaçant à une vitesse $V \ll c$ dans un milieu dit amont. En aval du choc, le milieu est choqué et le champ magnétique est erratique. Une particule relativiste, d'énergie E_0, dans le milieu amont dont la vitesse est proche de celle de la lumière peut traverser le front de choc et, après plusieurs changements de direction dans le milieu choqué, retraverser le choc. Il est important de noter que l'on considère ici que les particules s'isotropisent dans le milieu aval. La figure 1.3 donne une vue schématique de ce cycle. Après un tel cycle, le gain d'énergie ΔE est :

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3}\frac{r-1}{r}\frac{V}{c} \tag{1.5}$$

où r est le facteur de compression du choc. Pour un gaz parfait et un choc fort $r = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$, γ étant le coefficient adiabatique du milieu [4]. Le gain en énergie est proportionnel à l'énergie de la particule et ce mécanisme est qualifié de mécanisme de Fermi d'ordre I.

Une particule ayant une énergie initiale E_0 et ayant subi n cycles aura ainsi une énergie :

$$E_n = (1+k)^n E_0 \quad \text{avec} \quad k = \frac{4}{3}\frac{r-1}{r}\frac{V}{c} \tag{1.6}$$

4. Pour un gaz parfait monoatomique $\gamma = 5/3$.

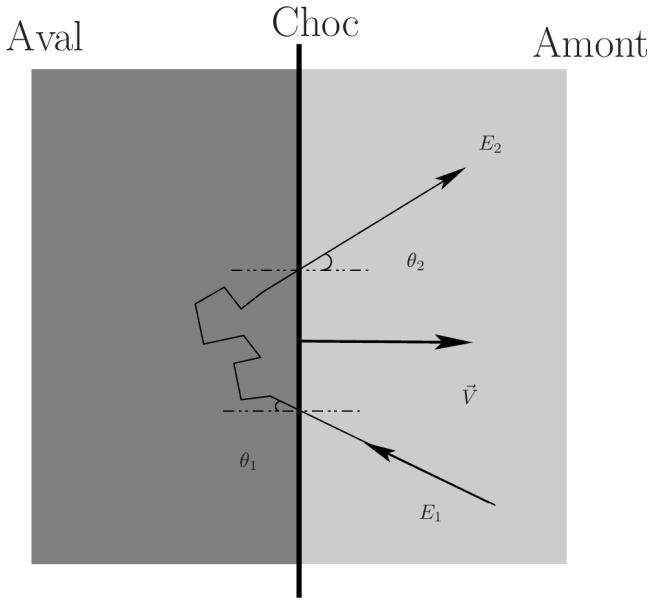


FIGURE 1.3 Schéma d'un cycle d'accélération par un choc.

Les particules peuvent aussi s'échapper de la zone d'accélération avec une probabilité $P_{\rm esc}$ et donc après n cycles il reste $N_n = N_0(1 - P_{\rm esc})^n$ particules. De l'équation 1.6, on peut écrire $n = \frac{log(E/E_0)}{log(1+k)}$ et ainsi le nombre de particules ayant une énergie supérieure à E est :

$$N(\geqslant E) = N_0 \frac{E}{E_0}^{\frac{1-P_{\rm esc}}{1-k}} \tag{1.7}$$

En dérivant cette expression, on obtient le spectre différentiel et on montre que l'indice de la loi de puissance obtenue est :

$$x = \frac{r+2}{r-1} = 2 \text{ pour un gaz monoatomique parfait} \tag{1.8}$$

Ce processus d'accélération, et c'est sa grande force, produit naturellement un spectre en loi de puissance, par ailleurs observé dans le spectre des rayons cosmiques. Ce type de choc se rencontre par exemple dans les restes de supernovæ (SNR).

Choc relativiste Nous avons considéré précédemment un choc se déplaçant à une vitesse non relativiste dans un milieu composé d'une seule espèce de particules. Intéressons nous maintenant aux chocs relativistes définis tels que $V_{\rm choc}/c = \beta_{\rm choc} \approx 1$. Cette section est basée sur la revue de Gallant (2002), le lecteur intéressé pourra y trouver plus de détails. On rencontre ce type de choc typiquement dans les Noyaux Actifs de Galaxie (*Active Galaxic Nuclei* en anglais, NAG), ou les sursauts Gamma (*Gamma Ray Burst*, GRB).

Les vitesses sont évaluées dans le référentiel du choc. Le milieu amont (resp. aval) possède ainsi une vitesse β_1 (resp. β_2) et la vitesse d'un milieu par rapport à l'autre $\beta_{\rm rel}$ s'écrit :

$$\beta_{\rm rel} = \frac{\beta_1 - \beta_2}{1 - \beta_1\beta_2} \tag{1.9}$$

Considérons une particule d'énergie E_i traversant le choc d'amont en aval en faisant un angle $u_d = \cos(\theta_d)$ avec celui-ci. Elle traverse ensuite le choc d'aval en amont en faisant un angle $u_u = \cos(\theta_u)$. En écrivant les transformations de Lorentz pour les deux changements de référentiel successifs, on arrive à :

$$\frac{E_f}{E_i} = \Gamma_{\rm rel}^2(1 - \beta_{\rm rel}u_d)(1 + \beta_{\rm rel}u'_u) \tag{1.10}$$

où les quantités primées sont évaluées dans le référentiel du fluide aval.

Pour un choc ultra-relativiste, le milieu aval est chauffé par le choc et le gaz est donc ultra-relativiste. Dans ces conditions, on montre, en utilisant les équations de passage du choc et l'équation d'état du gaz, que $\beta_2 = \frac{1}{3}$. Dans le milieu amont, les particules n'ayant pas encore traversé le choc sont isotropes et le facteur $(1 + \beta_{\rm rel}u'_u)$ de l'équation 1.10 est donc proche de l'unité. Pour les particules dans le milieu aval, elles doivent, pour traverser le choc, satisfaire $1 > u_u > \beta_{\rm rel}$ et ainsi le premier terme de 1.10 est aussi de l'ordre de l'unité. Le gain en énergie lors du premier cycle est donc (Vietri, 1995) :

$$\frac{E_f}{E_i} \approx \Gamma_{\rm rel}^2 \tag{1.11}$$

À la différence du cas non-relativiste, les distributions des angles u_u et u_d sont fortement anisotropes pour les cycles suivants. Les particules ayant déjà traversé le choc sont relativistes et la condition pour qu'elles le retraversent est $\theta_u < \Gamma_{\rm ch}$. Gallant & Achterberg (1999) ont montré que $\theta_d < 2\Gamma_{\rm ch}$ et l'équation 1.10 s'écrit pour les cycles suivants :

$$\frac{E_f}{E_i} \approx \frac{1 + u'_u}{1 + u'_d} \tag{1.12}$$

Le gain en énergie est de l'ordre de l'énergie initiale E_i de la particule, nettement plus grand que pour un choc non-relativiste.

Dans le cas du choc non-relativiste, l'indice de la loi de puissance du spectre dépend du gain moyen d'énergie et du temps d'échappement. Dans le cas relativiste, ces quantités dépendent des angles puisque les distributions des particules sont anisotropes.

Le calcul de ces distributions se fait de manière numérique, soit par Monte Carlo, soit par une méthode semi-analytique, les deux méthodes donnant des résultats similaires (Kirk et al., 2000; Achterberg et al., 2001) sur

l'indice de la loi de puissance obtenue pour la distribution de particules accélérées $p \approx 2.2 - 2.3$.

1.2.3 Temps d'accélération et énergie maximale

Un point important dans l'étude des mécanismes d'accélération est le temps typique d'accélération du processus $\tau_{\rm acc} = \frac{E}{dE/dt}$. Dans le cas d'une onde de choc non relativiste, présente par exemple dans les SNR, le temps d'accélération est :

$$\tau_{\rm acc} \approx \tau_{\rm cycle}/\beta_{\rm choc} \tag{1.13}$$

Pour un choc ayant une vitesse de quelques milliers de km/s, le temps caractéristique d'accélération pour des protons de 10 GeV est $\tau_{\rm acc} \approx 10^6$ s. Ce temps est compatible avec l'âge des SNR (de l'ordre du millier d'années).

Comme le gain en énergie est $\approx E_i$ pour un choc relativiste, le temps d'accélération est lui proche du temps d'un cycle $\tau_{\rm cycle}$, lui même dépendant de la valeur du champ magnétique dans les milieux amont et aval.

Posons nous dès lors la question de savoir dans quels objets de tels chocs sont présents et si les conditions sont réunies pour suffisamment accélérer des particules.

On a déjà mentionné que dans les SNR, les chocs sont non-relativistes alors que dans les NAG et les GRB, ce sont des chocs relativistes qui sont à l'œuvre. Cependant, il est possible d'estimer l'énergie maximale atteinte par des rayons cosmiques de la même façon pour les deux types de choc par des considérations simples. Pour être accélérée, la particule doit rester dans la zone d'accélération et s'échappera dès que son rayon de Larmor (proportionnel à E/B) sera plus grand que la taille de la zone accélératrice (R) imposant une condition sur l'énergie maximale.

La figure 1.4 est un diagramme de Hillas (Hillas, 1984) donnant le champ magnétique en fonction de la taille pour différent objets. Dans ce diagramme, à énergie maximale donnée, la relation R–B est une droite. Ainsi les SNR, envisagées comme un possible accélérateur de rayons cosmiques (voir Gabici (2008) pour une revue récente) sont capables d'accélérer des particules jusqu'à des énergies de l'ordre du genou. Afin d'atteindre des énergies plus importantes, il faut se tourner vers des accélérateurs extragalactiques : les NAG (Ginzburg & Syrovatskii, 1964) ou encore les GRB (Vietri, 1995; Waxman, 2006, pour une revue récente).

1.2.4 Conclusions

Les mécanismes de Fermi sont souvent invoqués comme processus de base pour l'accélération des rayons cosmiques. Suivant le type de choc (relativiste ou non) et les caractéristiques de la source (taille, champ magnétique), les énergies atteintes, ainsi que les temps d'accélération varient de manière importante.

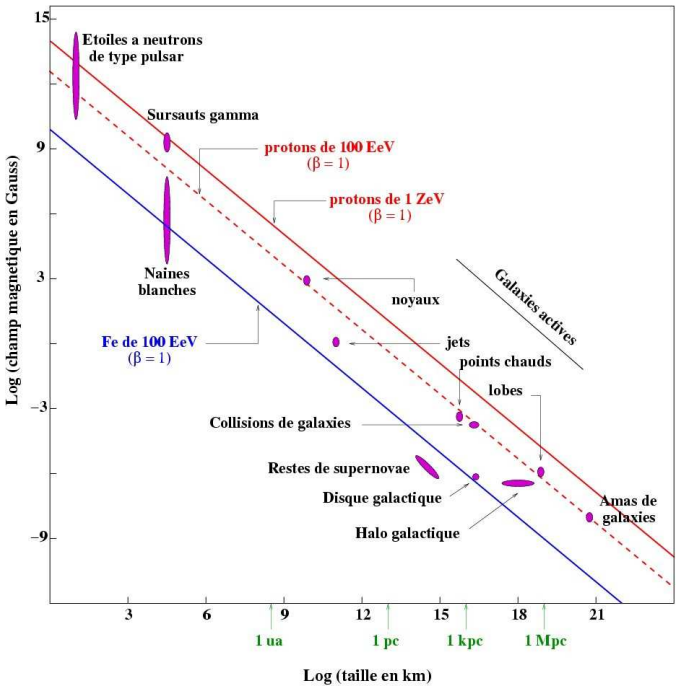


FIGURE 1.4 Diagramme de Hillas. La ligne pleine rouge représente la relation R–B pour un proton accéléré à 1 ZeV $= 1 \times 10^{21}$ eV. La droite bleue est obtenue pour un atome de fer à 100 EeV, la ligne pointillé rouge pour un proton à la même énergie. Chaque type de source est repéré dans ce diagramme par une ellipse violette donnant les valeurs de B et R typiques de ces sources. Plus une source se situe vers le haut et la droite de cette figure, plus l'énergie maximale atteinte peut être grande.

Les spectres obtenus par ces mécanismes sont des lois de puissance dont l'indice spectral p est plus grand que 2. Nous verrons dans la suite que les particules chargées vont émettre des photons et des neutrinos et qu'il existe donc une relation entre le spectre des rayons cosmiques et celui des particules secondaires (photons, neutrinos). La détection de ces particules et des études spectrales permettent alors de contraindre les distributions des rayons cosmiques émetteurs.

Par un raisonnement inverse, la valeur $p = 2$ est souvent utilisée comme une limite supérieure pour contraindre les spectres de photons des sources. C'est notamment le cas pour les NAG les plus énergétiques (chapitre 3).

1.3 Production de photons et de neutrinos par des particules chargées

1.3.1 Processus Synchrotron

Des particules chargées de masse m, de charge q, de vitesse $v = \beta/c$ et d'énergie γmc^2 , plongées dans un champ magnétique B, vont subir la force de Lorentz :

$$\frac{d}{dt}(\gamma m\vec{v}) = \frac{q}{c}\vec{v} \wedge \vec{B} \tag{1.14}$$

Les particules auront une trajectoire hélicoïdale de vitesse angulaire $\omega = \frac{qB}{m\gamma}$ et émettront des photons par processus synchrotron avec une puissance totale :

$$P = \frac{4}{3}\sigma_T c\beta^2\gamma^2 m^2 c^4 \frac{B^2}{8\pi} \tag{1.15}$$

où σ_T est la section efficace Thomson. L'énergie à laquelle l'émission d'une particule par processus synchrotron est maximale est $E = 0.45\frac{qB\hbar}{m}\gamma^2$, correspondant à 1 keV pour un électron d'énergie $\gamma = 10^6$ dans un champ magnétique $B = 0.2$ Gauss et à 0.5 eV pour un proton dans les mêmes conditions.

Le spectre émis par une distribution de particules décrit par $N(\gamma) \propto \gamma^{-p}$ est une loi de puissance d'indice $\alpha = (p-1)/2$ (Rybicki & Lightman, 1979, et chapitre 4). Le rayonnement synchrotron émis par des électrons est invoqué pour expliquer l'émission de la radio jusqu'aux rayons X provenant de nombreuses sources.

Le rayonnement émis par processus synchrotron est polarisé (Rybicki & Lightman, 1979). Le taux de polarisation en fonction de la fréquence des photons ν est (Bjornsson & Blumenthal, 1982) :

$$\Pi(\nu) = \frac{1+\alpha(\nu)}{5/3+\alpha(\nu)} \tag{1.16}$$

Cette formule est valable si les lignes de champ magnétique sont alignées et ne dépend que de l'indice spectral α, qui dans le cas général dépend de la fréquence ν (figure 1.5).

1.3.2 Processus Compton Inverse

Une particule chargée peut transférer une partie de son énergie à un photon cible de basse énergie par le processus de diffusion Compton inverse. Deux régimes pour ce processus sont à discerner. Lorsque l'énergie du photon $E_{\rm ph}$, dans le référentiel de la particule, est $E_{\rm ph} \ll 2mc^2$, c'est le régime Thomson. La puissance émise par la particule dans un champ de photons isotrope est alors :

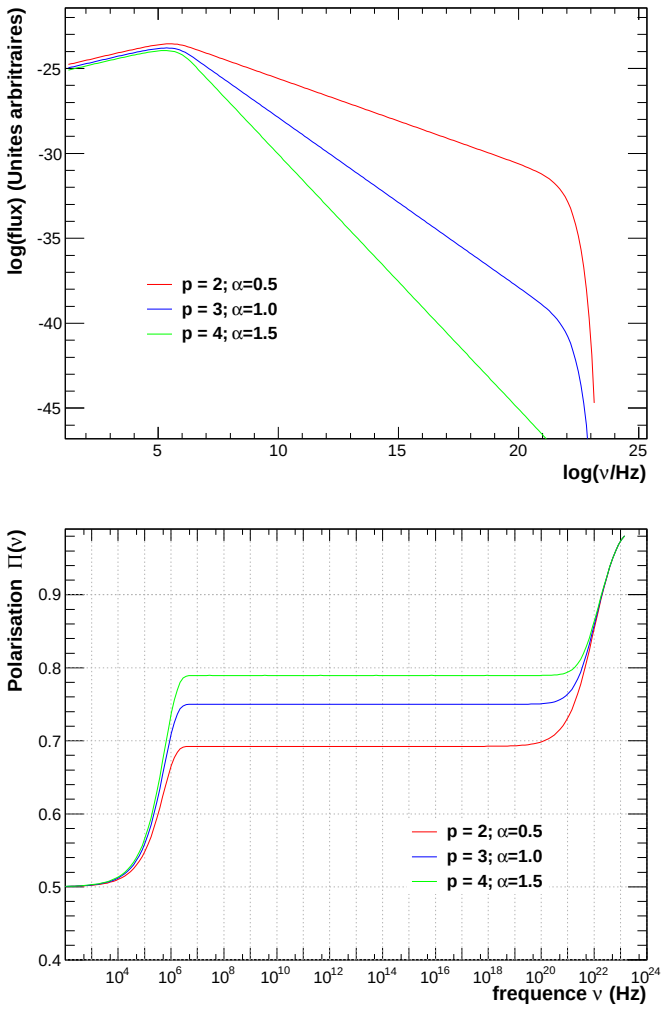


FIGURE 1.5 En haut, émission synchrotron par une population de particules décrite par une loi de puissance d'indice $p = 2, 3, 4$ entre deux bornes en énergie $\gamma_{\rm min} = 0$ et $\gamma_{\rm max} = 10^6$. En bas, le taux de polarisation correspondant (Eq 1.16).

$$P_{\rm IC} = c\gamma^2\sigma_T(1 + \frac{1}{3}\beta^2)^2 U_{\rm ph} \tag{1.17}$$

où $U_{\rm ph}$ est la densité d'énergie des photons cibles.

Si $E_{\rm ph} \gg 2mc^2$, c'est le régime Klein-Nishina dans lequel la section efficace diminue avec l'énergie $E_{\rm ph}$ et toute l'énergie cinétique de la particule est transférée au photon.

Les sources de photons cibles pour ce processus sont par exemple le CMB, l'émission diffuse de la Galaxie ou des champs de photons présents dans

les sites d'accélération et produits par émission thermique ou synchrotron. Ce processus est souvent invoqué pour expliquer l'émission au dessus de 100 MeV de certains objets tels que les NAG.

On montre que, sous certaines conditions (chapitre 4), si la densité d'électrons est donnée par une loi de puissance d'indice p alors le spectre émis suit une loi de puissance d'indice $(p+1)/2$. La théorie de l'accélération par onde de choc prédit un spectre de particule d'indice $p \leq 2$ (chapitre 1), ce qui correspond à un spectre de photons γ d'indice minimal $\Gamma = 1.5$, limite utilisée pour l'étude des effets de l'EBL.

1.3.3 Rayonnement de freinage ou bremsstrahlung

Le rayonnement continu de freinage ou bremsstrahlung est émis lors du passage d'une particule chargée dans le champ coulombien d'un noyau. Le cas des particules relativistes requière un traitement quantique compliqué et on distingue deux régimes (Blumenthal & Gould, 1970). Le premier est le régime à faible écrantage valable pour un gaz complètement ionisé composé de N espèces d'ions de densité n_i. La puissance totale alors émise par une particule d'énergie E est (Rybicki & Lightman, 1979) :

$$P = \frac{e^6}{16\pi^3\epsilon_0 m^2 c^4 \hbar} \sum_{i=1}^{N} n_i Z_i (Z_i + 1) E[\ln(2\gamma) + 1/3] \tag{1.18}$$

où Z_i est la charge des ions de l'espèce i et e la charge élémentaire.

Dans le milieu interstellaire, qui n'est que partiellement ionisé, l'écrantage est plus important et la puissance émise devient :

$$P = \frac{e^6}{16\pi^3\epsilon_0 m^2 c^4 \hbar} \sum_{i} n_i Z_i (Z_i + 1) E[\ln(183/Z_i^{1/3}) + 1/8] \tag{1.19}$$

Le spectre différentiel des photons émis par bremsstrahlung suit une loi de puissance d'indice p si la distribution de particule suit aussi une loi puissance d'indice p.

1.3.4 Désintégration de π^0

La production de pions neutres est un processus dit hadronique et est réalisable par interaction proton-proton :

$$p + p \rightarrow \pi^-, \pi^0, \pi^+ \tag{1.20}$$

ou encore par résonance Δ dans l'interaction proton-γ :

$$\begin{aligned} p + \gamma \rightarrow \Delta \rightarrow p + \pi^0 \text{ Probabilite } (2/3) \\ p + \gamma \rightarrow \Delta \rightarrow n + \pi^+ \text{ Probabilite } (1/3) \end{aligned} \tag{1.21}$$

Les pions chargés vont se désintégrer en muons et neutrinos avec une durée de vie moyenne de 2.551×10^{-8} seconde. Les muons, d'une durée de vie de 2.2001×10^{-6} seconde, se désintègrent eux-mêmes en électrons et neutrinos.

Les pions neutres se désintègrent en 2 photons (dans 98,798 % des désintégrations) avec une durée moyenne de 1.78×10^{-16} seconde. Dans le référentiel du pion, les photons ont une énergie de 70 MeV (rayons γ). C'est par ce mécanisme que les nuages de gaz interstellaire de la Galaxie émettent au dessus de 100 MeV. Ces processus sont accompagnés de la production de neutrinos caractéristiques des réactions hadroniques.

1.4 L'astrophysique des photons γ

Afin de pouvoir identifier les sources astrophysiques, il faut un messager qui se propage en ligne droite depuis son site de création et qui peut être détecté sur Terre. Nous pouvons dès lors considérer trois types de messagers :

- les ondes gravitationnelles, prédites par Einstein. Les expériences d'interférométrie comme Virgo n'en ont toujours pas détectées,
- les neutrinos, très difficiles à détecter du fait qu'ils interagissent faiblement. Actuellement les sources de neutrinos identifiées sont le soleil et les explosions de supernovæ telle que SN1987A. Néanmoins, leur détection est d'une grande importance car ils sont la signature univoque que des processus d'émission hadroniques sont à l'œuvre,
- les photons s'imposent alors comme un messager idéal : ils sont neutres et donc ne sont pas déviés par les champs magnétiques et sont relativement facile à détecter.

L'astronomie γ s'emploie à déterminer certaines observables importantes caractérisant les sources :

- le flux de photons, relié au nombre de particules émettrices,
- le spectre émis, permettant de contraindre la distribution de particules chargées,
- la morphologie : extension, localisation et corrélations spatiales de l'émission à différentes longueurs d'onde.

Les études sur la variabilité du flux émis sont d'une grande importance. Par exemple, l'échelle de temps caractéristique permet de déterminer la taille de la zone d'émission. La détermination du spectre de puissance ou encore d'une possible périodicité renseigne sur les mécanismes d'émission.

La détection de variations corrélées entre deux bandes en énergie permettent de mettre en évidence un lien étroit entre les deux émissions. On peut ainsi imaginer qu'elles proviennent de la même distribution de particules chargées ou de la même zone d'émission.

On remarque ici l'importance des études multi-longueur d'onde afin d'étudier les propriétés des sources sur tout le spectre électromagnétique

et *in fine* connaître les mécanismes d'émission et d'accélération des rayons cosmiques.

1.4.1 Méthodes d'observation

Nous considérons dans ce mémoire des photons d'énergie de l'ordre de la centaine de MeV jusqu'à quelques TeV soit 5 ordres de grandeur en énergie. Donnons quelques définitions : le domaine du GeV ou encore des Hautes Énergies (HE) s'étend d'environ 200 MeV jusqu'à 200 GeV, quant au domaine du TeV ou des Très Hautes Énergies (THE), il comprend toutes les énergies au dessus de 200 GeV. Il est impossible pour une même expérience d'avoir la sensibilité suffisante sur une telle gamme dynamique. On distingue ainsi deux types d'expériences : les expériences spatiales et les expériences au sol, opérant dans des gammes en énergie différentes.

La surface effective ou *effective area* en anglais $A_{\rm eff}(E)$ est une notion importante qui traduit l'efficacité de l'instrument pour la détection des photons. Si le flux différentiel d'une source ponctuelle est $\frac{dN}{dE}$ alors le nombre de photons détectés N est :

$$N = \int A_{\rm eff}(E) \frac{dN}{dE} dE \tag{1.22}$$

$A_{\rm eff}$ s'exprime en cm^{2}s et dépend de la surface géométrique du détecteur mais aussi de l'efficacité de déclenchement à un évènement, de reconstruction et de sélection de ces évènements.

Les expériences spatiales

L'atmosphère est opaque aux rayons γ car elle représente 28 longueurs de radiation et seuls des satellites peuvent détecter directement des photons. Le poids de ces instruments limite leur surface effective, quelques cm^2 à 1 m^2 mais observent tout le ciel et ce la majeure partie du temps ($> 80\%$). Ils opèrent, en général, entre quelques dizaines de MeV et jusqu'à quelques centaines de GeV pour la dernière génération.

Jusqu'à la dizaine de keV, les photons peuvent être focalisés (méthode utilisée par l'expérience *CHANDRA* ou *XMM-Newton*). La détection par effet photoélectrique est possible en dessous du MeV et celle par effet Compton jusqu'à 30 MeV (COMPTEL). Au dessus de ces énergies le processus de création de paires électron-positron par interaction avec la matière devient dominant. La trace du doublet e^+e^- peut être mesurée pour remonter à la direction et à l'énergie de la particule incidente grâce à la gerbe électromagnétique en l'absence de champ magnétique. C'est le principe de base des expériences spatiales telles que EGRET ou *Fermi*.

Le premier satellite γ fut OSO-3, lancé à une altitude de 530 km (Clark et al., 1968). Pendant 2 ans, ce satellite détecta 621 photons de plus de 50

MeV principalement dans le plan galactique mais aucune source ponctuelle. C'est SAS-2 (Small Astronomy Satellite), lancé en 1972, qui détecta le Crabe, Vela et Geminga, les premières sources galactiques.

La première mission astronomique de l'Agence Spatiale Européenne (ESA), COS-B (Bennett et al., 1974), opérant pendant 7 ans de 1975 à 1982 permit de détecter 25 sources et la première source extragalactique, le blazar 3C273.

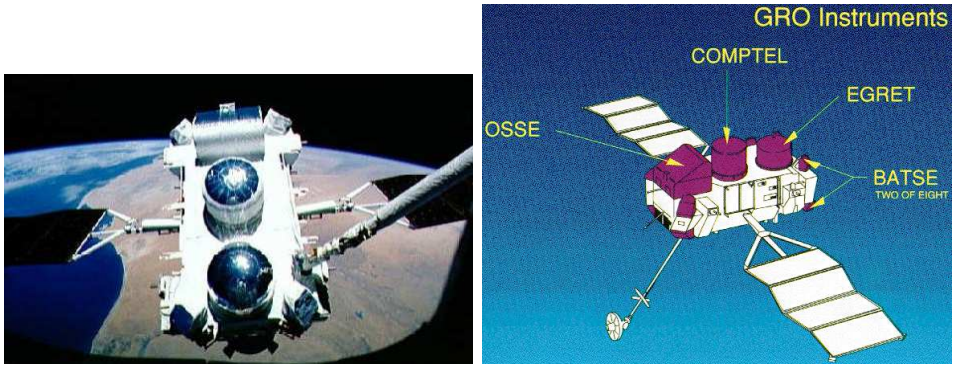


FIGURE 1.6 À gauche : photo du satellite *CGRO* lors de son déploiement par la navette spatiale, le 5 avril 1991. À droite : schéma du satellite et des 4 instruments à bord : BATSE (20 keV-100 keV), OSSE (50 keV-10 MeV), COMPTEL (1 MeV-30 MeV) et EGRET (30 MeV-10 GeV).

En 1990, le satellite *Compton Gamma-Ray Observatory* (*CGRO*), lancé par la navette spatiale (figure 1.6) emporte à son bord 4 expériences dont l'Energetic Gamma Ray Experiment Telescope, EGRET (Kanbach et al., 1988) le successeur de COS-B. Opérant entre 20 MeV et 30 GeV, les observations d'EGRET ont abouti au 3^{eme}catalogue (Hartman et al., 1999) contenant 271 sources (10 fois plus que COS-B) dont près de 66 sont des sources extragalactiques associées à des NAG. Néanmoins, 170 sources étaient non identifiées soit par manque de contrepartie à d'autres énergies soit par confusion entre plusieurs sources dans la boîte d'erreur due à la résolution spatiale de l'instrument supérieure à 1° en dessous de 1 GeV.

EGRET se basait sur une chambre à étincelles afin de détecter les photons. Cette technologie utilisait du gaz, un consommable qui a réduit la durée de vie de la mission. Afin de rejeter les particules chargées, EGRET était recouvert d'un dôme anti-coïncidence mais à des énergies de l'ordre du GeV, la rétrodiffusion des particules de la gerbe produisait un self-veto réduisant, par la même, la sensibilité de l'instrument. Ainsi la surface efficace d'EGRET était de 1.5×10^3 cm^2 à 200 MeV mais seulement de 7×10^2 cm^2 à 10 GeV sur axe et de ≈ 20 cm^2 à 40°.

Lancé en 2007, le satellite AGILE, *Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero*, (Tavani et al., 2009) possède une technologie similaire au LAT de *Fermi* mais une sensibilité de l'ordre de celle d'EGRET. La surface effective

d'AGILE est de 500 cm^2 mais le calorimètre ne représente que $1.5X_0$, ≈ 6 plus petit que celui du LAT. De plus, le satellite possède un détecteur de rayons X, superAGILE. Après deux ans d'opération, AGILE a détecté 47 sources (Pittori et al., 2009, et références).

Depuis le 10 juin 2008, *Fermi*, lancé par une fusée Delta II, est en orbite basse autour de la Terre. Le Large Area Telescope (LAT), l'instrument principal de l'observatoire, détecte les photons entre 20 MeV jusqu'à plus de 300 GeV. La description précise du LAT est faite dans le chapitre 2. Prévu pour une durée de fonctionnement de 5 ans, renouvelable pour 5 ans, *Fermi* a une sensibilité 10 fois plus importante que son prédécesseur et ne souffre pas d'une diminution de la surface efficace à haute énergie. Ces deux atouts en font un outil avec lequel il devient possible de travailler de concert avec les observatoires Tcherenkov au sol.

Le détecteur AMS-2 devrait être lancé au cours du second semestre 2010 par la navette spatiale et placé sur la Station Spatiale Internationale. Le but de ce spectromètre magnétique est la mesure du flux de rayons cosmiques au dessus de 1 GeV par nucléon, mais il est aussi possible de détecter des photons γ entre 10 et 300 GeV.

Le tableau 1.1 présente un résumé comparatif des différentes expériences spatiales dédiées à l'astronomie γ. Les deux expériences à l'heure actuelle en opération sont AGILE et *Fermi*.

Mission	Année	Surface efficace (cm^2)	Durée de vie
OSO 3	1967	4	15 mois
SAS 2	1972	540	7 mois
COS B	1975	50	7 ans
EGRET	1991	1500	9 ans
AGILE	2007	1500	$>$ 2ans
LAT	2008	10000	$>$5 ans (10 ?)

Mission	Gamme en énergie	Détection	Nombre de photons
OSO 3	$>$ 50 MeV	Emission diffuse	621
SAS 2	20 MeV-1 GeV	Crabe, Vela, Geminga	13000
COS B	30 MeV-5 GeV	25 sources, 3C 273	200000
EGRET	30 MeV-10 GeV	217 sources, 66 NAG	$1.5{\cdot}10^6$
AGILE	$>$ 30 MeV-50 GeV	47 sources (30-06-08)	...
LAT	20 MeV-300GeV	$>$1451 sources (04-07-09)	$> 2 \cdot 10^8$

TABLE 1.1 Comparatifs des principales expériences spatiales dédiées à l'astronomie γ.

Les expériences Tcherenkov au sol

Dans le domaine THE, le flux de photons est très faible et la taille des satellites actuels (de l'ordre de 1 m^2) ne permet plus une mesure du flux. Pour illustrer ce fait, on peut remarquer que *Fermi* détecte le Crabe avec une significativité de 5σ à 100 GeV en un peu moins de 1 an (Abdo et al., 2009f).

Les photons γ créant une gerbe électromagnétique dans l'atmosphère, des télescopes placés au sol peuvent détecter le rayonnement Tcherenkov des particules secondaires. Le nombre de photons Tcherenkov détectés ainsi que la direction de la gerbe permet de reconstruire l'énergie et la direction du photon primaire. Dans ce type d'expérience, l'atmosphère tient place de trajectographe et de calorimètre. Une bonne connaissance de celle-ci est donc nécessaire, en particulier ses propriétés physiques dépendent de la pression, la température ou encore de la présence de poussières.

La première source détectée aux THE est la nébuleuse du Crabe par Whipple en 1989 (Weekes et al., 1989) qui est la chandelle standard de l'astronomie γ. Depuis les années 2000, la 3^{eme} génération de télescopes est en service et possède une gamme dynamique allant de 200 GeV jusqu'à presque la centaine de TeV (Aharonian et al., 2007d). Une centaine de sources sont connues à l'heure actuelle. Le catalogue TeVCat [5] donne une vue actualisée des sources détectées jusqu'alors. On note que la majorité des sources émettrices au TeV sont galactiques (nébuleuse de pulsar, SNR), néanmoins 35 sources sont extragalactiques (surtout des NAG et 2 galaxies à flambée d'étoiles).

La figure 1.8 donne la localisation sur Terre de ces expériences. Deux observatoires (VERITAS et MAGIC) sont localisés dans l'hémisphère nord et deux dans l'hémisphère sud (HESS et CANGAROO) permettant une couverture complète du ciel et aussi de la Voie Lactée. Le tableau 1.2 récapitule les principales caractéristiques de ces 4 expériences.

Décrivons succinctement le principe de fonctionnement de ces télescopes, le lecteur intéressé trouvera d'excellentes revues en référence (de Angelis et al., 2008; Völk & Bernlöhr, 2009).

Dans la gerbe initiée par le photon γ, la vitesse des particules est supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu. Elles vont ainsi émettre de la lumière Tcherenkov (principalement dans le bleu) dans un cône de $\approx 1^\circ$ d'ouverture (figure 1.7, à droite). La trace formée au sol peut atteindre 50000 m^2 ce qui permet à ces détecteurs d'avoir une surface efficace du même ordre de grandeur. L'émission de lumière produite par un photon γ arrive dans une fenêtre de 3 ns. Le flux de lumière, très faible, est d'environ 1000 photons Tcherenkov sur une surface de 100 m^2 pour un photon de 100 GeV.

Les télescopes placés sur le sol sont composés de miroirs réfléchissant la lumière Tcherenkov vers une caméra constituée de pixels de photomultipli-

5. TeVCat : http ://tevcat.uchicago.edu/, Wakely & Horan (2008).

cateurs (dont l'efficacité de conversion est de l'ordre de 10%). La trace dans la caméra renseigne alors sur la nature (leptonique/hadronique) de la particule et l'information provenant de plusieurs télescopes permet une bonne estimation de la direction d'incidence et de la position du pied de gerbe (figure 1.7). C'est la méthode de stéréoscopie notamment utilisée par les expériences HESS et VERITAS.

La détection de la lumière Tcherenkov est rendue difficile par la faiblesse de celle-ci. Les télescopes n'opèrent donc que les nuits sans lune et par temps clair, réduisant ainsi leur temps total d'observation à environ 10% du temps sur une année. Le grand avantage est que la surface effective de tels instruments est de l'ordre de la taille de la trace Tcherenkov au sol.

Un comparatif est fait entre les 4 expériences Tcherenkov dans le tableau 1.2. Le seuil en énergie diminue avec l'augmentation de la taille des télescopes [6]. La sensibilité est donnée en pour cent du flux du Crabe pour une source ponctuelle (de Angelis et al., 2008). HESS, MAGIC et VERITAS ont ainsi une sensibilité proche, même si la conception de MAGIC d'un côté et de HESS/VERITAS de l'autre, sont très différentes.

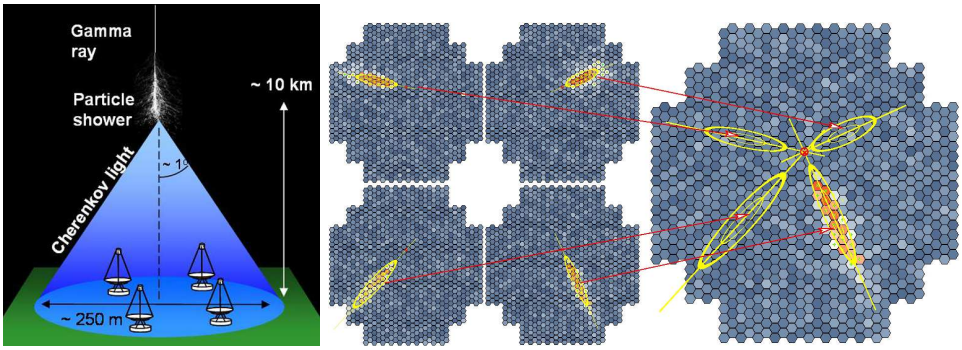


FIGURE 1.7 Principe de détection des télescopes au sol. À gauche, la gerbe électromagnétique est accompagnée d'un cône de lumière Tcherenkov pouvant être détecté par les télescopes au sol (à gauche). La détection par plusieurs télescopes permet une estimation de la direction d'arrivée.

Comparaison

Le tableau 1.3 détaille les différences entre les deux types d'expériences montrant ainsi leur grande complémentarité. Le point fort des expériences spatiales actuelles est leur grand champ de vue associé au fait qu'elles observent pratiquement sans discontinue. Au contraire, les observatoires au sol bénéficient d'une grande surface effective et accèdent à des variations de flux sur des échelles de temps pouvant aller jusqu'à la minute sur les sources les plus brillantes.

6. Le seuil est inversement proportionnel à la racine carré de la surface des télescopes.

	HESS	MAGIC I (II)	CANGAROO III	VERITAS
Nombre de télescopes	4	1 (2)	4	4
Diamètre (m)	12	17 (17)	10	12
Surface effective (m^2 @ 1 TeV)	10^5	10^5	10^5	10^5
Espacement (m)	120	85	$\approx$ 100	80–100
Seuil (TeV)	0.1	0.05	0.4	0.1
Résolution Angulaire	0.1°	$0.2^\circ(0.1^\circ)$	0.2°	0.15°
Champ de vue	5°	3.5°	4°	3.5°
Sensibilité 5σ, 50 heures (% Crabe)	0.7	1.6 (0.8)	15	1

TABLE 1.2 Comparatifs des expériences Tcherenkov actuelles.

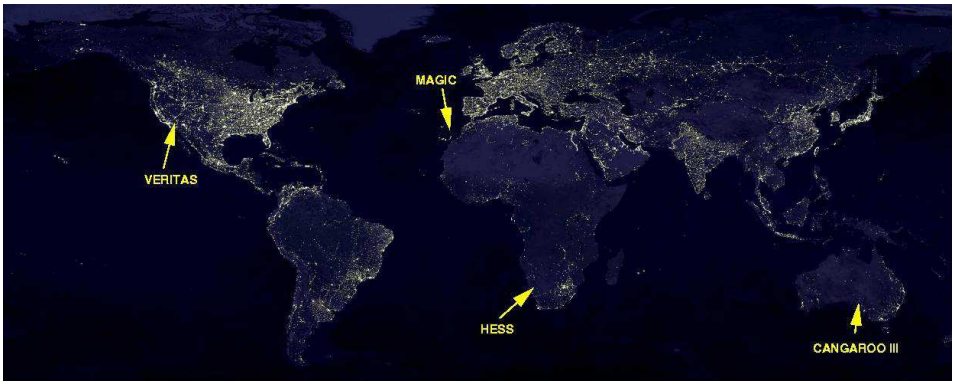


FIGURE 1.8 Localisation sur Terre des expériences Tcherenkov majeures.

	Spatial	Sol
Gamme en énergie	200 MeV–300 GeV	100 GeV–> 50 GeV
Mode	survey	pointé
Champ de vue	2.2 sr	5°
Résolution angulaire	0.1°@ 10 GeV	0.07°
Résolution en énergie	$<$ 10 %	10-15%
Temps d'observation	$>$ 80%	10 %
Surface efficace	$\approx$ 1m^2	10^5 m^2
Échelle de temps	1 jour–1 mois	1 minute–qqs jours

TABLE 1.3 Comparatifs des principales expériences spatiales dédiées à l'astronomie γ. Les caractéristiques données ne prennent pas en compte l'étude des GRB.

1.4.2 Les systèmes de coordonnées

En astronomie, on repère les objets par leurs coordonnées dans le ciel qu'il est possible d'exprimer dans le système de coordonnées galactiques. Se



FIGURE 1.9 Photos des 4 expériences majeures en 2010. De gauche à droite et de haut en bas : HESS, MAGIC I et II, CANGAROO et VERITAS.

basant sur l'axe Soleil-Centre de la Galaxie, il place ce centre à l'origine.

La longitude, notée l est l'angle que fait la projection de l'objet sur le plan de la Galaxie et l'axe de référence. Ainsi, les objets dans le plan perpendiculaire P au plan galactique passant par son centre ont une longitude $l = 0$. La latitude b est l'angle entre la projection de l'objet sur le plan P et l'axe de référence. Les objets dans le plan galactique ont $b = 0$.

Le système de coordonnées équatoriales utilise la projection sur la sphère céleste de l'équateur terrestre pour définir l'équateur céleste qui sert de plan de référence. On définit alors l'ascension droite (*Right Ascension*, RA) comme étant l'angle entre la projection de l'objet sur ce plan et un point de référence dit vernal. L'angle entre l'équateur céleste et l'objet est la déclinaison (DEC).

A cause de la précession Terrestre, il faut faire référence à une *époque*, c'est à dire un moment précis à partir duquel sont calculées les coordonnées. Ici on utilisera l'époque J2000 qui se réfère au 1er janvier 2000.

Afin de représenter tout le ciel sur une seule image, il faut utiliser une projection. Dans le cas de la figure 1.10, nous avons utilisé la projection Hammer-Aitoff qui conserve les aires. La propriété d'isotropie d'une distribution spatiale sera donc conservée par cette projection. Dans cette figure, le ciel γ entre 200 et 300 MeV est présenté en coordonnées galactiques ainsi

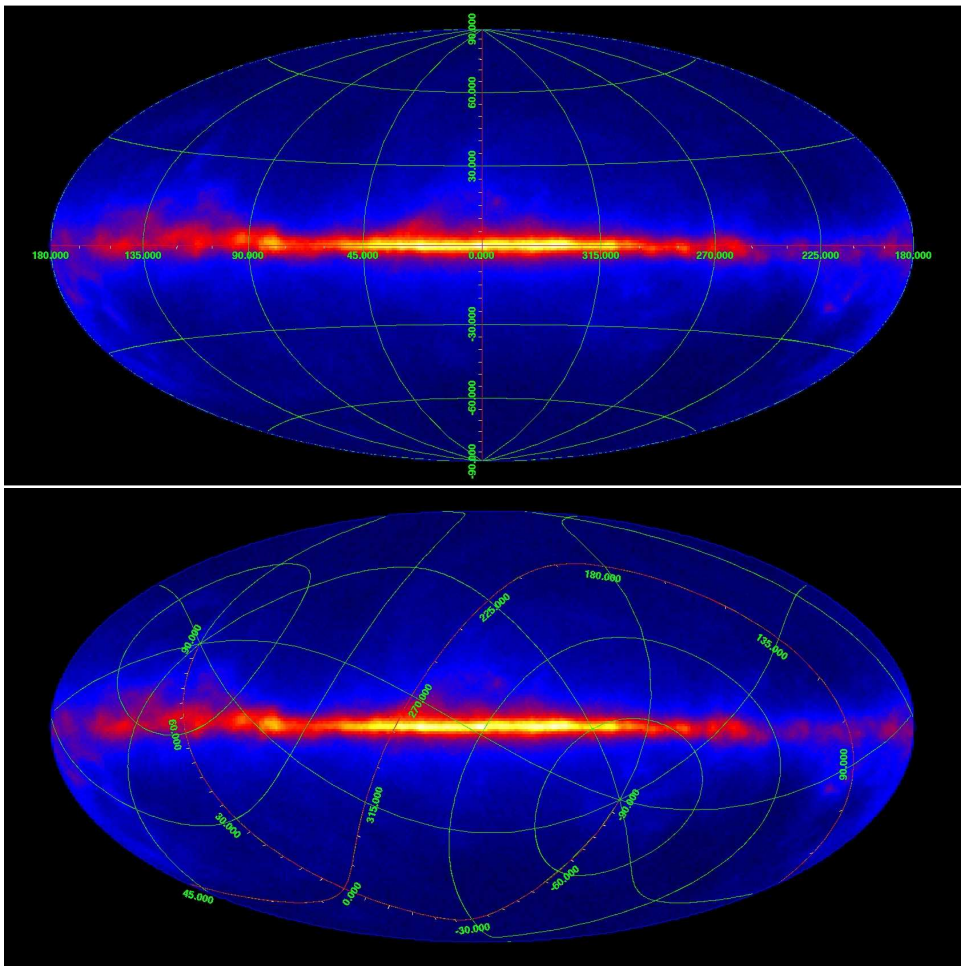


FIGURE 1.10 Images du ciel (simulé) entre 200 MeV et 300 GeV dans les coordonnées galactiques et en projection Hammer-Aitoff. Dans ce système, la Galaxie est située sur l'axe horizontal. En haut, on a présenté les axes du système de coordonnées galactiques, en bas, ceux du système écliptique.

le plan de la Galaxie est au centre de l'image. En haut, on a aussi tracé les axes du système des coordonnées galactiques, en bas ce sont les axes du système de coordonnées équatoriales.

1.4.3 Les principales sources de photons γ

La figure 1.11 présente le premier catalogue *Fermi* (The Fermi-LAT Collaboration, 2010) ainsi que le catalogue des sources vues au TeV (plus de 100 sources). Le catalogue *Fermi* comprend 1451 sources que l'on peut classer en deux catégories : les sources galactiques et les sources extragalactiques.

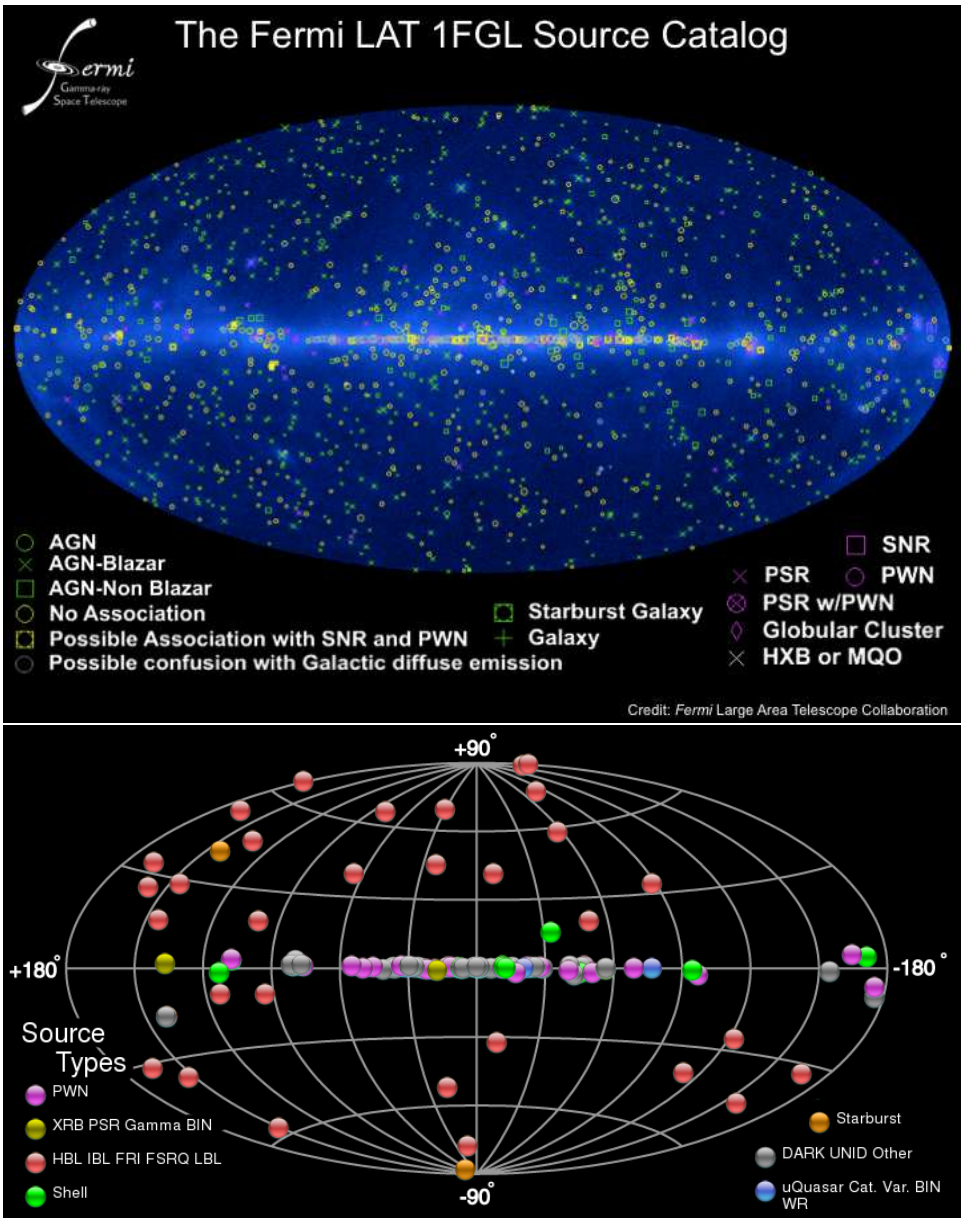


FIGURE 1.11 En haut : Le premier catalogue *Fermi*. En bas, le catalogue TeVCat répertoriant toutes les sources THE connues au 03 janvier 2010.

Les sources galactiques La plus grande source de photons γ que l'on puisse détecter sur Terre : la Galaxie qui représente plus de 80 % des photons reçus par le LAT. Ces photons sont produits par l'interaction des rayons cosmiques avec les nuages moléculaires. La connaissance de la répartition des nuages d'hydrogène ionisé HI et de CO, ainsi que la modélisation de la propagation des rayons cosmiques dans la Galaxie, permet de calculer

l'émission en rayon γ de celle-ci par processus hadronique (interaction *pp*), bremsstrahlung ou Compton inverse. En pratique, il reste beaucoup d'inconnues et l'ajustement des modèles aux données *Fermi* permettra d'améliorer les modèles. La figure 1.12 est une simulation faite grâce au programme GALPROP avec le modèle d'émission utilisé dans l'analyse *Fermi*.

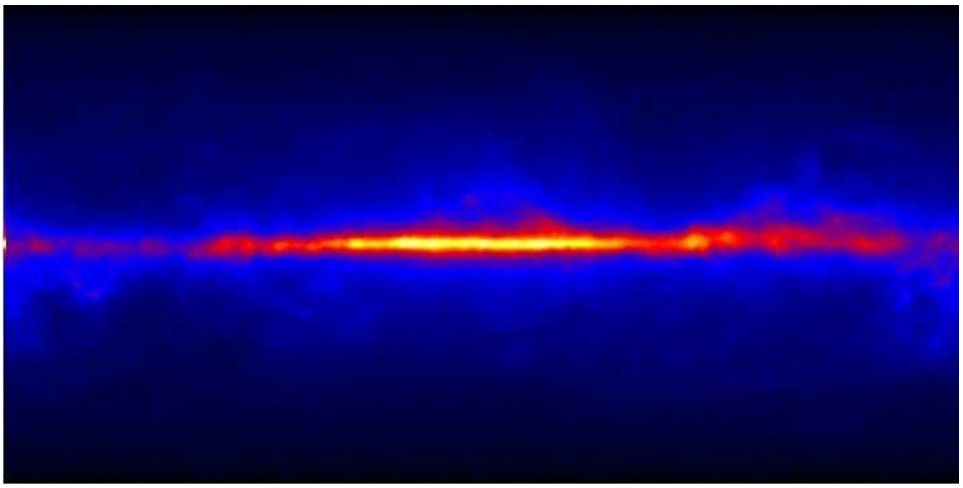


FIGURE 1.12 Simulation faite à partir du fond galactique utilisé dans l'analyse des données *Fermi* et obtenue par le programme GALPROP. La simulation représente 10^7 secondes d'observation *Fermi* .

Les pulsars sont des étoiles à neutrons, fortement magnétisées, tournant rapidement sur elles-mêmes. La vitesse de rotation est acquise par conservation du moment angulaire lors de l'effondrement de l'étoile sur elle-même. La masse d'un pulsar est de l'ordre de 1.4 $M_\odot$ (masse de Chandrasekhar) pour un rayon d'une dizaine de kilomètres en faisant l'un des objets les plus denses de l'univers. Le nom de pulsar vient du fait que l'étoile, tournant sur elle-même, l'émission reçue est pulsée. Cette émission pulsée fut détectée pour la première fois en 1967.

La figure 1.13 est le schéma d'un pulsar. Au centre se trouve l'étoile à neutron dont l'axe de rotation est différent de l'axe des pôles magnétiques. Le cylindre de lumière est une surface imaginaire en co-rotation avec l'étoile avec une vitesse égale à celle de la lumière. Entre ce cylindre et l'étoile, les lignes de champs magnétique peuvent se refermer. Au-delà, elles sont dites ouvertes et laissent les particules arrachées à l'étoile s'échapper. L'émission radio est produite dans un faisceau centré sur l'axe des pôles magnétiques. Si celui-ci balaye la Terre, l'observateur voit une émission radio pulsée.

Deux modèles d'émission γ ont été développés. Le modèle *Polar Gap* (Sturrock, 1971) prédit que l'émission provient d'une zone proche des pôles magnétiques de l'étoile alors que dans le modèle *Outer Gap* (Cheng et al., 1986), elle provient d'une zone loin de l'étoile, entre la dernière ligne de

champ fermée et le cylindre de lumière. Outre les différences de géométrie, ces deux modèles font des prédictions spectrales différentes dans la gamme en énergie de *Fermi*.

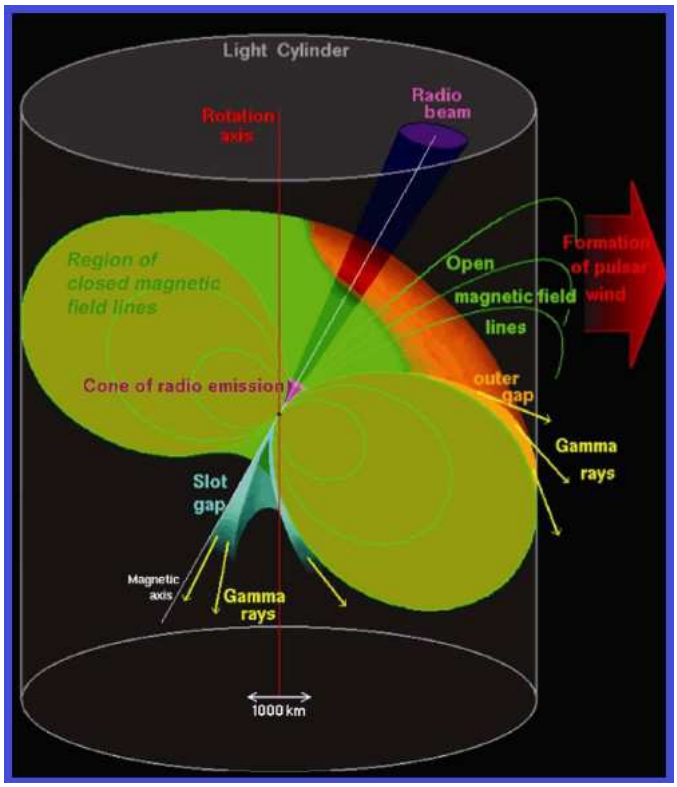


FIGURE 1.13 Schéma d'un pulsar, le faisceau radio, le cylindre de lumière et les lignes de champs ouvertes, entre autres, sont repérés.

Depuis EGRET, on sait que les pulsars émettent des rayons γ et la période de 6 pulsars a même été mesurée. Récemment, le télescope MAGIC a détecté une émission pulsée provenant du Crabe au dessus de 25 GeV (Aliu, 2008). *Fermi* détecta 46 pulsars en seulement 6 mois (Abdo & for the Fermi LAT collaboration, 2009). Une partie d'entre eux a été détectée grâce aux éphémérides produits par les télescopes radio mais 16 ont été détectés par leur pulsation en rayons γ seule par une recherche "à l'aveugle"(Abdo et al., 2009c). Parmi ces 46 pulsars, 8 sont des pulsars "millisecondes" (Abdo et al., 2009a) dont l'émission γ n'avait jamais été mise en évidence. Les pulsars millisecondes sont des pulsars ayant été ré-accélérés par l'accrétion de matière provenant de leur compagnon (Alpar et al., 1982). L'étude spectrale de ces pulsars montre que le modèle Outer Gap est possiblement à l'origine de l'émission vue par *Fermi*.

Les pulsars émettent des vents de particules (électrons/positrons) relativistes qui se propagent dans une nébuleuse synchroton, créant ainsi des

ondes de choc autour d'eux et formant un plérion. C'est la cas du Crabe par exemple. Ces ondes de choc sont le siège d'une accélération de Fermi d'ordre I en faisant ainsi des sources possibles de rayons cosmiques. L'émission électromagnétique des plérions présente deux composantes : à basse énergie (en dessous du MeV), les électrons rayonnent par processus synchrotron, à plus haute énergie, l'émission est produite par diffusion Compton inverse sur les photons synchrotron.

Évoquons des sources γ particulières mais peu nombreuses : les systèmes binaires, formés d'un objet compact, soit un trou noir de masse stellaire (Microquasar), soit une étoile à neutrons, et d'une étoile compagnon. Les observations semblent montrer que pour les systèmes LS I $+61^{\circ}$ 303, détecté aux HE (Abdo et al., 2009h) et aux THE (Albert et al., 2006c), ou encore LS5039 (Abdo et al., 2009k; Aharonian et al., 2005a, HE et THE respectivement), l'objet compact soit un pulsar. L'émission γ est alors due aux particules accélérées par le choc entre le vent de l'étoile et le vent relativiste du pulsar. Cygnus X-3 est à l'heure actuelle le seul microquasar dont l'émission au GeV a été détectée par *Fermi* (Fermi LAT Collaboration et al., 2009). Dans ce cas, le trou noir accrète de la matière provenant de son compagnon et des jets se forment qui sont potentiellement la source du rayonnement γ.

Le dernier type de sources galactiques sont les restes de supernovæ (SNR). Le choc formé après l'éjection des couches externes de l'étoile lors de l'explosion de celle-ci permet d'accélérer des particules et de produire des photons jusqu'aux énergies du TeV. Il est difficile de savoir si cette émission de photons γ provient d'un processus leptonique ou hadronique. Les restes de supernovæ sont de bons candidats comme sources des rayons cosmiques galactiques (Gabici, 2008), hypothèse soutenue par le bilan énergétique puisque le maintien du flux de rayons cosmiques dans la Galaxie requiert seulement 10% de l'énergie mécanique des supernovæ qui y explosent (Baade & Zwicky, 1934; Aharonian et al., 1994). De plus, elles peuvent accélérer des particules jusqu'aux énergies du genou.

Les sources extragalactiques C'est en 1967 que les sursauts γ (*Gamma-ray Burst*, GRB) furent découverts par des sondes américaines *VELA* (Klebesadel et al., 1973). Les GRB sont des bouffées de rayons γ très intenses et très courtes (quelques millisecondes à quelques centaines de secondes). On a longtemps cru que les GRB étaient des phénomènes galactiques. Il fallut attendre l'expérience BATSE (*Burst And Transient Source Experiment*) pour s'apercevoir que la distribution des GRB dans le ciel était isotropique (figure 1.14). Grâce à Beppo-SAX (Boella et al., 1997), le redshift de certains GRB a pu être mesuré, prouvant leur origine extragalactique.

On distingue deux types de sursauts. Les sursauts dits "courts", dont la durée est de quelques dixième de secondes, sont associés à la coalescence d'un système binaire (Eichler et al., 1989; Narayan et al., 1992), alors que

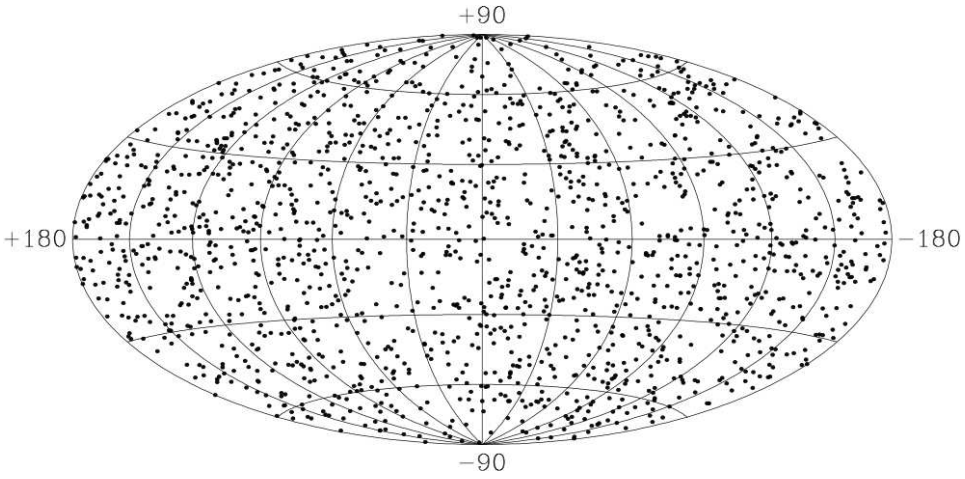


FIGURE 1.14 Distribution des GRB vus par BATSE (Paciesas et al., 1999) en projection Hammer-Aitoff et coordonnées galactiques.

les sursauts "longs" (jusqu'à quelques minutes) sont le résultat d'explosion d'étoiles supermassives, nommées hypernovae, aboutissant à la formation de trou noir dont la masse est $> 10M_{\odot}$ (Paczynski, 1998).

Ils sont suivis par une émission "rémanente" (*Afterglow* en anglais) qui peut durer plusieurs semaines. Cette émission rémanente a permis de mesurer le redshift de la plupart des GRB et a été observée en rayon X en premier par Beppo-SAX. Récemment, *Fermi* détecta un photon associé à l'émission rémanente d'une énergie $E = 33.4^{+2.7}_{-3.5}$ GeV (Abdo et al., 2009j) mais aucun GRB n'a été détecté aux THE par des télescopes au sol.

Depuis longtemps, on pense que les GRB sont de bons candidats comme sources des rayons cosmiques de plus haute énergie. En effet, ils peuvent accélérer des particules au-delà de 10^{20} eV (Vietri, 1995) et pourraient expliquer le flux observé (Dermer, 2007).

Les Noyaux Actifs de Galaxie est une classe de sources extragalactiques observés de la radio jusqu'au TeV, qui sera décrite dans la suite de ce chapitre.

Le dernier (chronologiquement) type de sources détectées sont les galaxies à flambée d'étoiles. Deux galaxies, NGC 253 et M 82, ont ainsi été détectées aussi bien aux HE (Fermi LAT Collaboration & Abdo, 2009) qu'aux THE (The HESS Collaboration: F. Acero, 2009; Karlsson & for the VERITAS collaboration, 2009).

Dans ces galaxies, de nombreuses étoiles massives, à la durée de vie courte, se forment et ainsi le taux de supernovæ ($\approx$ 0.1-0.3 par an) est bien supérieur à celui de la Voie Lactée (0.02 par an). Ainsi, on pense que l'émission γ provient des interactions des rayons cosmiques, possiblement accélérés par ces restes de supernovæ, avec le gaz présent. On estime que la

masse de gaz ionisé HI dans ces galaxies est ≈ 2.5 plus faible que celle de la Galaxie mais leur luminosité en rayons γ au dessus de 100 MeV est lui environ 4 fois plus grand pour M 82 et 2 fois plus pour NGC 253 que celle de la Galaxie.

1.5 Les Noyaux Actifs de Galaxie

Les Noyaux Actifs de Galaxie (NAG) représentent 10% des galaxies de l'univers et sont caractérisés par une luminosité de leur noyau plus grande que celle de toute la galaxie hôte (soit environ 10^{12} étoiles). La luminosité moyenne d'un NAG, de l'ordre de 10^{43-48} erg s^{-1}, est d'origine non-thermique laissant penser qu'au centre d'une galaxie active se trouve un trou noir supermassif ($M_{\rm TN} \approx 10^{6-9}\ M_{\odot}$) entouré par un disque d'accrétion.

L'énergie potentielle perdue par une particule de masse m tombant de l'infini dans le puits de potentiel généré par un tel trou noir de rayon de Schwarzschild $R_{\rm TN} = \frac{2GM_{\rm TN}}{c^2}$ (G est la constante de gravitation) s'écrit :

$$\Delta E = Gm\frac{M_{\rm TN}}{R_{\rm TN}} \tag{1.23}$$

L'efficacité de l'accrétion sur un trou noir de Kerr super massif en rotation maximale peut atteindre 32 % soit pour un proton une énergie libérée de 300 MeV. L'énergie de rotation du trou noir pourrait être extraite par effet Blandford-Znajek (Blandford & Znajek, 1977).

Connus pour leur très grande variabilité à toutes les longueurs d'onde, les NAG montrent des variations du flux émis sur des échelles de temps ($t_{\rm var}$) de l'année jusqu'à la minute. De telles échelles de temps mènent, par causalité, à des tailles de la zone émettrice proche du rayon de Schwarzschild. Des observations de la distorsion des raies du fer par effet gravitationnel menées par Tanaka et al. (1995) dans les disques d'accrétion ne peuvent être expliquées que par la présence d'un trou noir, renforçant cette hypothèse.

Les NAG ont été historiquement classés à l'aide de leur émission radio. Le rapport R est défini par :

$$R = \frac{L(5GHz)}{L(B)} \tag{1.24}$$

qui est le rapport entre la luminosité à 5 GHz et la luminosité dans la bande optique B. Les NAG dits *radio loud* ont un rapport $R > 10$ et représentent 10 % des noyaux actifs. Les autres sont dit *radio quiet*.

Les noyaux actifs dits *radio loud* sont associés à la présence de jets de matière, plus ou moins collimatés, se terminant par un lobe dû au choc terminal avec le milieu intergalactique. Les mécanismes de collimation et de formation du jet de plasma ne sont pas encore parfaitement compris et sont étudiés par des simulations de magnétohydrodynamique (voir par exemple Kurosawa & Proga (2008); Keppens et al. (2008)).

En se basant sur une corrélation entre la morphologie du jet et la puissance radio émise, Fanaroff et Riley ont établi une classification qui permet de rendre compte de certaines propriétés des NAG (Fanaroff & Riley, 1974).

Les galaxies FR-I (figure 1.15, gauche) sont caractérisées par un jet peu collimaté et brillant dont l'émission maximale est proche du noyau central et va en décroissant avec la distance. La puissance radio des galaxies FRI est $P_{\rm radio}(178{\rm MHz}) < 4 \times 10^{40}$ erg s^{-1}.

Au contraire, les galaxies FR-II possèdent un jet très collimaté et moins lumineux. On note la présence de points chauds dans les lobes radio, loin du noyau et dominant l'émission du jet. De tel points chauds sont clairement visibles sur la figure 1.15 (à droite).

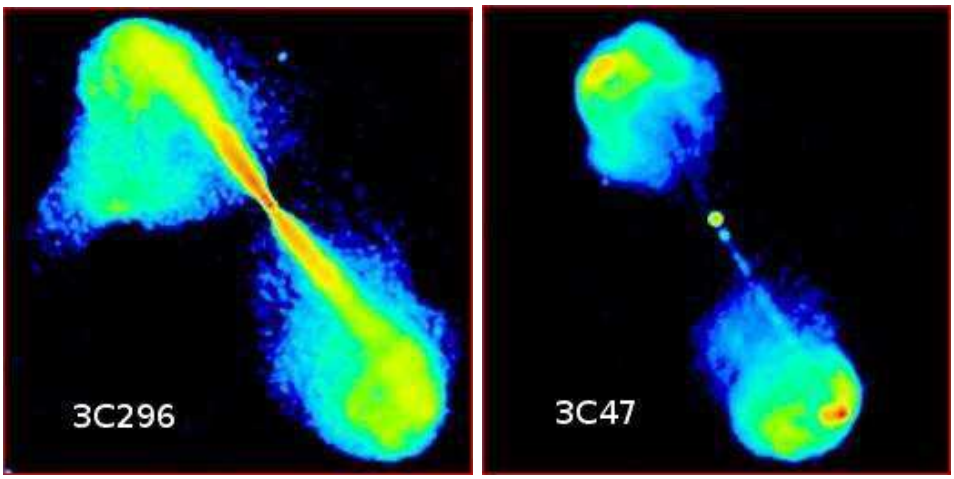


FIGURE 1.15 À gauche : la galaxie 3C 296 de type FR-I. À droite 3C 47, une galaxie FR-II.

On peut aussi distinguer les FR-I des FR-II par la luminosité optique de leur galaxie hôte. Ledlow & Owen (1996) ont mis en évidence une relation quadratique entre la luminosité optique de la galaxie et la luminosité critique en radio permettant de séparer les FR-I des FR-II (figure 1.16). Néanmoins cette différence est mince, ce qui laisse penser qu'il y a une relation entre les deux populations.

1.5.1 Modèle d'unification

Dans les années 1980, la classification basée sur les différentes propriétés radiatives mène à une classification fournie et complexe sans vue d'ensemble. Néanmoins, un schéma d'unification est désormais communément accepté dans la communauté astrophysique.

On se représente généralement un NAG (figure 1.17) (Begelman et al., 1984; Urry & Padovani, 1995) comme ayant au centre un trou noir supermassif entouré d'un disque d'accrétion et d'un tore de poussière obscurcissant.

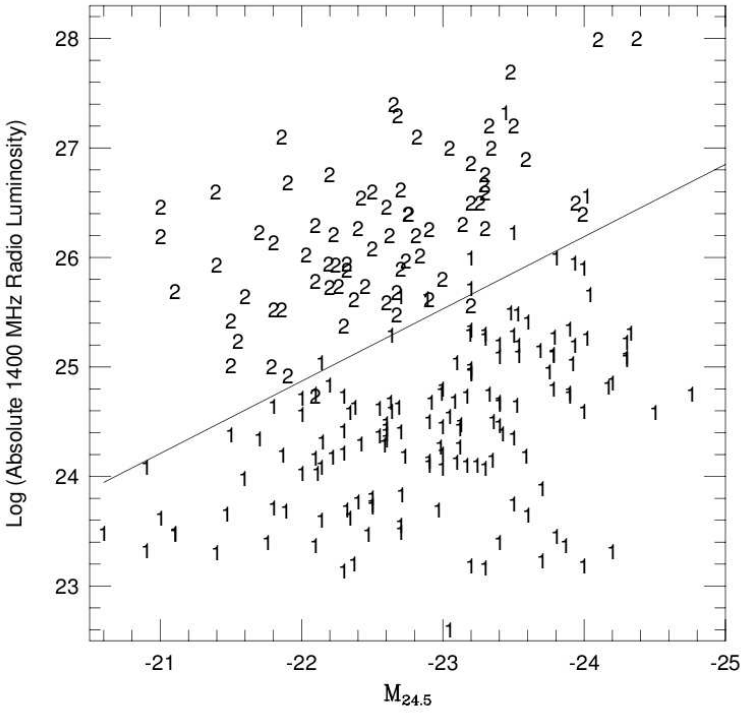


FIGURE 1.16 Diagramme de la luminosité radio en fonction de la luminosité optique. Les FR-I sont représentées par un petit 1 et les FR-II par un 2, tiré de Ledlow & Owen (1996).

En rotation autour du trou noir se trouvent des nuages de gaz piégés par le champ gravitationnel intense. Les plus proches du trou noir sont responsables des raies spectrales larges et nommés *Broad Line Region* (BLR). Quant aux plus éloignés, ils sont la cause des raies spectrales fines et sont appelés *Narrow Line Region* (NLR).

Les NAG ne sont pas des émetteurs isotropes et certaines propriétés spectrales résultent donc de l'angle sous lequel est vue la source. Ainsi, les objets sans jet et silencieux en radio sont, suivant l'angle avec la ligne de visée de l'observateur :

- les radio quiet quasars,
- les Seyfert de type 1, dont l'émission est dominée par les BLR,
- les Seyfert de type 2, dominées par les NLR.

Les pendants des galaxies Seyfert, possédant un jet, sont les galaxies radio à lignes d'émission fines ou larges (*Broad line Radio Galaxie* (BLRG), *Narrow Line Radio Galaxie*, (NLRG)).

Dans cette vue unifiée, un type d'objet est particulier : les blazars dont le jet fait un angle très petit (noté θ) avec la ligne de visée d'un observateur ter-

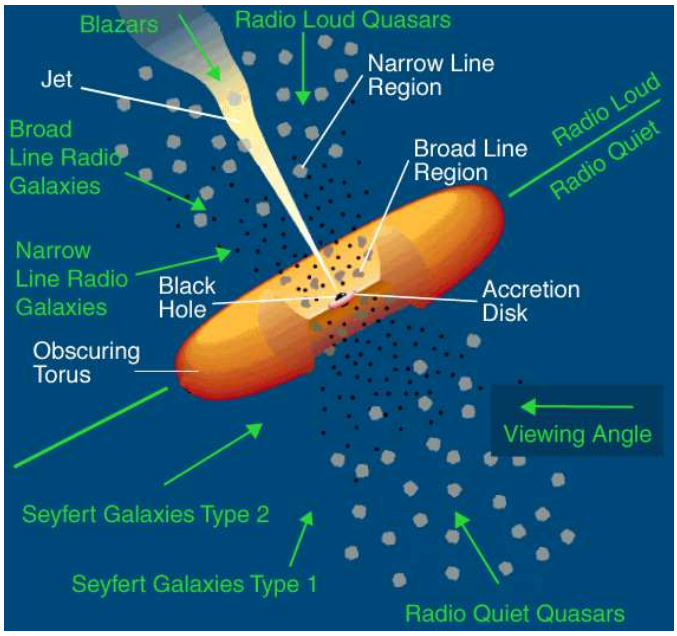


FIGURE 1.17 Schéma d'unification des NAG suivant le modèle de Urry et al. (Urry & Padovani, 1995).

restre. L'étude spectrale et temporelle des blazars est un outil puissant dans la compréhension et la modélisation des mécanismes d'émission à l'œuvre dans le jet, ainsi que des mécanismes de formation de celui-ci (accélération, collimation ...).

1.5.2 Description de la classe des blazars

Les blazars sont une sous-classe de NAG dont l'émission est dominée par le jet de matière relativiste et sont exceptionnels par bien des aspects.

Ils émettent sur tout le spectre électromagnétique, de la radio jusqu'aux énergies de l'ordre du TeV pour les plus énergétiques et peuvent présenter des variations temporelles du flux à toutes les longueurs d'onde et sur des échelles de temps allant jusqu'à la minute. Leur émission radio et optique est, de plus, fortement polarisée.

Le premier objet extragalactique découvert dans le domaine du GeV fut le blazar 3C 273 (Swanenburg et al., 1978). Quant au blazar Markarian 421, il fut la première source découverte au TeV par un observatoire Tcherenkov (Punch et al., 1992).

On distingue deux classes de blazars, principalement déterminées par la présence ou non de raies d'émission dans leur spectre optique ainsi que par leur spectre radio (Stickel et al., 1991). Chaque classe est supposée être le pendant des NAG FR-I ou FR-II. Ainsi les *Flat Spectrum Radio*

Quasars (FSRQ), apparentés aux galaxies FR-II, présentent de fortes raies d'émission. Ils sont très puissants avec une luminosité bolométrique de l'ordre de 10^{46-48} erg s^{-1}. Les pendants des galaxies FR-I sont les BL Lac ; ce nom provenant de l'objet BL Lacertae. Leur puissance est nettement moindre que celle des FSRQ, à savoir 10^{45-46} erg s^{-1} et ils présentent peu de raies d'émission, rendant très difficile la mesure de leur redshift z. Environ la moitié des BL Lac n'a pas de redshift connu. La figure 1.18 montre un spectre optique d'un FSRQ (à gauche), où apparaît clairement les raies d'émission de différents éléments, et celui d'un BL Lac (à droite).

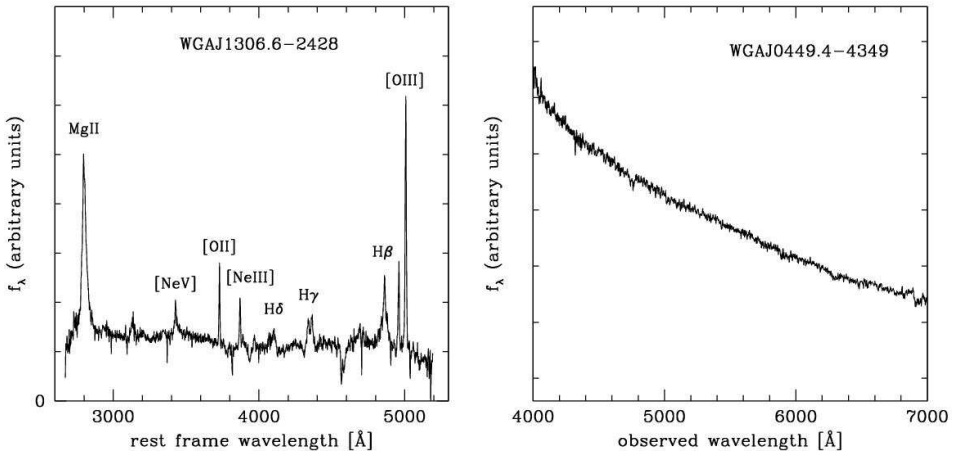


FIGURE 1.18 À gauche : le spectre optique d'un FSRQ, à droite le spectre optique d'un BL Lac.

On représente le spectre des blazars par une distribution spectrale d'énergie appelée aussi *Spectral Energy Distribution* en anglais (SED). Dans cette représentation le flux $F(\nu)$ multiplié par la fréquence ν est montré en fonction de la fréquence :

$$\nu F(\nu) = E^2 \frac{dN}{dE} \tag{1.25}$$

où $\frac{dN}{dE}$ est le spectre différentiel défini comme le nombre de photons par unité de surface, de temps et d'énergie. Dans cette représentation, le spectre des blazars est composé de deux larges bosses dont le pic peut varier d'un objet à l'autre. La figure 1.19 présente quatre SED classiques, celles des objets PKS 2005-489, PKS 1424+240, 3C 454.3 et Markarian 421.

1.5.3 Description du jet des blazars

Les mécanismes de formation des jets de plasma restent encore inconnus, ainsi que la composition exacte du plasma : on ne connaît pas la part

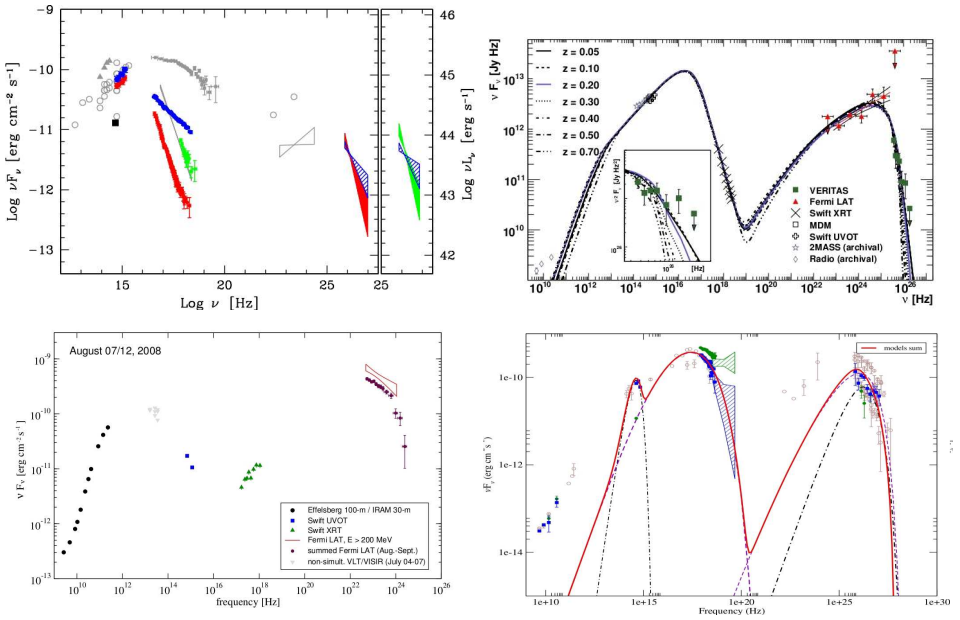


FIGURE 1.19 SED de plusieurs blazars, de gauche à droite et de haut en bas : PKS 2005-489 (The HESS Collaboration, 2009), PKS 1424+240 (The VERITAS Collaboration et al., 2009), 3C 454.3 (Abdo et al., 2009d), Markarian 421 (Horan et al., 2009).

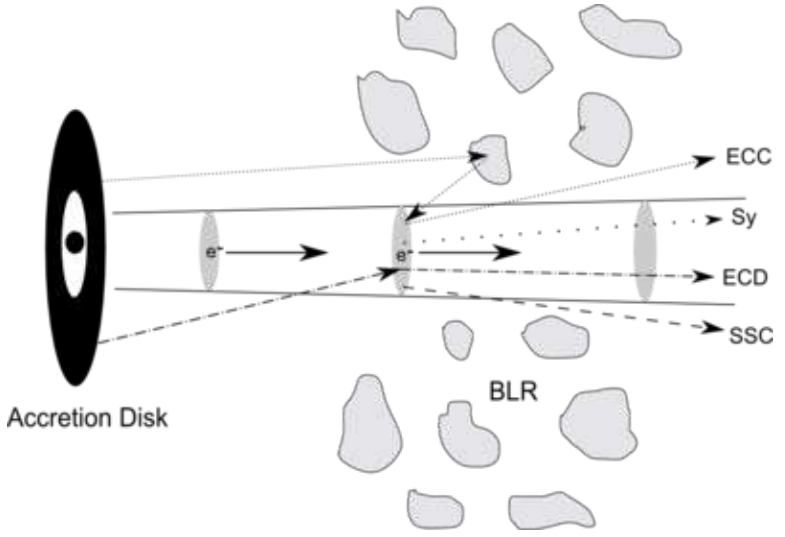


FIGURE 1.20 Schéma d'un jet. Les électrons sont accélérés proche du trou noir central. Ils émettent des photons par rayonnement synchrotron ou par interaction avec des photons cibles de différentes origines (disque, BLR ou même photons synchrotron).

d'énergie qu'emportent les protons et les paires et celle transportée par flux de Poynting.

On pense que les particules sont accélérées dans le jet dans une région proche du trou noir par des chocs relativistes. La zone ainsi chauffée va se refroidir par émission électromagnétique tout en s'éloignant du trou noir (figure 1.20). Les observations de *Fermi* de 3C 279 laissent penser que la dissipation se produit aux alentours d'une distance de 10^5 rayons de Schwarzschild (Fermi-LAT Collaboration et al., 2010).

On attribue le premier pic, dans la représentation $\nu F(\nu)$, à l'émission synchrotron d'électrons du fait de la polarisation de ce rayonnement, notamment en optique. L'origine de la bosse de haute énergie reste encore à débattre et peut être interprétée par plusieurs types de modèles.

Dans la première classe de modèles, dits leptonique, le rayonnement est émis par Compton inverse sur un champ de photons cibles de basse énergie. Dans le cas où ce champ de photons est produit par l'émission synchrotron, on parle de modèle *synchrotron self-Compton* (Band & Grindlay, 1985) ou modèle SSC.

La zone émettrice peut être éclairée par l'émission du disque soit directement soit par la lumière absorbée et ré-émise par les nuages BLR (figure 1.20). Le champ de photons cibles peut donc avoir une origine externe et on parle de modèles Compton externe (*external Compton* en anglais, EC) (Sikora et al., 1994; Dermer et al., 1992).

Les modèles dits hadroniques invoquent, pour expliquer l'émission, soit une émission synchrotron de protons (Mannheim, 1993), soit une production de γ par désintégration de π_0 eux-mêmes produits par interaction de proton-proton (Mücke et al., 2003). Le lecteur intéressé est renvoyé vers la revue de M. Böttcher (Böttcher, 2007).

Dans ce travail, le modèle SSC sera utilisé et décrit dans le chapitre 4. Il possède l'avantage de bien décrire l'émission des BL Lacs et notamment des plus énergétiques, et il ne se base que sur un nombre de paramètres restreint.

Conséquences et nécessité d'un jet relativiste

Transformations relativistes Nous considérons une zone d'émission se déplaçant à une vitesse relativiste β_s, de facteur de Lorentz $\Gamma = 1/\sqrt{1-\beta_s^2}$ et dont la vitesse fait un angle θ avec l'observateur. Le facteur Doppler δ est défini comme :

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1-\beta_s \cos(\theta))} \tag{1.26}$$

Le mouvement à une vitesse relativiste d'une zone d'émission implique de nombreux faits observationnels. Si on repère les variables évaluées dans le référentiel de source par un prime, on obtient que :

- l'énergie des photons observés sur Terre est augmentée selon $E_\gamma = \delta E'_\gamma$,
- le temps est contracté $t = t'/\delta$,
- une émission isotrope dans le référentiel de la source sera fortement anisotrope dans le référentiel de l'observateur et contenue dans un cône d'angle $\approx 1/\Gamma$,
- la luminosité bolométrique est fortement amplifiée $L = \delta^4 L'$, expliquant pourquoi l'émission des blazars est dominée par l'émission du jet.

Mouvement supra-luminique Des observations ont montré que certains jets présentaient des mouvements supra-luminiques en désaccord apparent avec la relativité restreinte, comme par exemple pour la radio-galaxie M 87 par le satellite Hubble (Biretta et al., 1999, figure 1.21).

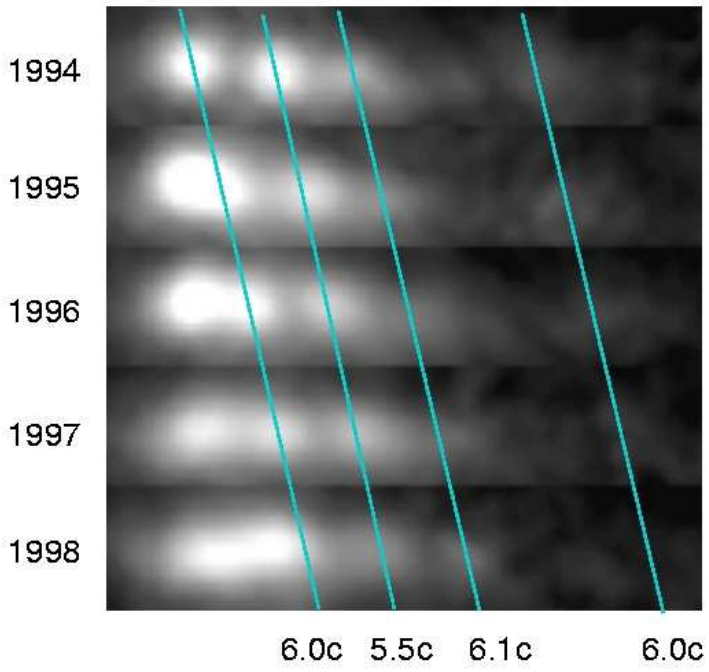


FIGURE 1.21 Mouvement supra-luminique observé dans le jet de la galaxie M 87 (Biretta et al., 1999).

Rees (1966) proposa une explication pour ce phénomène en invoquant un mouvement relativiste de la source lumineuse (figure 1.22, à gauche). Dans un temps Δt, la source s'est déplacée sur une distance $\beta_s c \Delta t$ et la distance apparente, vue par l'observateur, est :

$$D_{\rm app} = \beta_s c \Delta t \sin(\theta) \tag{1.27}$$

Étant donné que la source s'est rapprochée de l'observateur, les photons émis à $t + \Delta t$ ont moins de distance à parcourir que ceux émis au temps t et ainsi le temps apparent pour l'observateur est :

$$\Delta t_{\rm app} = \Delta t(1 - \beta_s \cos(\theta)) \tag{1.28}$$

et la vitesse apparente est alors :

$$\beta_{\rm app} = \frac{D_{\rm app}}{\Delta t_{\rm app}} = \frac{\beta_s \sin(\theta)}{1 - \beta_s \cos(\theta)} \tag{1.29}$$

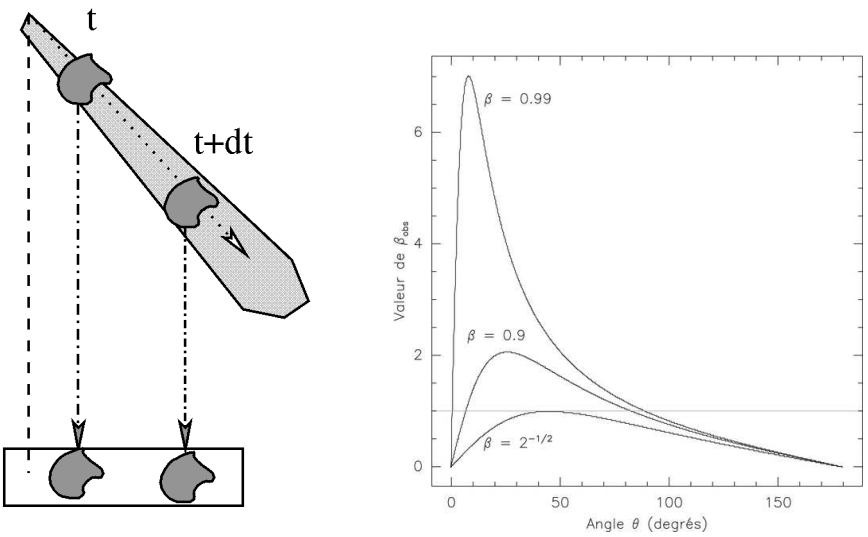


FIGURE 1.22 À gauche : schéma explicatif des mouvements supra-luminiques. À droite : vitesse apparente en fonction de l'angle θ pour différentes valeurs de β_s.

La figure 1.22, à droite, donne la variation de la vitesse apparente pour plusieurs valeurs de la vitesse de la source lumineuse. La vitesse apparente peut être plus grande que la vitesse de la lumière si $\beta_s > 1/\sqrt{2}$.

La compacité $\gamma\gamma$ La zone émettrice ne peut donc pas être plus petite que $R_{\rm var}/\delta = t_{\rm var}\ c/(1+z)$ afin d'être reliée causalement. $t_{\rm var}$ est l'échelle de temps de variabilité pouvant être de l'ordre de la minute (Aharonian et al., 2007a; Albert et al., 2007e). Dans cette zone, les photons γ ayant une énergie suffisante peuvent interagir entre eux pour créer des paires e^+e^-. Le paramètre de compacité est défini par :

$$l = \frac{\sigma_T L'}{4\pi R m_e c^3} \tag{1.30}$$

où R est la taille de la source et L' est la luminosité évaluée à 1 MeV dans le référentiel de la source. Cette luminosité permet d'évaluer la densité de photons ayant l'énergie suffisante pour la création de paire.

En remplaçant R par la taille la plus petite permise par les observations, soit celle induite par l'échelle de temps de variabilité, $R_{\rm var}$, on arrive à :

$$l > (1+z)\delta^{-5}\frac{\sigma_T}{4\pi m_e c^4}\frac{L}{t_{\rm var}} = 0.9(1+z)\delta^{-5}\frac{\sigma_T}{10^{45} erg\, s^{-1}}\frac{1\,\text{jour}}{t_{\rm var}} \tag{1.31}$$

Pour les valeurs de $l > 1$, la production de paire devrait conduire à l'absorption complète des photons de THE détectés sur Terre. L'observation de blazars aux THE implique des facteurs Doppler $\delta > 10 - 20$, réduisant d'un facteur δ^{-5} le paramètre l.

La séquence des blazars

La séquence des blazars, proposée par Fossati et al. (1999) au vu du bilan énergétique de plusieurs blazars, postule l'existence d'une séquence continue entre les FSRQ et les BL Lacs les plus énergétiques, figure 1.23 :

- le ratio $\mathrm{I}^{\rm BF}_{\rm pic}/\ \mathrm{I}^{\rm HF}_{\rm pic}$ intensité du pic basse fréquence sur intensité du pic haute fréquence diminue quand la luminosité augmente. Ainsi pour les FSRQ, $\mathrm{I}^{\rm BF}_{\rm pic}$ est inférieure à $\mathrm{I}^{\rm HF}_{\rm pic}$, ce qui n'est pas le cas pour les BL Lac.
- la fréquence des pics à basse énergie $\nu^{\rm BF}_{\rm pic}$ et à haute énergie $\nu^{\rm HF}_{\rm pic}$ diminue quand la luminosité totale augmente et donc les blazars les moins lumineux sont ceux qui émettent aux plus hautes énergies.

Les FSRQ ont la plus grande luminosité mais émettent à plus basse énergie que les BL Lac. Ces derniers sont divisés en 2 sous-catégories suivant la position du pic basse fréquence $\mathrm{I}^{\rm BF}_{\rm pic}$. Si le maximum de l'émission synchrotron se situe dans l'infrarouge, on parle de LBL (*Low frequency peaked BL Lac*) et pour un pic dans l'optique ou au delà, on parle de HBL (*High frequency peaked BL Lac*). Il existe aussi une classe intermédiaire parfois utilisée dans la littérature, les IBL (*Intermediate frequency peaked BL Lac*).

Les HBL sont les objets les moins puissants avec une énergie totale (radiative et magnétique) dans le jet nettement inférieure aux FSRQ (figure 1.23, à gauche). Moins brillants que tous les autres blazars à presque toutes les longueurs d'onde, ils émettent jusqu'aux très hautes énergies et même au delà de 1 TeV. De fait, la majorité des blazars détectés par les télescopes Tcherenkov sont des HBL (23 sur 28).

Dans le domaine du GeV (celui de *Fermi* et AGILE), cette séquence des blazars prédit que les FSRQ sont des sources brillantes avec un indice

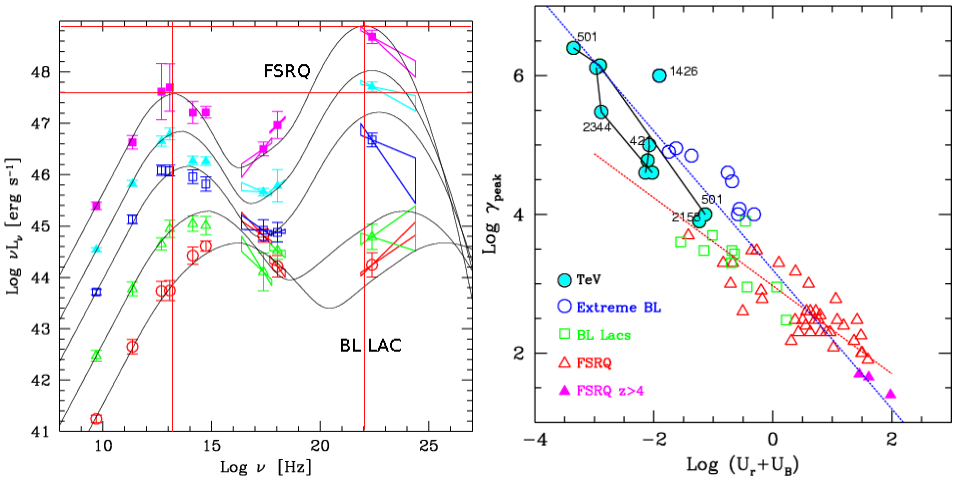


FIGURE 1.23 À gauche : SED moyennes d'un échantillon de blazar, tiré de (Fossati et al., 1999). À droite : fréquence du pic synchrotron en fonction de la densité d'énergie (radiative et magnétique) dans le jet (Ghisellini et al., 1998).

spectral $\Gamma > 2$ (sources à spectre mou), alors que les BL Lac, et en particulier les HBL, sont plus faibles mais avec un indice spectral $\Gamma < 2$ (sources à spectre dur).

La figure 1.24 tirée de (Abdo et al., 2010d) montre les indices spectraux dans la bande *Fermi* des sources associées avec des blazars. Une nette différence est ainsi visible entre la population des FSRQ pour lesquels $\Gamma > 2$ (sauf pour 2 sources sur 231) et les BL Lac dont le spectre est plus dur en moyenne.

Le recouvrement entre la distribution des indices des BL Lac avec celle des FSRQ est néanmoins important. Ceci est principalement dû aux HBL. Le panneau en haut de la figure 1.24 montre la distribution des indices en fonction de la position du pic synchrotron. On voit que dans ce diagramme les FSRQ (rouge) et les LBL (bleu clair) sont peu différents. Les HBL peuplent, eux, la partie droite du diagramme avec un pic synchrotron à grande fréquence et un indice spectral $\Gamma < 2$. Ceci est en parfait accord avec les prédictions de la séquence. Les deux populations, dont la classification est basée sur des propriétés de leur émission radio, sont séparées aussi grâce à leur émission à plus haute énergie.

La séquence blazar reste encore très controversée et certaines observations tendent à la contredire. A ce titre citons l'exemple du HBL PKS 2155-304 qui a subi une phase éruptive en 2006 sans précédent (Aharonian et al., 2007a) durant laquelle le flux au dessus de 200 GeV fut 50 fois plus important que celui habituellement mesuré. La figure 1.25 présente la SED de cette source durant cette éruption. La composante à haute énergie est

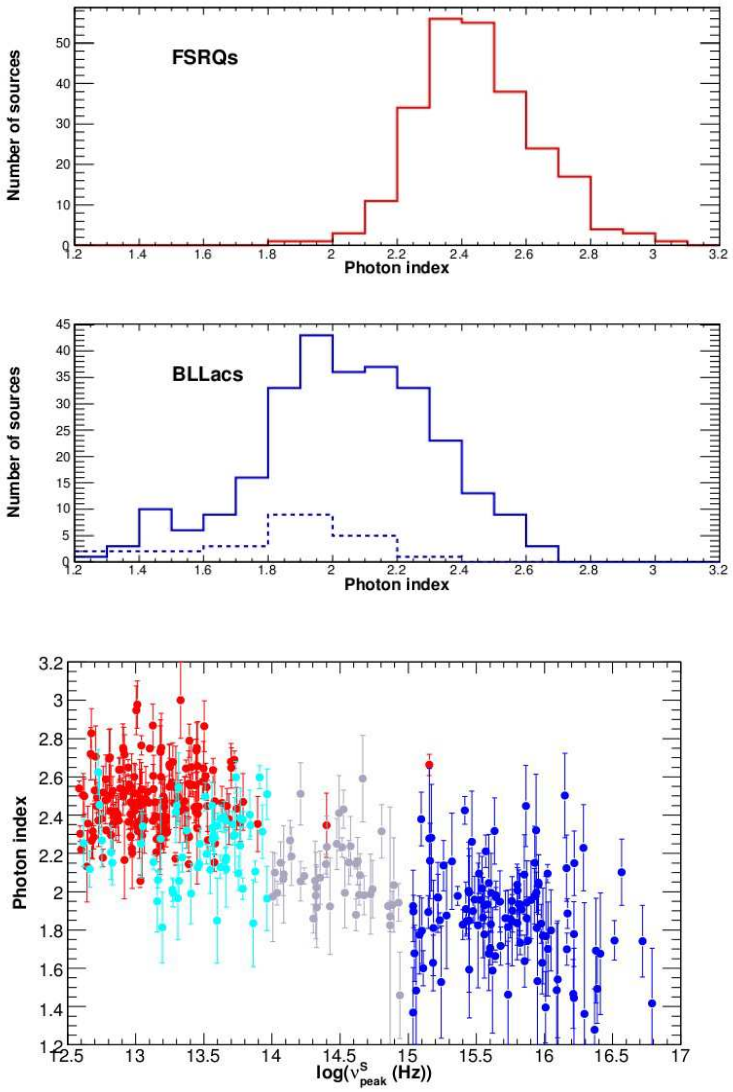


FIGURE 1.24 Figures tirées (Abdo et al., 2010d), liste des sources *Fermi* probablement associées avec des NAG. En haut, la distribution des indices spectraux pour les FSRQ et les BL Lac. La ligne pointillée bleu est la distribution des indices spectraux des BL Lac vus au TeV. En bas : l'indice spectral *Fermi* en fonction de la position du pic synchrotron. En rouge se trouvent les FSRQ, les autres sources sont des BL Lac et les HBL sont en bleu.

dominante (courbe bleu), allant à l'encontre des prédictions de la séquence blazars pour un HBL.

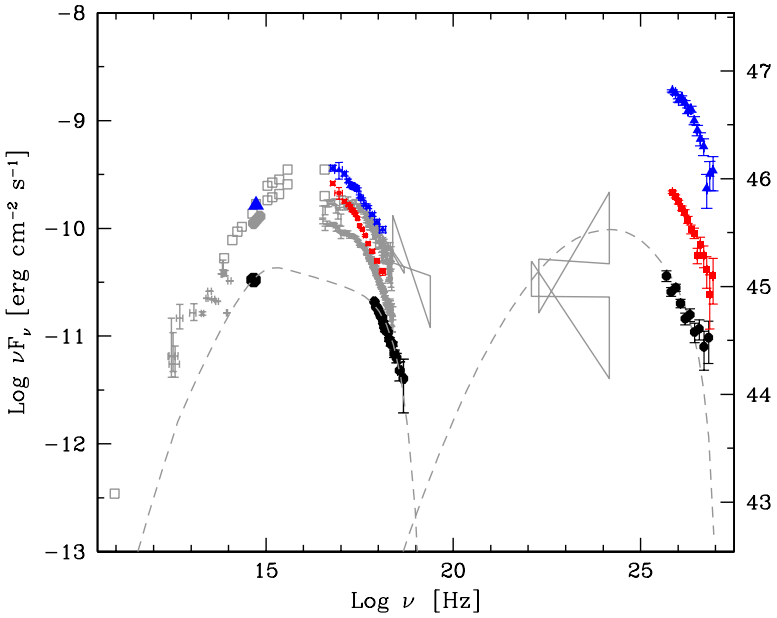


FIGURE 1.25 SED du HBL PKS 2155-304 tirée de Aharonian et al. (2007a). En noir, la SED dans un état bas. Les points en rouge et en noir représentent le flux à deux instants différents lors de l'épisode éruptif.

1.5.4 Les NAG vus aux très hautes énergies

Dans le chapitre 3, une étude systématique des NAG détectés aux THE est faite. Nous donnerons ici une vue générale des observations faites des sources extragalactiques.

Depuis la détection du premier blazar, Markarian 421, (Punch et al., 1992), au dessus de la centaine de GeV, 35 sources extragalactiques ont été détectées. La plupart sont des NAG (34 objets) dont 28 BL Lac qui se répartissent en 23 HBL, 3 IBL et 2 LBL.

À l'heure actuelle, 2 FSRQ ont été détectés. Le premier est 3C 329, observé par le télescope MAGIC (Albert et al., 2008b) durant une éruption importante. C'est aussi l'objet le plus lointain jamais vu avec un redshift $z = 0.56$. Enfin PKS 1510-08 a été récemment annoncé par la collaboration HESS et dont le redshift est $z = 0.36$ (Wagner, 2010).

3 radio-galaxies, de la classe FRI, ont été détectées. La première et la plus brillante est M 87 (Aharonian et al., 2006e). Les autres radio-galaxies détectées sont Centaurus A (Aharonian et al., 2009a) et 3C 66B (Aliu et al., 2009). A noter que VERITAS ne confirme pas la détection de 3C 66B mais attribue le signal observé à 3C 66A, un IBL situé dans le même champ de vue (voir chapitre 3).

M 87 est la seule radio-galaxie dont il a été possible de mettre en évidence la variabilité dans le domaine du TeV (Acciari et al., 2009b). Cette émission

n'a pu être associée par la localisation spatiale de la source à aucune partie du jet ou encore du noyau central par ailleurs résolus en radio, optique ou encore en rayon X. Néanmoins des observations simultanées en radio (VLBA) et au TeV permettent de penser que le lieu d'accélération des particules dans M 87 est proche du trou noir central.

À cette liste de détection, ajoutons 68 objets ayant été observés par différentes expériences et ayant des limites supérieures publiées (de la Calle Pérez et al., 2003; Horan et al., 2004; Falcone et al., 2004; Aharonian et al., 2004a, 2005e; Albert et al., 2008a; Aharonian et al., 2008c). Certains types de sources, en particulier les galaxies Narrow Line Seyfert (NLSy), très recherchées (3 sources ayant des limites supérieures), n'ont pas encore été observées aux THE bien que *Fermi* les ait détectées (Abdo et al., 2009l). Le spectre mesuré par *Fermi*, extrapolé au dessus de 100 GeV, mène à un flux trop faible pour espérer une détection avec la génération actuelle de télescopes Tcherenkov. L'émergence d'une autre composante spectrale est néanmoins possible aux THE comme c'est le cas pour des sources galactiques comme Vela X (The Fermi LAT Collaboration & Timing Consortium, 2010), LS I $+61^{\circ}$ 303 (Abdo et al., 2009h) ou encore la source extragalactique Centaurus A (Fermi Collaboration et al., 2010).

Une partie des ces sources ont été détectées lors de phases éruptives, comme par exemple Markarian 180 (Albert et al., 2006b) ou encore PKS 0548-322 (Superina et al., 2008). On peut aussi noter que certaines sources n'ont pas de variabilité mesurable : les mesures de flux de l'objet PG 1553-113 faites par différents télescopes sont compatibles.

Les éruptions majeures de certains objets permettent de tester les lois fondamentales de la physique comme l'invariance de Lorentz. En effet, certains modèles de gravité quantique prédisent une dépendance de la vitesse de la lumière avec l'énergie résultant de la violation de l'invariance de Lorentz (Amelino-Camelia et al., 1998, pour une revue). Les éruptions de Markarian 501 et PKS 2155-304 ont permis de mettre une limite supérieure sur l'échelle d'énergie à laquelle pourrait apparaître ce phénomène (Aharonian et al., 2008b).

Chapitre 2

Le satellite *Fermi*

La fin de la mission *CGRO* en 2000 fut le début d'une période durant laquelle le ciel γ, entre 100 MeV et 200 GeV, était inaccessible. Son successeur le satellite *Fermi* (nommé GLAST avant le lancement) réouvre une fenêtre sur ce ciel γ avec des performances bien supérieures.

Le satellite *Fermi* a été lancé par la NASA à bord d'une fusée Delta-II, depuis le site de Cap Canaveral (Floride, Etats-Unis) le 11 juin 2008. *Fermi* emporte à son bord deux instruments : le LAT (Large Area Telescope, Atwood et al. (2009)) et le GBM (Gamma-Ray Burst Monitor), composé de 12 détecteurs d'iodure de sodium (NaI) et de 2 détecteurs au germanate de bismuth (BGO) et dédié aux sursauts gamma. Après une période de vérification du bon fonctionnement du satellite, les instruments de mesure ont été mis en marche. Cette période de 2 mois, appelée L&EO (*Launch and Early Operations*), a permis de tester chaque sous système du LAT et toutes leurs configurations possibles ainsi que le mode "pointé", durant lequel le LAT pointe dans une même direction. Dès les premiers jours, le LAT a montré l'étendue de son potentiel, détectant en très peu de temps certaines des plus intenses sources vues par EGRET. Dans ce chapitre, le fonctionnement du LAT ainsi que l'analyse des données de "haut niveau" sont décrits.

2.1 Contraintes d'une expérience spatiale

Au-delà du rayonnement visible (rayons X, rayons γ), l'atmosphère terrestre est complètement opaque au rayonnement électromagnétique. Seul un détecteur en orbite autour de la Terre peut détecter des photons directement. *Fermi* vole ainsi à une altitude de 565 km sur une orbite de 25.6 degrés avec une période de révolution de 96 minutes. La figure 2.1 présente deux images du satellite lors des derniers contrôles et juste avant le lancement sur la fusée.

Une expérience spatiale est sujette à des contraintes bien différentes

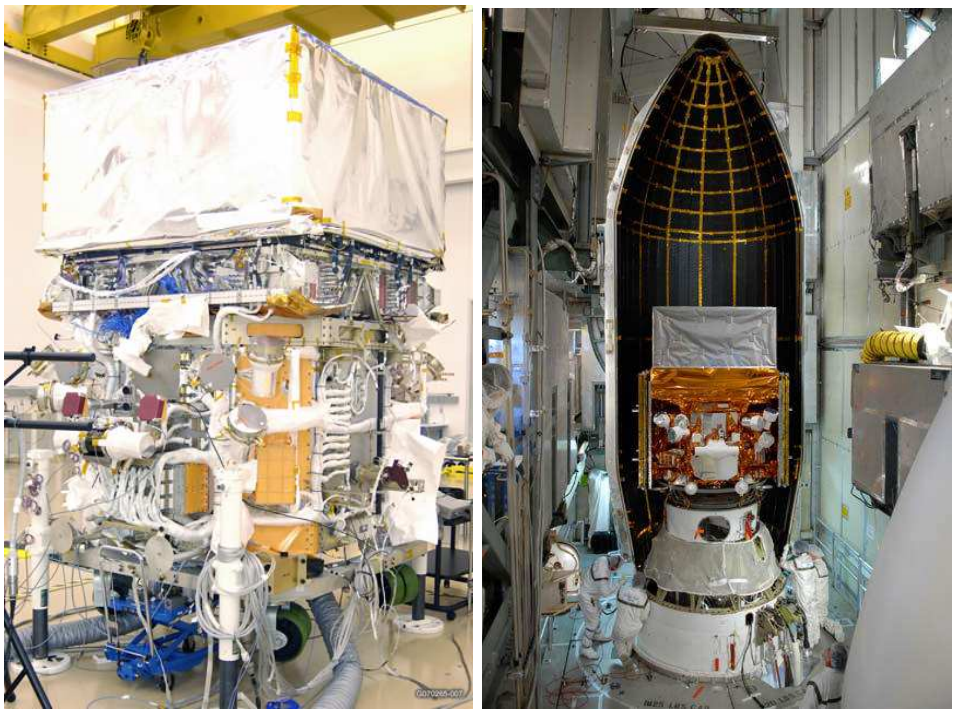


FIGURE 2.1 Vue du satellite *Fermi* lors des tests finaux (à gauche) et lors de son montage sur la fusée Delta II (à droite). Le LAT est la partie supérieure recouverte d'une protection grise.

d'une autre expérience en laboratoire et nécessite certains compromis. La fiabilité est un point essentiel dans la fabrication et le design d'un satellite puisqu'aucune réparation n'est envisagée pour *Fermi*. Le LAT, situé sur la partie supérieure du satellite *Fermi*, possède un design modulaire et est composé de 16 tours identiques (voir figure 2.2), sur un arrangement carré de 4×4. Chaque tour est composée d'un module de trajectographe et un module de calorimètre, ainsi que de toute l'électronique d'acquisition nécessaire. La technologie doit bien sûr être fiable et de nombreux tests de qualification sont menés à chaque étape de l'intégration.

Les lanceurs ont des capacités limitées en terme de poids et de taille du satellite. Ceci limite la sensibilité des missions spatiales. Le poids total du LAT est de 2789 kg pour une surface géométrique d'environ 1 m^2.

Les besoins électriques du vaisseau et des instruments scientifiques doivent être minimisés car ils ne sont pourvus que par des panneaux solaires et des batteries. Ces dernières sont donc très importantes et leur vieillissement est surveillé avec vigilance. La consommation du satellite doit se restreindre à 650W seulement, ce qui est un challenge sachant qu'il faut alimenter plusieurs milliers de voies d'électronique.

Enfin, les données doivent être transmises au sol afin d'être analysées

mais le temps de contact *Fermi*-sol, ainsi que la bande passante allouée par contact sont limités (40 MB par seconde). Il est donc impossible de transmettre les 3 kHz de données reçues. Afin de diminuer ce taux, les données sont soumises à un premier filtre simple à bord du vaisseau, effectué par un logiciel reprogrammable (Hughes et al., 2007, *On board filter*, OBF). Le taux d'évènements enregistré et transmis par le LAT est ainsi ramené à 400Hz. Ceci représente tout de même 1.5 GB par contact avec un contact toutes les 3 heures.

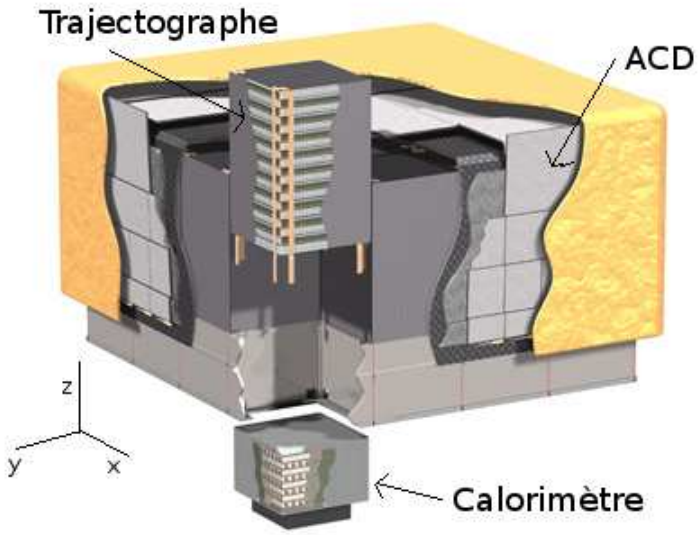


FIGURE 2.2 Schéma du LAT, composé de 16 tours avec chacune un trajectographe et un calorimètre. Les axes xyz du LAT sont aussi indiqués.

Le LAT observe environ 85% du temps et il est désactivé durant son passage dans l'anomalie sud-atlantique (SAA), région de la Terre où le champ magnétique est plus faible qu'ailleurs soumettant le satellite à un flux de particules cosmiques important pouvant endommager certains sous-systèmes.

2.2 Principe de détection du LAT

Le LAT est dédié à l'étude des sources galactiques et extragalactiques entre 20 MeV et 300 GeV. La sensibilité de celui-ci est un facteur dix meilleure que celle de son prédécesseur EGRET et sa gamme en énergie a aussi été étendue en faisant ainsi un outil idéal pour l'étude des objets les plus énergétiques de l'univers.

Pour parvenir à un tel résultat, le rejet du bruit de fond, composé de particules chargées du rayonnement cosmique, se doit d'être efficace. À 565 km d'altitude, le LAT est soumis au rayonnement cosmique et au rayonnement

d'albédo de la Terre. La figure 2.3 donne l'abondance des différentes espèces de particules en fonction de l'énergie. Ce fond représente environ 4kHz/m^2 alors que le flux du Crabe, une des sources les plus intenses, est de quelques photons par minute et par m^2. Au contraire des photons, la plupart de ces particules sont chargées. Afin de les détecter et de pouvoir les rejeter facilement, le LAT est entouré d'un bouclier anti-coïncidence (*Anti-Coïncidence Detector*, ACD, figure 2.2, (Moiseev et al., 2007; Thompson et al., 2007)) qui permet de rejeter 99.97 % des particules chargées.

L'ACD est constitué de 89 tuiles empilées de scintillateurs plastiques et de rubans scintillant. Le passage d'une particule chargée est caractérisé, au contraire du passage d'un photon, par un dépôt d'énergie dans l'ACD en coïncidence avec une détection dans le trajectographe et le calorimètre. Cette signature permet de mettre un veto sur un tel évènement permettant à l'ACD de réduire le fond de particules chargées d'un facteur 10^3. Un autre facteur 10^3 est gagné par l'analyse des profils de gerbe et l'utilisation d'un arbre de décision pour la sélection et la reconstruction optimale des données.

Mais cette structure particulière a aussi pour but de réduire les effets du phénomène de *backsplash* (Moiseev et al., 2004). Les paires e^+e^- créées par les photons les plus énergétiques (de l'ordre du GeV) peuvent ressortir du LAT et déposer de l'énergie dans l'ACD imitant ainsi un signal de particules chargées. La structure segmentée de l'ACD permet de connaître la provenance des électrons (sortant ou entrant) et de réduire le self-veto qui affectait la sensibilité d'EGRET autour de quelques GeV. Une des contraintes imposées était que l'ACD rejette moins de 20% des photons à 300 GeV.

La direction du photon incident est mesurée par le trajectographe et son énergie par le calorimètre que nous allons décrire dans la suite.

Le trajectographe Le trajectographe du LAT a deux rôles fondamentaux (Johnson, 2007). Le premier est de convertir le photon incident en paire e^+e^- et le second est d'enregistrer le passage de la paire afin de déterminer la direction initiale du photon. Pour cela, la technologie mise en œuvre est très différente de celle d'EGRET qui utilisait une chambre à étincelles remplie de gaz. La diminution de ce gaz, par les fuites, entraîne alors une limitation de la durée de vie de l'instrument. Le LAT, lui, tire partie des avancées technologiques en matière de semi-conducteurs.

La détection des particules chargées se fait avec des pistes de silicium (*Silicon Strip Detector*, SSD). Un plateau, unité élémentaire du trajectographe, est ainsi constitué de deux plans de SSD, chaque piste SSD étant orientée perpendiculairement à celle du dessus (dans le plan $x-y$). Une tour du trajectographe est constituée de 19 plateaux. Cette alternance $x-y$, ainsi que la connaissance de la position en z de la piste touchée, permet une détection en 3D de la particule chargée.

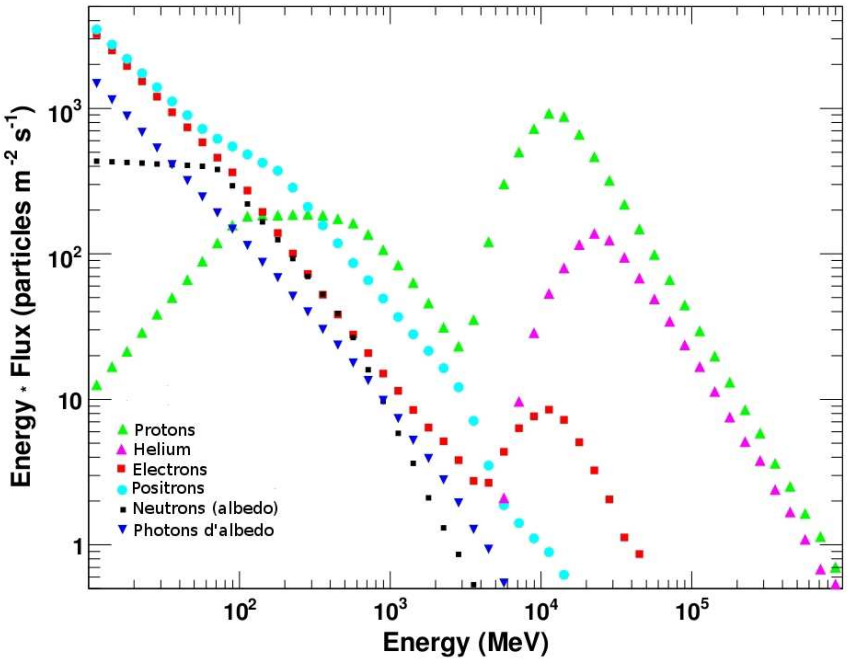


FIGURE 2.3 Fond de particules moyenné en orbite, figure tirée de Atwood et al. (2009)

Le photon incident doit avant tout se convertir en paire e^+e^- par interaction dans le champ de Coulomb d'un atome. Afin d'augmenter la probabilité d'interaction avec le trajectographe, des couches de tungstène, utilisé pour le grand Z de ce matériau (Z=74), sont ajoutées à chaque plateau. L'épaisseur de tungstène traversée par le photon influe directement sur la probabilité de conversion ; une grande épaisseur permettant de convertir plus probablement les photons. Néanmoins, avec l'épaisseur des couches, la totalité de matériau non instrumentalisé traversé le long de l'axe z augmente et réduit la précision de la mesure de la trace. Ceci est d'autant plus vrai à basse énergie, où le phénomène de la diffusion multiple est plus important qu'à haute énergie.

Ainsi, un compromis a été trouvé pour le LAT. Les 12 premiers plateaux possèdent des couches de tungstène relativement minces ($0.03X_0$ soit 0.03 cm) pour ne pas nuire à la reconstruction de la direction. Les photons s'étant convertis dans ces couches sont marqués "FRONT". Les 4 plateaux suivants possèdent une plus grande épaisseur de tungstène ($0.18X_0$ soit 0.072 cm) afin de convertir les photons de plus haute énergie et les évènements sont appelés "BACK". Les trois derniers plateaux ne contiennent pas de tungstène car à eux seuls, ils ne sont pas suffisants pour permettre une reconstruction correcte de la trace et une estimation de la direction. Le trajectographe

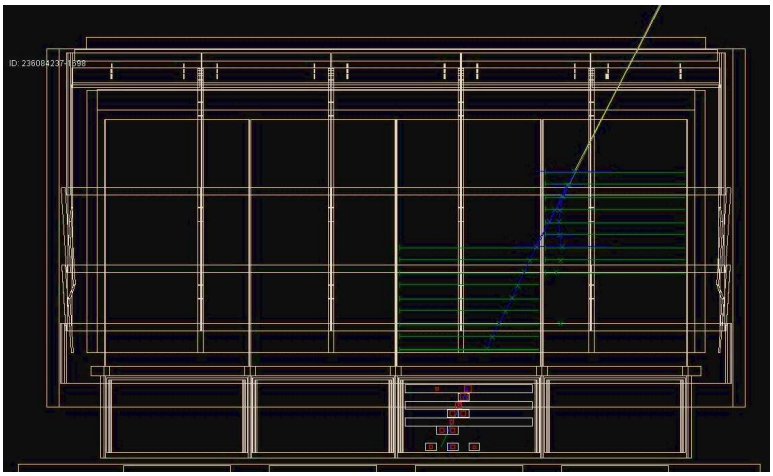


FIGURE 2.4 Candidat photon dans le LAT. Les lignes bleues présentent les trajectoires de la paire e^+e^- et les jaunes, la direction reconstruite du photon incident. Les carrés rouges donnent les barreaux du calorimètre touchés et les lignes vertes, les pistes SSD touchées.

représente en totalité une épaisseur de $1.5X_0$. La figure 2.4 présente un candidat photon dont la gerbe est initiée dans le trajectographe.

Le calorimètre Le calorimètre a pour but de mesurer l'énergie du photon incident en mesurant l'énergie déposée par les paires e^+e^- (d'Avezac, 2006; Grove et al., 2007). Pour ce faire, il est constitué de 16 modules de 96 cristaux, en forme de barreau de Iodure de Césium dopés au Thallium. Un barreau, de dimension 2.7 cm × 2.0 cm × 32.6 cm, est recouvert d'un matériau réfléchissant et la lumière est collectée par 2 diodes (une petite (25.2 mm^2) et une grande (152.25 mm^2)) placées à chaque extrémité des barreaux. La petite diode permet de mesurer les dépôts d'énergie importants (2 MeV–74 GeV), alors que la grande diode offre une grande précision sur les faibles énergies (1–940 MeV).

La figure 2.5 donne un schéma du fonctionnement d'un barreau ainsi que de l'électronique utilisée. Chaque diode possède deux gains différents (×1 ou ×8). La voie "LE" (resp. "HE") est associée à la grande diode (resp. petite diode). Pour chaque dépôt d'énergie, on enregistre la voie LEX8 (gain ×8). Si cette voie est saturée, on considère alors LEX1 et ensuite HEX8 et HEX1.

Les barreaux sont assemblés dans un module en 8 couches de 12, soutenus par une structure alvéolaire en carbone epoxy légère et résistante (Ferreira et al., 2004). La figure 2.6 est une photo d'un module du calorimètre lors de l'intégration. Chaque couche est orientée à 90 degrés par rapport à celle du dessus. De plus, la position du dépôt d'énergie dans le barreau est connue en comparant la différence d'intensité lumineuse reçue en-

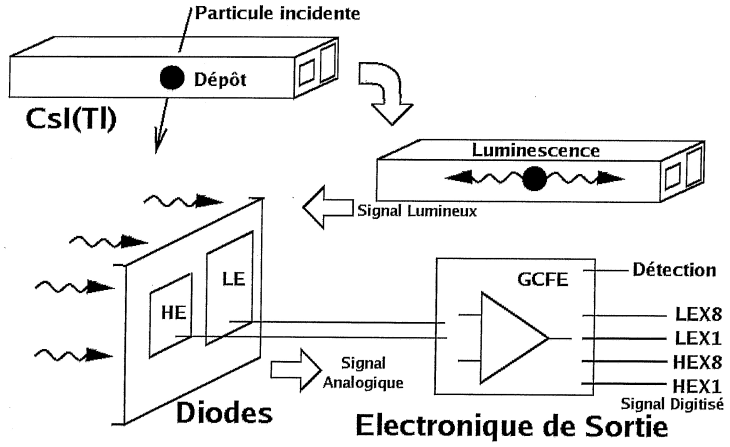


FIGURE 2.5 Schéma de fonctionnement d'un barreau du calorimètre du LAT.

tre les deux extrémités [1]. Ceci permet de faire une image 3D de la gerbe électromagnétique. Ce calorimètre, dit hodoscopique, permet une très bonne reconstruction en énergie en ne se basant pas seulement sur l'énergie mesurée mais sur les différents paramètres de la gerbe (longueur, développement...) avec, au final, une erreur de l'ordre de la dizaine de pour-cent sur l'énergie. L'épaisseur du calorimètre est de $8.6X_0$ ce qui n'est cependant pas suffisant pour contenir les gerbes les plus énergétiques.

2.3 Reconstruction des évènements

La reconstruction de la trace de la paire e^+e^- se fait grâce aux pistes touchées SSD dans le trajectographe mais on fait aussi l'hypothèse que le barycentre du dépôt d'énergie dans le calorimètre est sur la trajectoire de la particule incidente.

Une première estimation de l'énergie se fait en sommant toute l'énergie mesurée dans le calorimètre. À basse énergie, il faut impérativement tenir compte de l'énergie déposée dans le trajectographe. Ceci se fait grâce au nombre de pistes touchées. À plus haute énergie, c'est la fuite des particules qui limite la précision et il faut estimer l'énergie sur les caractéristiques de la gerbe.

La sélection des données du LAT se fait grâce à un arbre de décision entraîné sur des simulations Monte-Carlo détaillées de l'instrument et fournit ainsi l'énergie la plus probable de la particule incidente (estimée avec différents types d'algorithmes : Bruel (2005); d'Avezac (2006)), mais aussi sa trajectoire et la probabilité que cet évènement soit un photon et non

1. Les tests au sol ont montré que la précision sur la position ést de 3 mn environ pour des muons.

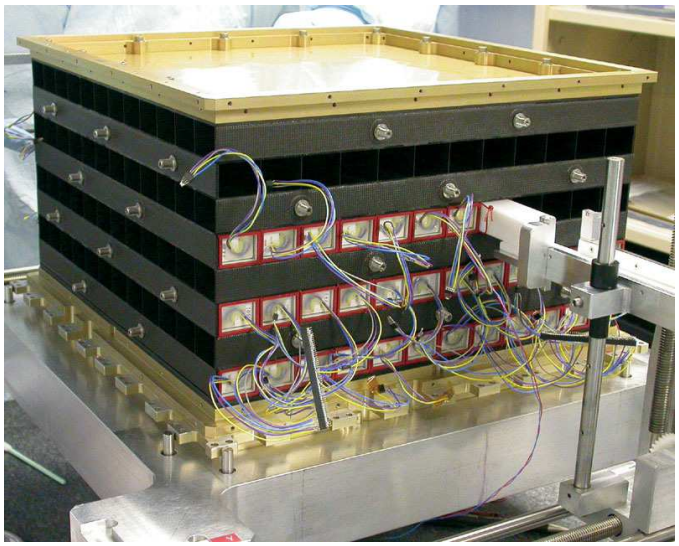


FIGURE 2.6 Image d'un module du calorimètre lors de la mise en place des barreaux dans la structure en epoxy (noir).

pas un évènement du bruit de fond. On distingue ainsi plusieurs classes d'évènements.

La classe TRANSIENT est celle qui est la plus lâche en terme de coupures et donc la plus contaminée par le fond. Elle possède néanmoins le plus grand taux d'évènements (5 Hz au total) et est utilisée pour l'étude des sursauts gamma. La classe SOURCE possède des coupures plus dures et un taux d'évènement de 1 Hz. Enfin la classe DIFFUSE regroupe les évènements ayant la plus grande probabilité d'être des photons. C'est cette classe qui est utilisée pour l'analyse des sources ponctuelles du fait du meilleur rapport signal sur bruit.

2.4 Performances du LAT

Les performances du LAT sont résumées dans le tableau 2.1. Trois quantités sont particulièrement importantes pour l'analyse des sources astrophysiques :

- la résolution angulaire qui donne la réponse instrumentale à une source ponctuelle,
- la surface effective, qui est la surface utile pour la collection et la détection des photons,
- la résolution en énergie indiquant l'erreur faite sur la mesure de l'énergie du photon.

L'erreur sur la reconstruction de la direction incidente est donnée par la résolution angulaire ou *Point Spread Function* (PSF). À basse énergie, la

Gamme dynamique	20 MeV – > 300 GeV
Résolution en énergie	< 10 %
Duty cycle	85%
Champ de vue	2.2 sr
Résolution angulaire	0.1°@ 10 GeV
Surface effective	$\approx 1\mathrm{m}^2$
Longueur de radiation	8.6 (10.1)
Consommation électrique	650 W
Poids	2789 kg

TABLE 2.1 Performances du LAT.

diffusion multiple dans les couches de tungstène dégrade les performances. Au contraire, une particule très énergétique va créer une trace rectiligne et l'incertitude sur la direction va provenir du nombre N de couches traversées et la résolution spatiale des plans SSD de mesure. La PSF en fonction de l'énergie peut être approximée par :

$$PSF(E_\gamma) \simeq \sqrt{\left(0.8^\circ \times E_\gamma^{-0.8}/1\mathrm{GeV}\right))^2 + (0.07^\circ)^2} \tag{2.1}$$

avec E_γ, l'énergie du photon incident (Abdo et al., 2010c). La figure 2.7 donne la résolution angulaire du LAT à 68% en fonction de l'énergie du photon incident.

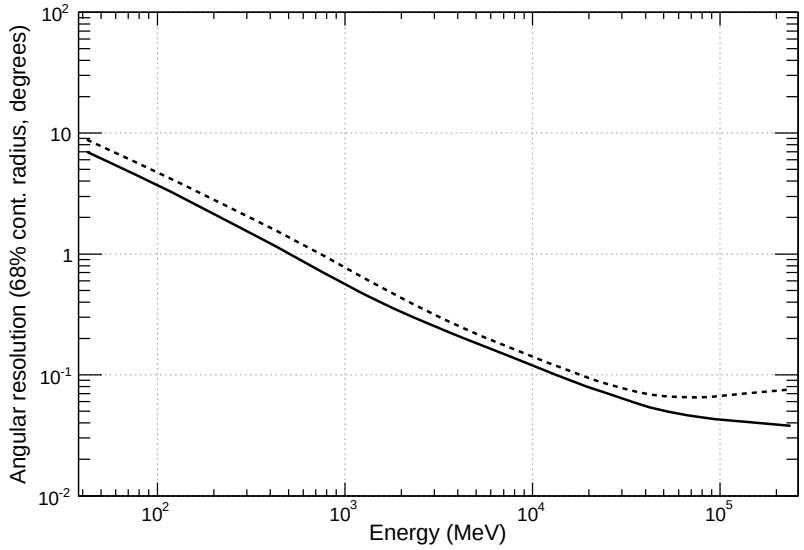


FIGURE 2.7 Résolution angulaire (PSF) du LAT en fonction de l'énergie pour les évènements "front" et une incidence normale (ligne), pour une incidence à 60 degrés (tirets).

La surface effective du LAT, notée $A_{\text{eff}}(E_\gamma, \theta)$, est une variable importante qui traduit la probabilité de détecter un photon. Elle dépend bien sûr de la surface géométrique que présente le LAT au photon incident et ainsi de l'angle d'incidence mais aussi des capacités de détection. La surface efficace est calculée par simulation Monte-Carlo de l'instrument complet (trajectographe, calorimètre, déclenchement, reconstruction, etc...) ainsi que toute la chaîne de reconstruction (réseau de neurones, classes...).

La surface effective en fonction de l'énergie est montrée en figure 2.8 pour les différentes classes d'évènements. Contrairement à son prédécesseur EGRET dont la surface efficace était de quelques centimètres au dessus de 20 GeV, le LAT possède une surface effective pratiquement indépendante de l'énergie au dessus de 1 GeV. Ainsi à 10 GeV, la surface effective est de plus de 8000 cm^2. Une telle capacité de détection permet à *Fermi* de détecter plus de sources émettant à haute énergie et notamment des sources vues au TeV.

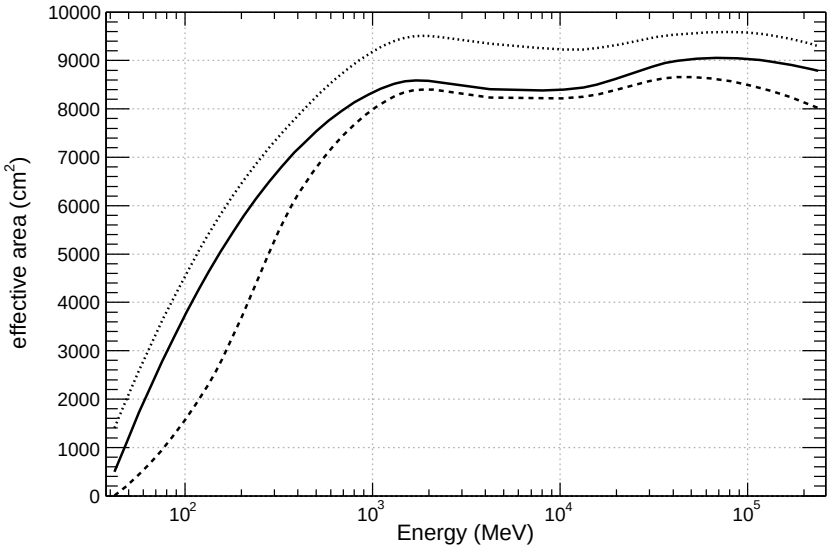


FIGURE 2.8 Surface effective en fonction de l'énergie pour les 3 différentes classes d'évènements, TRANSIENT (pointillés), SOURCE (ligne), DIFFUSE (tirets).

Enfin, la figure 2.9 donne la résolution en énergie ΔE_γ à 68% en fonction de l'énergie d'un photon incident faisant un angle de 0 ou de 60 degrés avec la normale du LAT. A basse énergie les pertes dans les zones mortes ou la difficulté d'évaluer l'énergie déposée dans le trajectographe limitent la précision. L'augmentation de ΔE_γ au dessus de 1 GeV est due à la taille finie du calorimètre ($8.6X_0$) qui ne peut contenir les gerbes électromagnétiques à haute énergie. On note que la résolution en énergie est meilleure en moyenne

pour un photon avec un angle d'incidence de 60 degrés que pour un photon d'incidence normale.

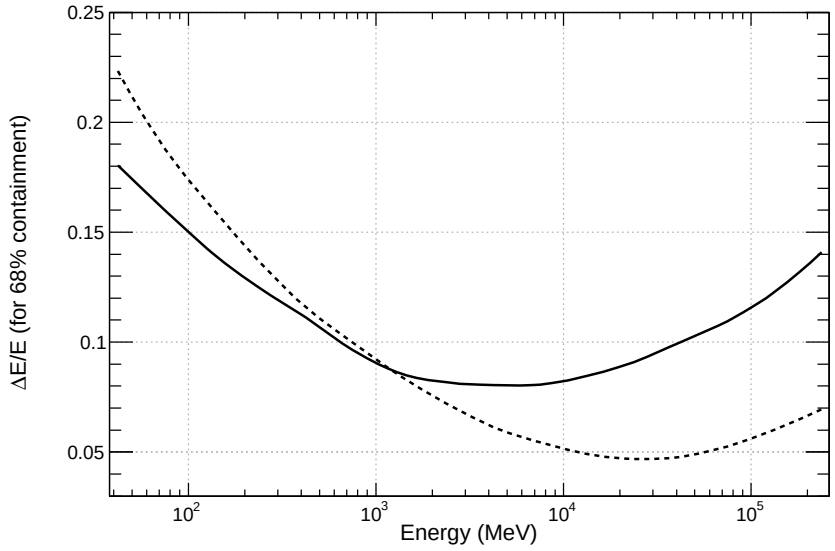


FIGURE 2.9 Résolution en énergie en fonction de l'énergie pour des évènements avec une incidence normale (plein), pour une incidence à 60 degrés (tirets).

2.5 Analyse des données

2.5.1 Réponses instrumentales

Toutes les caractéristiques du LAT peuvent être résumées par ce que l'on appelle les fonctions de réponse instrumentale (*Instrumental responce functions*, IRFs) définies par :

$$\mathrm{IRFs}(E_\gamma, \theta) = A_{\mathrm{eff}}(E_\gamma, \theta) \cdot PSF(E_\gamma, \theta) \cdot \Delta E_\gamma \tag{2.2}$$

Ces IRFs sont le résultat de simulations Monte-Carlo détaillées de l'instrument ainsi que de la chaîne de reconstruction, validées par des données en vol (Abdo et al., 2009g). Il est porté à l'attention du lecteur que le changement de version des IRFs, traduisant une amélioration de la compréhension du LAT, peut donner lieu à des résultats sensiblement différents.

L'analyse des données se fait avec les outils de la collaboration *Fermi*, les `Science Tools` (ST). C'est une collection de programmes en ligne de commande ou interfaçable avec le langage `PYTHON` (voir annexe A). Pour toutes les analyses présentées dans ce mémoire, on procède de la façon décrite dans la suite.

2.5.2 Préparation de l'analyse

Dans cette section, nous présentons les différentes étapes à mener avant de déterminer les caractéristiques spectrales d'une source ponctuelle. L'analyse comporte plusieurs étapes consistant à sélectionner les données (temps, énergie, etc..), calculer les paramètres de l'observation (exposition, intervalles en temps utilisables, etc..) et construire un modèle de ciel.

Formats des données Les données du LAT sont stockées dans le format `FITS` (Wells et al., 1981, Flexible Image Transport System [2]) ; format très répandu dans la communauté astrophysique. Les fichiers `FITS` peuvent être manipulés avec des outils `FTOOLS` [3] déjà existants et fournis par la NASA. Ils se présentent sous forme de HEADER en ASCII, récapitulant certaines quantités importantes, et de tableaux en format binaire contenant les données à proprement parler. Des outils tels `ds9` ou `fv` permettent, de plus, leur visualisation (graphiques, cartes, etc...).

Pour l'analyse, il est nécessaire de connaître, d'un côté, la position du satellite et la direction de pointé à chaque instant et de l'autre, la liste des évènements détectés. Deux types de fichiers sont donc utilisés : les fichiers dits FT1 et FT2.

Les fichiers de type FT1 donnent la liste des évènements associés à des photons ainsi que la classe de ces évènements (TRANSIENT, DIFFUSE, etc,...). Ces fichiers contiennent entre autres : l'énergie du photon (ENERGY (MeV)), la direction reconstruite (RA, DEC ou L, B) en degrés, des angles entre cette direction et l'axe z du LAT (THETA, PHI), le temps d'arrivée TIME (en MET [4]), la classe de l'évènement (EVENT_CLASS), le type de conversion (CONVERSION_TYPE [5]).

Les données liées au satellite sont collectées dans les fichiers FT2, regroupant la position du vaisseau par rapport à la Terre (LAT_GEO, LON_GEO, etc...) mais aussi la direction des différents axes du LAT. Afin d'observer tout le ciel en 2 orbites, le satellite doit tourner sur lui même avec un certain angle dit *rocking angle*. La valeur de cet angle est stockée dans la variable ROCK_ANGLE. De plus, les fichiers FT2 indiquent si le satellite se trouve ou non dans la zone de l'anomalie atlantique sud (IS_SAA). Toutes ces valeurs sont reportées par intervalles de 30 secondes.

Sélection des données Avant toute analyse, les données à utiliser doivent être sélectionnées à partir des fichiers FT1. Pour cela, on utilise l'outil

2. documentation http://fits.gsfc.nasa.gov/fits_home.html

3. http ://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/ftools/ftools_menu.html

4. MET : Mission elapsed time. Temps de la mission depuis la date du premier janvier 2001 à 00 heure 00 :00 UTC.

5. On fait la différence entre les photons se convertissant dans les couches minces (FRONT) ou épaisses (BACK) du trajectographe.

`gtselect`.

En entrée, `gtselect` prend un fichier ou une liste ASCII de fichiers FT1 ainsi que la position (RA, DEC en degrés) de la source que l'on veut étudier et la gamme en énergie considérée en MeV (typiquement $200-3\times10^5$ MeV).

On sélectionne les évènements provenant d'une région de 10 degrés de rayon autour de la source formant ainsi la *Region Of Interest* (ROI). Une ROI aussi grande est indispensable afin de bien modéliser les fonds diffus galactique et extragalactique.

De plus, on ajoute une coupure sur l'angle zénithal pour supprimer les photons provenant de l'albédo de la Terre. L'angle zénithal $\hat{z}$ est défini comme l'angle que fait un photon avec la droite qui passe par le centre de la Terre et par le satellite. L'angle zénithal de la surface de la Terre est de $\hat{z}_\odot = 113$ degrés et tous les photons provenant d'un angle zénithal $\hat{z} > 105$ sont rejetés.

Construction du modèle Dans le modèle de ciel, on regroupe toutes les sources de la ROI, modélisées par, en général, des lois de puissance simples et on ajoute les fonds galactique et extragalactique (isotrope spatialement). Le fond extragalactique est modélisé grâce au programme GALPROP (Strong et al., 2004) et est stocké sous forme d'un fichier `FITS`.

On distingue principalement deux formulations pour la loi de puissance simple. La première nommée POWER-LAW1 s'écrit :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} \tag{2.3}$$

où N_0 est le préfacteur exprimé en photons·cm^{-2} s^{-1} MeV^{-1} et Γ est l'indice spectral (sans unité).

La deuxième, POWER-LAW2, est souvent utilisée pour les courbes de lumière (voir la suite) car le flux total est un des paramètres :

$$\frac{dN}{dE} = \frac{I\cdot(1-\Gamma)}{E_{\rm max}^{(1-\Gamma)} - E_{\rm min}^{(1-\Gamma)}} E^{-\Gamma} \tag{2.4}$$

avec $E_{\rm min}$ et $E_{\rm max}$ les bornes en énergie de l'analyse. I est le flux au dessus de $E_{\rm min}$ en photons cm^{-2} s^{-1}.

La chaîne d'analyse utilise des fichiers en format XML pour les modèles de ciel, regroupant : la position de la source, son type (ponctuelle ou diffuse), la forme du spectre avec les paramètres correspondants et les limites de ces paramètres. De plus, chaque paramètre possède une option *free* indiquant si ce paramètre est libre (1) ou pas (0). Des exemples de ces modèles sont donnés en annexe A pour différents types de spectres.

Calcul des intervalles de temps utilisables Un point important est le calcul des segments de temps utilisables pour l'analyse (*Good Time Intervals*, GTI) indiquant lorsque les données sont utilisables ou non.

On supprime par exemple le temps que passe le satellite dans la SAA ou encore les prises de données de mauvaise qualité (angle de rocking trop grand, etc...). De plus, la coupure sur l'angle zénithal, faite précédemment, peut introduire un biais en déformant la ROI qui n'est plus un cercle (figure 2.10). Ceci se produit si l'angle zénithal de la source est trop proche de 105 degrés et il faut supprimer ces périodes de temps.

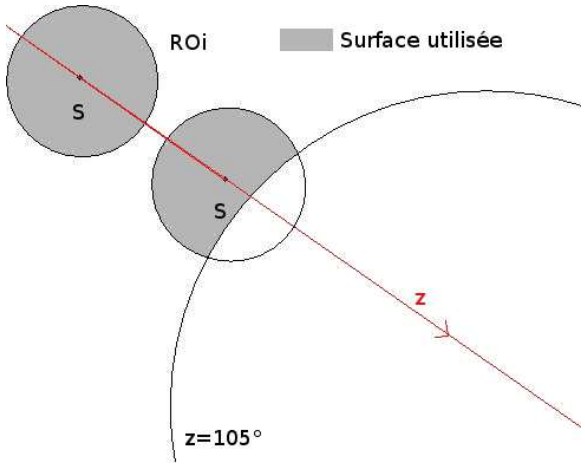


FIGURE 2.10 Déformation de la ROI due à la coupure sur l'angle zénithal.

Pour cela, on utilise le programme `gtmktime` prenant, en entrée, les fichiers FT2 et FT1 (provenant de la section `gtselect`). Les GTI étant stockés dans un HEADER et un tableau réservés dans le fichier FT1, ils seront modifiés directement par `gtmktime`. Le calcul des GTI se fait en suivant une expression logique de type `C++` dont les variables sont les noms des colonnes présentes dans les FT1 et FT2. Par exemple :

```
IS_SAA!=TRUE && (START > 240000000 || ROCK_ANGLE<40)
```

Cet outil peut aussi être utilisé pour définir des intervalles en temps disjoint et de mener ainsi une analyse sur ces segments. Ceci se fait grâce à une expression logique similaire à :

```
((START > 264038553.93 && STOP < 264144349.633 )||
(START > 265290072.484 && STOP < 265435476.977 )||
(START > 277206227.172 && STOP < 277342545.531 )||
(START > 277206227.172 && STOP < 277342545.531 ))
```

Sources diffuses Les sources diffuses dont il faut tenir compte dans l'analyse sont le fond galactique et le fond extragalactique et ils sont sujets à un traitement particulier.

`gtdifrsp` permet de calculer l'intégrale sur l'angle solide de la réponse d'un modèle de source diffuse convoluée avec les IRFs et ajoute une colonne correspondante dans le fichier FT1. Ce calcul doit être fait une seule fois pour chaque source diffuse.

Position d'une source par rapport au LAT Durant les observations, une source se déplace dans le champ de vue du LAT. De plus, les IRFS dépendant de l'angle d'incidence des photons, par rapport à la normale du LAT et donc de la position de la source, il est important de connaître le temps que passe la source à un certain angle d'incidence.

On utilise pour cela `gtltcube` et en définissant une grille permettant de découper le ciel et sur laquelle le calcul est effectué. Le résultat ne dépend que de l'histoire de la position du LAT (FT2) et non du modèle. À ce titre, il peut être calculé une seule fois pour un intervalle de temps donné. En entrée, `gtltcube` prend donc le fichier FT2, la taille des pas de la grille ainsi que le découpage en angle d'inclinaison (*dcostheta*) et donne en sortie un fichier appelé *livetime cube*. Ce fichier est une image de la grille pour chaque valeur de l'angle d'incidence dans le format `FITS`. Les *livetime cube* peuvent être ajoutés deux à deux avec l'outil `gtltsum` permettant ainsi d'obtenir, par exemple, le *livetime cube* pour sept jours d'observation à partir des sept cubes de chaque jour.

Calcul de l'exposition La carte d'exposition cumulée sur la période d'observation doit ensuite être calculée. Dans notre cas, cette exposition (en unité de cm^2s) n'est pas seulement l'intégrale de la surface efficace sur le temps mais l'intégrale des réponses instrumentales (IRFs) sur tout l'espace des phases (énergie reconstruite E', direction reconstruite $\mathbf{p}'$) et sur le temps :

$$\epsilon(E, \mathbf{p}) = \int_{\mathrm{ROI}} IRFs(E', \mathbf{p}')dE'd\mathbf{p}'dt \tag{2.5}$$

où les quantités primées sont des quantités reconstruites et t est le temps.

La carte d'exposition, obtenue avec `gtexpmap`, dépend donc de l'énergie et nécessite pour être calculée de connaître les quantités présentes dans le *livetime cube*. De plus, il faut fournir, en entrée, la taille de la ROI augmentée de 10 degrés afin de tenir compte de la PSF du LAT. Les paramètres de la ROI et, entre autres, le centre de celle-ci, sont présents dans le HEADER du fichier FT1 et donc accessibles par `gtexpmap`. L'exposition est calculée sur une grille du ciel dont le pas est un élément ajustable, tout comme l'est le nombre d'intervalles n en énergie. On obtient ainsi un fichier `FITS` contenant n cartes. Un exemple obtenu après 3 mois de mission est donné en figure 2.11. L'anisotropie est due à la SAA.

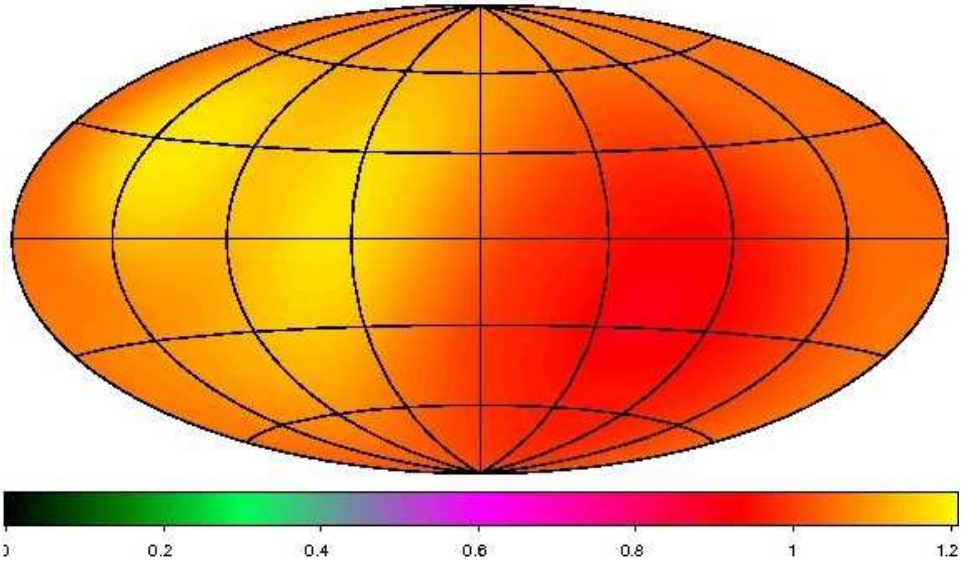


FIGURE 2.11 Projection Hammer-Aitoff de la carte d'exposition obtenue lors de la détermination de la liste des sources les plus brillantes (3 mois de données) en coordonnées galactiques (Abdo et al., 2009b).

2.5.3 Analyse par maximum de vraisemblance

Afin d'estimer les quantités physiques importantes d'une source, on utilise la méthode de maximum de vraisemblance ou *likelihood* en anglais, implémentée dans l'outil `gtlike`. Cette méthode, utilisée aussi pour l'analyse EGRET, est décrite dans les références Mattox et al. (1996a); Tompkins (1999). On en donne ici les principes de base.

Dans cette méthode, on construit une fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$ que l'on va chercher à minimiser. On fait, pour cela, l'hypothèse que le spectre différentiel de chaque source présente dans la ROI peut être décrit par une certaine forme fonctionnelle et on construit ainsi le modèle total, noté $S(E, \mathbf{p})$, dont l'expression mathématique est :

$$S(E, \mathbf{p}) = \sum_i S_i^{\text{ponc}}(E, \mathbf{p}) + \sum_i S_i^{\text{diff}}(E, \mathbf{p}) \tag{2.6}$$

où S_i^{ponc} est l'intensité d'une source ponctuelle et S_i^{diff} celle d'une source étendue.

À partir de l'exposition $\epsilon(E, \mathbf{p})$, le nombre de photons prédit *pour une source* i est :

$$N_{\text{pred}} = \int S_i(E, \mathbf{p}) \epsilon(E, \mathbf{p}) dE d\mathbf{p} \tag{2.7}$$

Du fait qu'un évènement est caractérisé par de nombreuses variables

(énergie, angles d'incidence,...), on peut définir de nombreux intervalles contenant ainsi un petit nombre d'évènements. La fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$ est alors le produit des probabilités d'avoir le nombre de coups réellement observés n_j, dans chaque intervalle :

$$\log(\mathcal{L}) = \prod_j \frac{\theta_j^{n_j} e^{-\theta_j}}{n_j!} \tag{2.8}$$

où l'on a utilisé une distribution poissonienne pour décrire n_j et θ_j est le nombre de photons prédit dans un intervalle (mathématiquement similaire à l'équation 2.7). Le logarithme de $\mathcal{L}$ est :

$$\log(\mathcal{L}) = \sum (n_j \log(\theta_j) - \theta_j) - \cancel{\log(n_j!)} = \sum n_j \log(\theta_j) - N_{\text{pred}} \tag{2.9}$$

Le terme $\log(n_j!)$ étant seulement dépendant des données, il n'est pas nécessaire d'en tenir compte lors de la minimisation. Ceci est la définition de la fonction de vraisemblance pour la méthode dite `Binned`.

Maintenant si le label j désigne un photon détecté, la fonction $\mathcal{L}$ obtenue est utilisée dans la méthode `Unbinned` (Tompkins, 1999) :

$$\log(\mathcal{L}) = \sum \log \left(\int S_i(E, \mathbf{p}) \cdot IRFs(E, \mathbf{p}) dE d\mathbf{p} \right) - N_{\text{pred}} \tag{2.10}$$

La minimisation de 2.10 est faite par `gtlike` et permet d'ajuster le modèle de ciel aux données. Ce programme prend en entrée toutes les quantités calculées avant (fichier FT1, FT2, *livetime cube*, carte d'exposition, modèle de ciel, etc...).

`gtlike` utilise des algorithmes de minimisation tel que DRMNGB ou MINUIT. Dans une procédure d'ajustement, on effectue une première itération avec une instance de `gtlike` avec l'algorithme DRMNGB, puis une autre avec MINUIT [6] en reprenant les valeurs obtenues par DRMNGB. Dans la pratique, on utilise l'option `sfile = outputModel.xml` pour sauvegarder les résultats de l'ajustement et ce nouveau fichier XML sert de modèle pour la deuxième instance. L'algorithme DRMNGB permet de converger vers les valeurs les plus probables de l'ajustement et MINUIT permet de calculer les erreurs statistiques de façon correcte.

Avec l'option `plot=true`, on obtient un graphique montrant le nombre total de photons dans la ROI ainsi que les modèles associées aux différentes sources. Un graphique des résidus permet de s'assurer *en partie* de la validité de l'ajustement. Un tel graphique est donné en figure 2.12. L'analyse a été faite avec 3 sources : fond diffus galactique (vert), et deux sources ponctuelles (violet et bleu).

6. MINUIT :http ://lcgapp.cern.ch/project/cls/work-packages/mathlibs/minuit/doc/doc.html et (James & Roos, 1975)

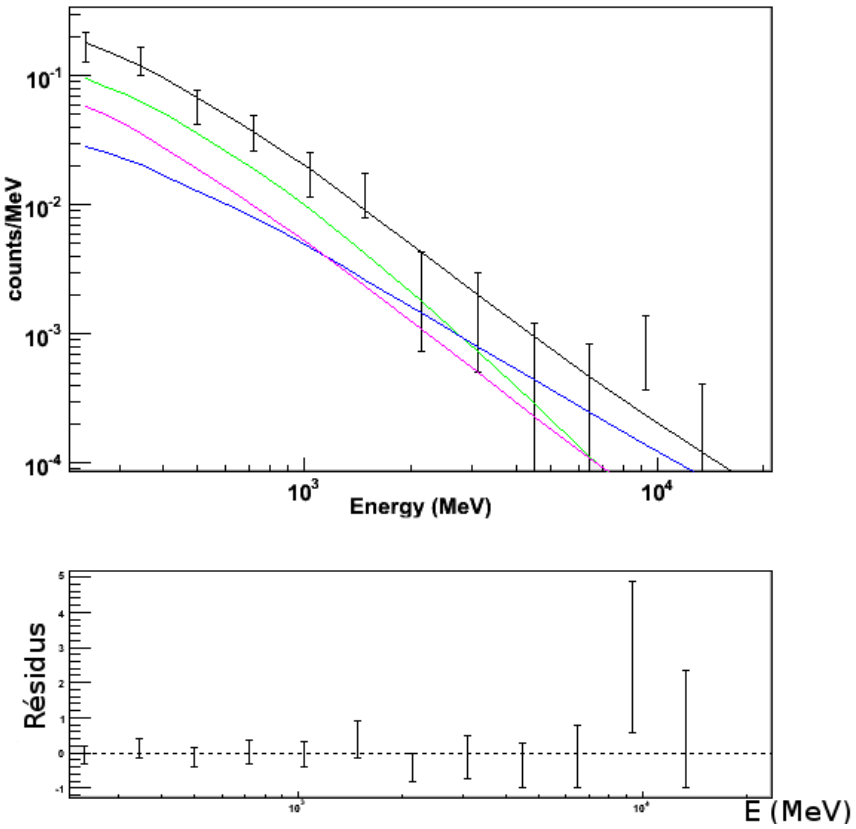


FIGURE 2.12 En haut, nombre de photons reçus en fonction de l'énergie. Sont aussi présentées, les contributions des différentes sources et la somme de celles-ci : fond diffus galactique (vert), et deux sources ponctuelles (violet et bleu). Le graphique du bas donne les résidus de l'ajustement en fonction de l'énergie.

2.5.4 Calcul des erreurs statistiques

Les erreurs, indiquant la précision de la mesure, correspondent à l'intervalle de confiance à 68% ou encore à 1σ et sont déterminées grâce au profil de vraisemblance.

Le profil de vraisemblance d'un paramètre [7] P de l'ajustement (préfacteur N_0, indice spectral Γ, etc...) est la variation de $\mathcal{L}$ en fonction de ce paramètre. Notons ce profil $\mathcal{L}(P)$ et considérons qu'il atteint un extremum pour $P = P_{\max}$. Dans le cas d'une source brillante, $\mathcal{L}(P)$ est symétrique par rapport à $P_{\max}$ et on approxime $\mathcal{L}(P)$ par une gaussienne.

7. Nous nous plaçons ici dans le cas 1D mais le calcul est effectué dans toutes les dimensions de l'espace des paramètres.

Une variation du profil de $\Delta\mathcal{L}(P) = 1/2$ correspond alors à une variation de P égale à l'erreur statistique σ et :

$$\mathcal{L}(P_{\max}) - \mathcal{L}(P_{\max} \pm \sigma) = 0.5 \cdot \mathcal{L}(P_{\max}) \tag{2.11}$$

On obtient ainsi une erreur symétrique (figure 2.13, panel de gauche). En pratique, l'algorithme MINUIT fait l'hypothèse que $\mathcal{L}(P)$ est gaussien pour effectuer ce calcul.

Dans le cas de sources faibles (figure 2.13, panel de droite), le profil de vraisemblance peut ne pas être symétrique par rapport à $P_{\max}$. On calcule alors une erreur négative σ_n et une positive σ_p :

$$\mathcal{L}(P_{\max}) - \mathcal{L}(P_{\max} - \sigma_n) = 0.5 \cdot \mathcal{L}(P_{\max}) \tag{2.12}$$

$$\mathcal{L}(P_{\max}) - \mathcal{L}(P_{\max} + \sigma_p) = 0.5 \cdot \mathcal{L}(P_{\max}) \tag{2.13}$$

Ceci est fait par le package MINOS de MINUIT, non pas en faisant une hypothèse de forme pour $\mathcal{L}(P)$ mais en parcourant directement le profil jusqu'à la valeur $\Delta\mathcal{L}(P)$ souhaitée.

Notons aussi que MINUIT calcule la matrice de corrélation entre les différents paramètres de l'ajustement qui est utilisée pour le calcul des contours d'erreur à 1σ des spectres (annexe B).

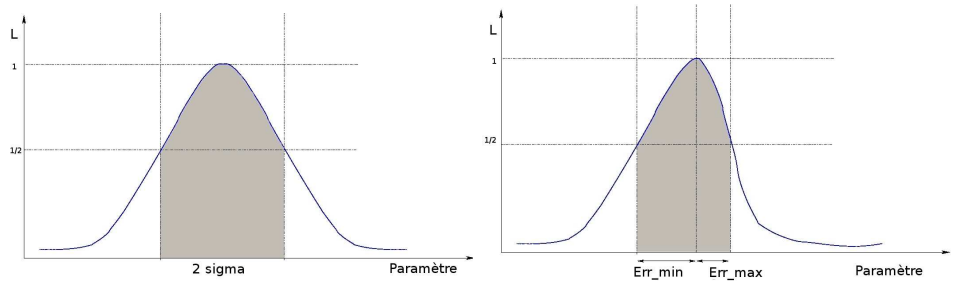


FIGURE 2.13 Profils de vraisemblance : à gauche, $\mathcal{L}(P)$ pour une source brillante pour laquelle l'approximation gaussienne est correcte, à droite, une source faible pour laquelle il faut utiliser le package MINOS.

2.5.5 Significativité d'une source

La significativité de détection d'une source S est obtenue avec la variable Test Statistique (TS). Le TS est construit en comparant les valeurs de la fonction $\mathcal{L}$ entre le modèle sans la source (dit 'hypothèse nulle', $\mathcal{L}_0$) et le modèle avec source à une position spécifique ($\mathcal{L}_{\rm S}$) et est défini par :

$$TS = -2 \cdot log(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_{\rm S}}) \tag{2.14}$$

Le théorème de Wilkes assure que le TS est distribué asymptotiquement comme un χ^2_n où n est le nombre de degrés de liberté supplémentaire ajoutés par la source (deux pour une loi de puissance). Une source est considérée comme détectée lorsque $TS = 25$, ce qui correspond à environ 5σ. (The Fermi-LAT Collaboration, 2010).

Détection de nouvelles sources La détection de sources se fait par le biais de carte de significativité ou *TS map* (Mattox et al., 1996b). On définit des positions sur une grille pour lesquelles `gttsmap` va ajouter une source hypothétique et calculer le TS ainsi obtenu. Il est dès lors possible de visualiser directement les nouvelles sources lorsque la valeur du TS$>$ 25.

En pratique, on effectue un premier ajustement avec `gtlike` et un modèle de ciel contenant les sources connues. Les paramètres sont fixés aux valeurs obtenues, permettant de ne pas faire apparaître ces sources dans la carte de significativité.

`gttsmap` utilise les mêmes quantités pré-calculées que `gtlike`. L'utilisateur défini de plus la grille de calcul par : le centre (xref, yref), le nombre de maille en x et y (nxpix, nxpiy) et le pas (binsz), ainsi que le système de coordonnées correspondant (CEL ou GAL).

La figure 2.14 présente, à gauche, une carte en nombre de photons d'une ROI de 10 degrés, simulée avec deux sources ponctuelles et les fonds galactique et extragalactique. Les sources sont positionnées respectivement à RA=329, DEC=-29 et RA=327, DEC=-29. À gauche, est présentée la carte de significativité correspondante si les deux sources ponctuelles ne sont pas prises en compte dans le modèle initial. Ceci est un cas simple mais, en général, une carte en nombre de photons n'est pas suffisante pour détecter de nouvelles sources faibles.

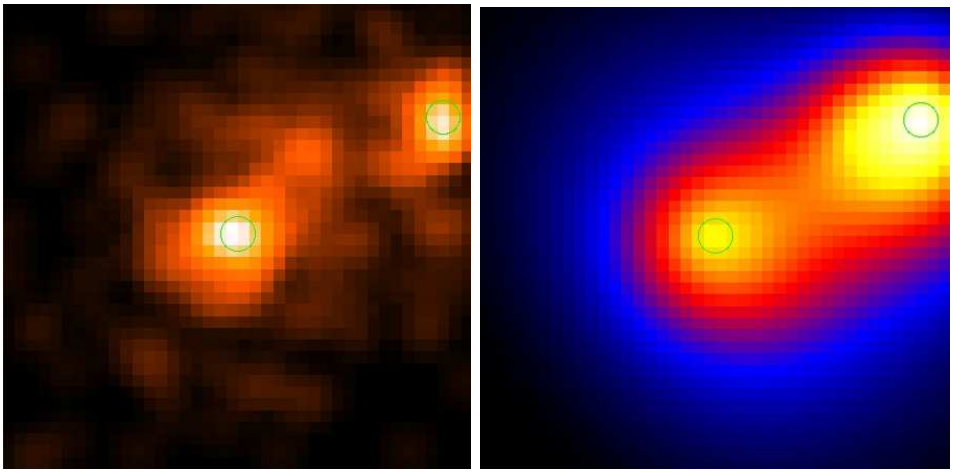


FIGURE 2.14 Carte en nombre de photons et carte de significativité d'une ROI simulée. Les deux sources simulées sont marquées avec un cercle vert.

La position des sources est ensuite déterminée par `gtfindsrc` qui va maximiser la valeur de $\mathcal{L}$ en changeant la positon de la source. De plus, le logiciel met à jour le fichier XML contenant le modèle de ciel avec la nouvelle position. Dans l'exemple précédant, les positions reconstruites par cet outil sont :

source 1 : RA = 329.047, DEC = -30.0089, rayon d'erreur : 0.101355
source 2 : RA = 326.991, DEC = -29.0037, rayon d'erreur : 0.066941

Comparaison de modèle de spectre Le fait d'utiliser de façon *ad hoc* une forme spectrale pour l'ajustement des données n'est cependant pas satisfaisant. La méthode d'ajustement par maximum de vraisemblance donne néanmoins un moyen pour discriminer entre deux fonctions décrivant un spectre différentiel. Pour choisir entre 2 modèles M_x et M_y, où x et y sont les nombres de degrés de liberté respectifs, on utilise aussi une variable similaire au TS :

$$\lambda = -2 \cdot log(\frac{\mathcal{L}_{\mathrm{M_x}}}{\mathcal{L}_{\mathrm{M_y}}}) \tag{2.15}$$

et λ se comporte asymptotiquement comme une distribution χ^2 avec $y - x$ degrés de liberté. Dans la plupart des cas, on cherchera à connaître la pertinence d'une forme fonctionnelle log-parabole par rapport à une loi de puissance. La log-parabole est définie par :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \frac{E}{E_0}^{-(\alpha+\beta\cdot\log_{10}(E/E_0))} \tag{2.16}$$

qui introduit un paramètre de plus que la loi de puissance et sera donc préférée si $\lambda > 4$.

2.5.6 Limites supérieures

Certaines sources sont trop faibles pour être détectées (TS<25) et font l'objet d'un calcul de limites supérieures. Ce calcul est d'une importance primordiale en physique puisque si l'on surestime la limite supérieure, alors la mesure perd de sa pertinence. Dans le cas, plus grave, où l'on sous-estime cette limite alors elle peut mener à rejeter des modèles valables.

Si le théorème de Wilkes est applicable alors $\mathcal{L}$ est distribué comme un χ^2. La limite supérieure sur le paramètre P peut être calculée en cherchant seulement un point où $\mathcal{L}(P)$ est diminué d'un certain facteur [8] par rapport au maximum. Cette méthode fait l'hypothèse que le profil possède une enveloppe symétrique et que le maximum est connu. Ceci n'est pas toujours vrai.

8. Pour une limite à 95% de confiance, on considère une diminution de $\Delta\mathcal{L} = 1.355$.

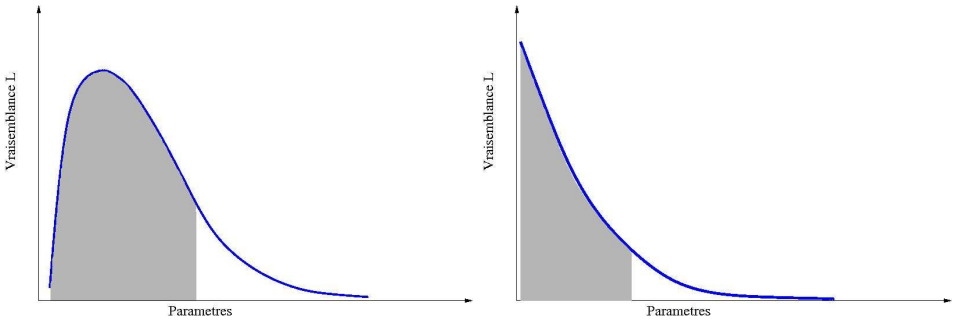


FIGURE 2.15 Schéma des cas possibles pour le calcul des limites supérieures. À gauche, le paramètre maximisant $\mathcal{L}$ est dans la zone physique mais le profil n'est pas symétrique, à droite, il est dans la zone interdite.

Une autre méthode, basée sur le travail de Helene (1983), consiste à intégrer $\mathcal{L}(P)$ et à trouver la valeur du paramètre P_{95} pour laquelle l'intégrale représente 95% de l'intégrale totale :

$$\int_0^{P_{95}} \mathcal{L}(P)dP = 0.95 \cdot \int_0^{+\infty} \mathcal{L}(P)dP \tag{2.17}$$

Le paramètre d'ajustement est une variable physique, souvent le flux, et donc une partie des valeurs de ce paramètre est interdite. La méthode utilisée est valable pour les cas suivants :

- le maximum de $\mathcal{L}$ est obtenu pour une valeur physique du paramètre. Le profil de vraisemblance peut être cependant non symétrique (figure 2.15, gauche).
- la valeur du paramètre maximisant $\mathcal{L}$ est dans la région non physique et le maximum de $\mathcal{L}$ est alors inconnu (figure 2.15, droite).

La méthode permet de dériver des limites supérieures précises même si le TS de la source est nul.

2.5.7 Courbes de Lumière

Une courbe de lumière présente la variation du flux d'une source en fonction du temps. Elle est caractérisée par la taille des intervalles en temps dans lesquels le flux est calculé. Avec *Fermi*, deux méthodes de calcul des courbes de lumière sont possibles.

Utilisation de `gtlike` Le calcul des courbes de lumière avec la chaîne d'analyse standard (`gtselect, gtmktime, gtdirsp, gtltcube, gtexpmap gtlike`) suit le même schéma que décrit précédemment. Il suffit de faire N analyses sur les N intervalles en temps considérés en sélectionnant les données avec `gtselect`. À noter que l'on préférera utiliser le modèle powerlaw2 pour décrire la source que l'on souhaite étudier et ceci du fait qu'il

permet d'avoir le flux et son erreur de manière simple. De plus, l'utilisation de ce modèle assure un calcul de l'erreur correct puisque directement obtenue par l'algorithme de minimisation.

Cette méthode, très coûteuse en temps, assure néanmoins un résultat solide avec des incertitudes statistiques et systématiques bien contrôlées. Le résultat peut dépendre de la modélisation de la ROI.

Photométrie d'ouverture On peut imaginer calculer la courbe de lumière en comptant le nombre de photons provenant de la source et en corrigeant pour l'exposition allouée (en $\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s}$).

La première étape est la même que pour une analyse standard. Les données sont sélectionnées avec `gtselect` et les intervalles de temps utilisables (GTI) calculés. La taille de la ROI est de seulement 1° afin de ne pas compter trop de photons provenant du fond.

Une courbe de lumière peut être créée par `gtbin`. On utilise pour ce faire l'option LC. Il est bien sûr possible de définir les temps de début et de fin ainsi que le pas de temps et on préférera utiliser un découpage en temps linéaire (option LIN). En sortie de l'outil `gtbin`, un fichier `FITS` est créé contenant 4 colonnes (TIME, TIMEDEL, COUNTS et ERROR) et la courbe de lumière, non corrigée pour l'exposition, peut facilement être visualisée avec le FTOOL `fv`.

Le calcul de l'exposition associée à chaque intervalle en temps se fait grâce à `gtexposure`. Ce programme se base sur le fichier de sortie de `gtbin` afin de déterminer les intervalles en temps ainsi que les GTI et sur un fichier FT2 pour connaître la position du satellite. L'exposition totale dépend des IRFs et donc de l'énergie des photons, mais seul l'indice spectral, mesuré par ailleurs, de la source est nécessaire rendant le résultat moins dépendant du modèle de ciel. `gtexposure` ajoute une colonne au fichier produit par `gtbin` donnant l'exposition (EXPOSURE).

Comparaison La méthode avec `gtlike` se base sur un modèle de la ROI et en particulier des fonds diffus. Ceci permet une bonne prise en compte de leur contribution. De plus, elle donne des résultats robustes et permet aussi l'étude de possibles variations de l'indice spectral en fonction du temps. Néanmoins, l'analyse, très gourmande en temps CPU, requière des sources brillantes ou des pas de temps grand (de l'ordre de la semaine ou du mois pour la majorité des sources) afin d'assurer la convergence correcte de l'algorithme de minimisation.

Le principal avantage de la méthode photométrique est sa rapidité mais aussi sa relative indépendance vis à vis d'un modèle de ciel. Les fonds diffus ne sont pas pris en compte ce qui revient à compter les photons du fond comme des photons de la source se traduisant par une légère surestimation du flux.

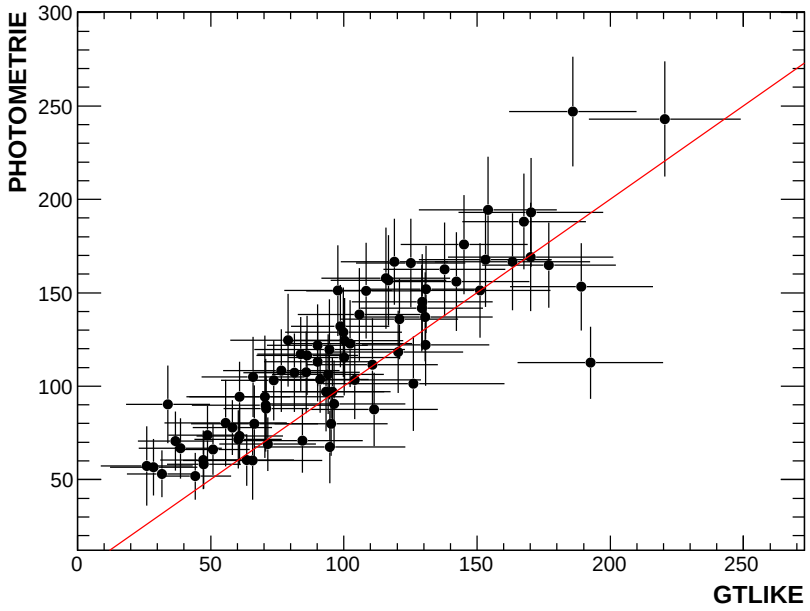


FIGURE 2.16 Comparaison entre les résultats obtenus avec la méthode photométrique et `gtlike`. La ligne rouge présente l'égalité des flux obtenus par les deux méthodes.

La figure 2.16 donne le flux obtenu par la méthode photométrique en fonction des résultats obtenus avec `gtlike` pour l'objet PKS 2155-304 avec des intervalles en temps de 7 jours. Si la relation entre les deux valeurs est clairement linéaire, on note, comme attendu, une légère surestimation du flux par la méthode photométrique. La différence est de l'ordre de 16 photons $\mathrm{cm}^{-2}\, s^{-1}$, en très bon accord avec le flux des fonds diffus mesuré par ailleurs.

2.5.8 Simulations

Décrivons enfin l'outil de simulation présent dans les ST `gtobsim` permettant de simuler aussi bien des sources ponctuelles que des sources diffuses, qu'elles soient stables ou variables dans le temps. Pour ce faire, `gtobsim` utilise directement les IRFs et ne simule pas le LAT et la chaîne de reconstruction en détail. L'utilisateur fourni un fichier XML comprenant le spectre des sources à simuler [9], la date de début et le temps de la simulation en seconde ainsi qu'un nombre 'seed' pour le générateur d'évènement.

De plus, `gtobsim` peut prendre en entrée un fichier FT2 qu'il utilisera comme pour le positionnement du satellite ou en générer en suivant une stratégie d'observation simple. La liste des sources à simuler, sous forme

9. Des détails peuvent être trouvés à l'url :
http ://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/help/gtobssim.txt

d'un fichier ASCII contenant le nom des sources comme ils apparaissent dans le fichier XML, doit être fournie. Toute source qui n'est pas nommée dans ce fichier sera ignorée par `gtobsim`. Au final, on obtient des fichiers FT1 (et FT2 le cas échéant) de même format que des vrais données.

Chapitre 3

Étude des noyaux actifs de galaxie émetteurs au TeV avec *Fermi*

L'étude des sources extragalactiques émettant des rayons γ aux énergies du TeV est conduite depuis plus de 20 ans maintenant par les observatoires Tcherenkov et le taux des découvertes de nouvelles sources s'est accéléré avec l'arrivée de la génération d'expériences Tcherenkov des années 2000. Avec la mise en orbite de *Fermi* et l'arrivée des données dans la gamme en énergie 200 MeV-100 GeV inexplorée depuis EGRET pendant la décade précédente, tout le spectre électromagnétique de 100 MeV jusqu'à plusieurs dizaines de TeV est désormais accessible simultanément.

3.1 Les observations au TeV

3.1.1 Historique

La première source extragalactique détectée par un observatoire Tcherenkov est le NAG Markarian 421 (Punch et al., 1992). C'est une source proche ($z = 0.031$) et exceptionnelle par bien des égards, présentant une grande variabilité sur des échelles de temps pouvant atteindre 15 minutes (Gaidos et al., 1996) au TeV. Le flux, mesuré dans le domaine du TeV, peut varier de 0.15 à 10 fois le flux du Crabe. De plus, Markarian 421 a montré des variations d'indice spectral Γ pouvant aller jusqu'à $\Delta\Gamma = 0.83 \pm 0.12$ (Krennrich et al., 2002).

Depuis cette première découverte, et avant le lancement de *Fermi*, 27 NAG étaient connus au TeV et 7 autres ont été découverts depuis. L'objet le plus distant vu en rayons γ de THE, à l'heure actuelle, est le FSRQ 3C 279, avec un redshift de $z = 0.54$, le BL Lac le plus lointain, S5 0716+714, est

situé à un redshift de $z = 0.3$ [1].

Le tableau 3.1 donne la liste des sources détectées au dessus de 200 GeV par des observations Tcherenkov ainsi que leurs ascension droite et déclinaison, leur classification (HBL, IBL...), leur redshift (s'il est connu) et la référence de leur découverte. La figure 3.1 présente l'évolution du nombre de sources extragalactiques en fonction du temps avec, en rouge, les 7 sources détectées depuis le lancement de *Fermi*. Le taux de découvertes des nouvelles sources s'est accéléré avec la mise en opération de la 3$^{\text{eme}}$génération de télescopes (HESS, MAGIC, VERITAS), passant de 0.6 source par an avant 2006 à 4.4 sources par an.

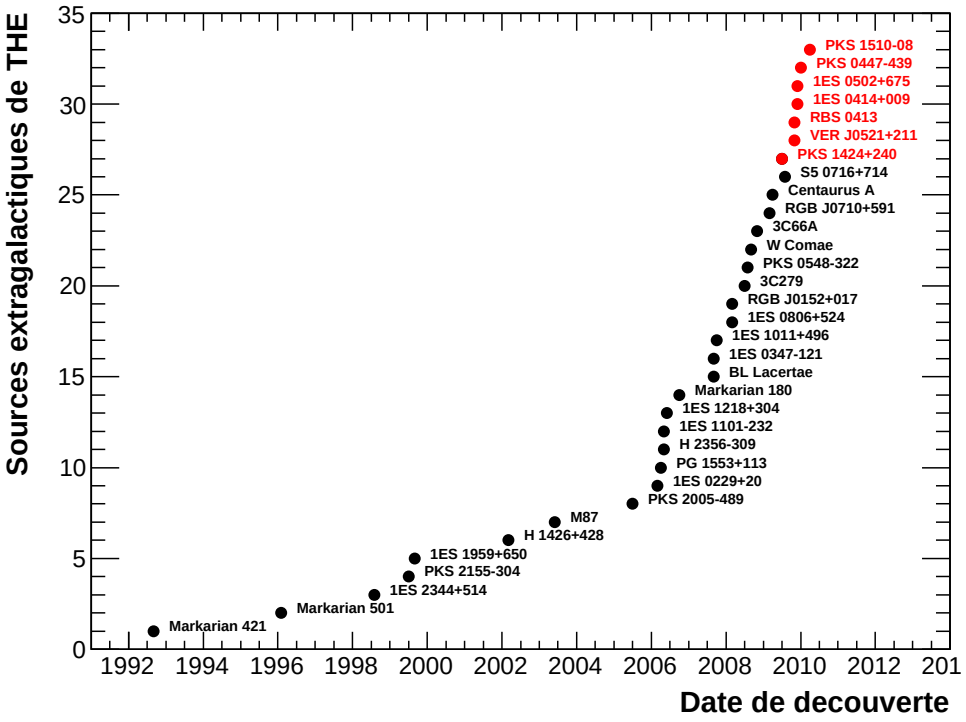


FIGURE 3.1 Évolution du nombre de sources aux THE avec le temps. Les points en rouge représentent les sources annoncées après le lancement de *Fermi*, et dont certaines ont été guidées par ses observations.

Le spectre de la plupart des sources au dessus de 100 GeV est habituellement décrit par une loi de puissance de la forme :

$$\frac{dN}{dE} = (\Gamma - 1)\frac{\phi}{E_{\text{thres}}}\left(\frac{E}{E_{\text{thres}}}\right)^{-\Gamma} = F_{200}\left(\frac{E}{200\text{GeV}}\right)^{-\Gamma} \qquad (3.1)$$

1. Le redshift de 3C 66A (z=0.44) est incertain (Miller et al., 1978). Le redshift de PG 1553-113 est inconnu mais est compris entre $0.09 < z < 0.78$ (Abdo et al., 2010c)

Table 3.1. NAG détectés aux énergies du TeV, au 03 janvier 2010.

Name	α_{J2000}	δ_{J2000}	Type[a]	z	Ref
Blazars :					
RGB J0152+017	$01^h\,52^m\,39.6^s$	$+01°\,47'\,17''$	HBL	0.080	1
3C 66A	$02^h\,22^m\,39.6^s$	$+43°\,02'\,08''$	IBL	0.444[b]	2
1ES 0229+200	$02^h\,32^m\,48.6^s$	$+20°\,17'\,17''$	HBL	0.140	3
1ES 0347-121	$03^h\,49^m\,23.2^s$	$-11°\,59'\,27''$	HBL	0.188	4
PKS 0548-322	$05^h\,50^m\,40.8^s$	$-32°\,16'\,18''$	HBL	0.069	5
RGB J0710+591	$07^h\,10^m\,30.1^s$	$+59°\,08'\,20''$	HBL	0.125	6
S5 0716+714	$07^h\,21^m\,53.4^s$	$+71°\,20'\,36''$	LBL	0.300	7
1ES 0806+524	$08^h\,09^m\,49.2^s$	$+52°\,18'\,58''$	HBL	0.138	8
1ES 1011+496	$10^h\,15^m\,04.1^s$	$+49°\,26'\,01''$	HBL	0.212	9
1ES 1101-232	$11^h\,03^m\,37.6^s$	$-23°\,29'\,30''$	HBL	0.186	10
Markarian 421	$11^h\,04^m\,27.3^s$	$+38°\,12'\,32''$	HBL	0.031	11
Markarian 180	$11^h\,36^m\,26.4^s$	$+70°\,09'\,27''$	HBL	0.046	12
1ES 1218+304	$12^h\,21^m\,21.9^s$	$+30°\,10'\,37''$	HBL	0.182	13
W Comae	$12^h\,21^m\,31.7^s$	$+28°\,13'\,59''$	IBL	0.102	14
3C 279	$12^h\,56^m\,11.2^s$	$-05°\,47'\,22''$	FSRQ	0.536	15
PKS 1424+240	$14^h\,27^m\,00.4^s$	$+23°\,48'\,00''$	IBL	...	16
H 1426+428	$14^h\,28^m\,32.7^s$	$+42°\,40'\,21''$	HBL	0.129	17
PG 1553+113	$15^h\,55^m\,43.0^s$	$+11°\,11'\,24''$	HBL	$0.09 - 0.78$	18
Markarian 501	$16^h\,53^m\,52.2^s$	$+39°\,45'\,37''$	HBL	0.034	19
1ES 1959+650	$19^h\,59^m\,59.9^s$	$+65°\,08'\,55''$	HBL	0.048	20
PKS 2005-489	$20^h\,09^m\,25.4^s$	$-48°\,49'\,54''$	HBL	0.071	21
PKS 2155-304	$21^h\,58^m\,52.1^s$	$-30°\,13'\,32''$	HBL	0.117	22
BL Lacertae	$22^h\,02^m\,43.3^s$	$+42°\,16'\,40''$	LBL	0.069	23
1ES 2344+514	$23^h\,47^m\,04.8^s$	$+51°\,42'\,18''$	HBL	0.044	24
H 2356-309	$23^h\,59^m\,07.9^s$	$-30°\,37'\,41''$	HBL	0.167	25
Autres					
3C 66B	$02^h\,23^m\,11.4^s$	$+42°\,59'\,31''$	FR1	0.02106	26 [c]
M 87	$12^h\,30^m\,49.4^s$	$+12°\,23'\,28''$	FR1	0.004233	27
Centaurus A	$13^h\,25^m\,27.6^s$	$-43°\,01'\,09''$	FR1	0.00183	28
Nouvelles sources					
RBS 0413	$03^h\,19^m\,51.8^s$	$+18°\,45'\,34''$	HBL	0.19	29
1ES 0414+009	$04^h\,16^m\,52.41^s$	$+01°\,05'\,24.3''$	HBL	0.287	30
PKS 0447-439	$04^h\,49^m\,24.7^s$	$-43°\,50'\,09''$	HBL	0.2	31
1ES 0502+675	$05^h\,07^m\,56.2^s$	$+67°\,37'\,24''$	HBL	0.341	32
RGB J0710+591	$07^h\,10^m\,30.1^s$	$+59°\,08'\,20.5''$	HBL	0.00183	33
PKS 1510-08	$15^h\,12^m\,50.5^s$	$-09°\,06'\,00''$	FSRQ	0.36	34

[a]LBL, IBL, HBL – classe des BL Lac ; FSRQ – *Flat Spectrum Radio Quasar*.

[b]Le redshift de 3C 66A est considéré incertain.

[c]MAGIC a mis en évidence un signal dans la région de 3C 66A/B et a attribué ce signal à la radio galaxie 3C 66A avec une probabilité de 85%. Cette détection reste néanmoins très débattue.

References. — (1) Aharonian et al. (2008a) ; (2) Acciari et al. (2009c) ; (3) Aharonian et al. (2007c) ; (4) Aharonian et al. (2007b) ; (5) Superina et al. (2008) ; (6) Ong et al. (2009b) ; (7) Teshima et al. (2008) ; (8) Acciari et al. (2009a) ; (9) Albert et al. (2007b) ; (10) Aharonian et al. (2006a) ; (11) Punch et al. (1992) ; (12) Albert et al. (2006b) ; (13) Albert et al. (2006a) ; (14) Acciari et al. (2008) ; (15) Albert et al. (2008b) ; (16) Acciari et al. (2010) (17) Horan et al. (2002) ; (18) Aharonian et al. (2006d) ; (19) Quinn et al. (1996) ; (20) Nishiyama (1999) ; (21) Aharonian et al. (2005b) ; (22) Chadwick et al. (1999) ; (23) Albert et al. (2007a) ; (24) Catanese et al. (1998) ; (25) Aharonian et al. (2006c) ; (26) Aliu et al. (2009) ; (27) Aharonian et al. (2003b) ; (28) Aharonian et al. (2009a) ; (29) Ong & Fortin (2009) ; (30) Hofmann & Fegan (2009) ; (31) Raue et al. (2009) ; (32) Ong (2009b) ; (33) Ong (2009a) ; (34) Wagner (2010).

où $\phi = \int_{E_{\rm thres}}^{\infty} \frac{dN}{dE} dE'$ est le flux intégré [2] au dessus de l'énergie seuil $E_{\rm thres}$, F_{200} est le flux différentiel mesuré à 200 GeV. Quatre exceptions sont cependant à noter :

- Markarian 421 dont le spectre est compatible avec une loi de puissance avec une coupure exponentielle définie par :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\Gamma} e^{E/E_{\rm cut}} \tag{3.2}$$

  et ceci sur une gamme de flux allant de (573.3 ± 57.9) à $(26.2 \pm 2.1) \times 10^{-11}$ cm^{-2} s^{-1} (Albert et al., 2007d, et références citées). L'ajustement pour le flux le plus bas mène à $\Gamma = 2.207 \pm 0.09$ et $E_{\rm cut} = 7.89 \pm 2.65$ TeV et pour le flux le plus bas, $\Gamma = 2.20 \pm 0.08$ et $E_{\rm cut} = 1.44 \pm 0.27$ TeV.
- Lors d'épisodes éruptifs (Albert et al., 2007e), le spectre de Markarian 501 a été ajusté par une fonction logparabole définie par :

$$\frac{dN}{dE} \propto \left(\frac{E}{0.3\text{TeV}}\right)^{-\left(\alpha+\beta\cdot\log_{10}\left(\frac{E}{0.3\text{TeV}}\right)\right)} \tag{3.3}$$

  avec $\alpha = 2.00 \pm 0.23$ et $\beta = 0.44 \pm 0.23$.
- Durant la première nuit (sur 4) de l'épisode éruptif de juillet 2006 (Aharonian et al., 2007a), le spectre de PKS 2155-304 a été ajusté par une loi de puissance brisée donnée par la formule :

$$\frac{dN}{dE} = F(E_c) \left(\frac{E}{E_{\rm c}}\right)^{-\Gamma_L} \quad \text{si } E < E_{\rm c} \tag{3.4}$$

$$\frac{dN}{dE} = F(E_c) \left(\frac{E}{E_{\rm c}}\right)^{-\Gamma_H} \quad \text{si } E > E_{\rm c} \tag{3.5}$$

  où $F(E_c)$ est le flux différentiel mesuré à E_c. Les observations durant l'état bas [3] montrent que le spectre de cette source est compatible avec une loi de puissance simple (Aharonian et al., 2005c, 2009c). Une analyse des 4 nuits de l'éruption est faite par Aharonian et al. (2009b) et le spectre est ajusté par différents modèles.
- HEGRA a ajusté le spectre de 1ES 1959+650 durant une phase éruptive par une loi de puissance avec une coupure exponentielle dont les paramètres sont $\Gamma = 1.83 \pm 0.15$ et $E_{\rm cut} = 4.2 \pm 0.8$ TeV (Aharonian et al., 2003a).

Le tableau 3.2 récapitule les propriétés spectrales des sources connues à la date du 3 janvier 2010. Le seuil en énergie de la détection, variant d'une source à l'autre et d'une expérience à l'autre, est donné, de même que le flux intégré au dessus de cette énergie, l'indice spectral et le flux

2. $\phi = \int_{E_{\rm thres}}^{\infty} \frac{dN}{dE} dE'$

3. Le flux mesuré en juin 2006 était 50 fois plus grand que celui mesuré durant l'état bas.

Table 3.2. Flux (ϕ), indice spectral (Γ) des NAG détectés au dessus de l'énergie $E_{\rm thres}$. Le flux différentiel à 200 GeV (F_{200}) est aussi calculé.

Nom	$E_{\rm thres}$ [GeV]	$\phi(> E_{\rm thres})$ $[10^{-11}{\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}]$	Γ	F_{200} $[10^{-9}{\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}$ $[\ {\rm TeV}^{-1}]$	Note	Ref
Blazars :						
RGB J0152+017	300	0.27 ± 0.05	2.95 ± 0.36	0.058	Pas de variabilité	1
3C 66A	200	1.3 ± 0.1	4.1 ± 0.4	0.201	État éruptif	2
1ES 0229+200	580	0.094 ± 0.015	2.50 ± 0.19	0.003	Pas de variabilité	3
1ES 0347-121	250	0.39 ± 0.01	3.10 ± 0.23	0.065	Pas de variabilité	4
PKS 0548-322	200	0.33 ± 0.07	2.8 ± 0.3	0.030		5
RGB J0710+591	300	$\approx 0.016\,\phi_{\rm Crab}$	...	...	ATEL 1941	6
S5 0716+714	400	$\approx 1\,\phi_{\rm Crab}$	...	...	ATEL 1502	7
1ES 0806+524	300	0.22 ± 0.05	3.6 ± 1.0	2.231	État de flux bas ?	8
1ES 1011+496	200	1.58 ± 0.32	4.0 ± 0.5	0.237	État éruptif	9
1ES 1101-232	225	0.52 ± 0.14	2.94 ± 0.20	0.063	Pas de variabilité	10
Markarian 421	383	573.3 ± 57.9	2.31 ± 0.04	87.96	État éruptif	11
	200	26.2 ± 2.1	2.20 ± 0.08	1.572	historiquement bas	12
Markarian 180	200	2.3 ± 0.7	3.3 ± 0.7	0.264	État éruptif	13
1ES 1218+304	200	1.22 ± 0.26	3.08 ± 0.34	0.125		14
W Comae	200	1.99 ± 0.07	3.81 ± 0.35	0.280	État éruptif	15
3C 279	100	51.5 ± 8.2	4.11 ± 0.68	0.931	État éruptif	16
PKS 1424+240	200	1.65 ± 1.36	3.8 ± 0.5	0.051		17
H 1426+428	280	2.4 ± 4.1	3.50 ± 0.35	0.696		18,19[a]
PG 1553+113	200	4.8 ± 1.3	4.0 ± 0.6	0.720	État de flux bas ?	20
Markarian 501	300	30.3 ± 1.9	2.22 ± 0.04	3.03	Etat éruptif	21
	150	12.4 ± 0.8	2.45 ± 0.07	0.592	historiquement bas	22
1ES 1959+650	1300	2.50 ± 0.46	2.83 ± 0.14	7.030	"Éruption orpheline"	23
	150	3.42 ± 0.92	2.58 ± 0.18	0.171	État de flux bas	24
PKS 2005-489	200	0.62 ± 0.1	4.0 ± 0.4	0.093		25
PKS 2155-304	200	172 ± 0.05	3.19 ± 0.02	20.6	Etat éruptif	26
	300	4.2 ± 0.75	3.32 ± 0.06	1.248	État de flux bas	27
BL Lacertae	200	0.6 ± 0.2	3.6 ± 0.5	0.078		28
1ES 2344+514	200	2.39 ± 0.3	2.95 ± 0.12	0.233	État de flux bas	29
H 2356-309	200	0.41 ± 0.05	3.09 ± 0.24	0.043	Pas de variabilité	30
Autres						
3C 66B	150	0.73 ± 0.15	3.1 ± 0.31	0.042	État éruptif	31
M 87	730	0.025 ± 0.03	2.62 ± 0.35	0.016		32
Centaurus A	250	0.156 ± 0.067	2.73 ± 0.45	0.019	État de flux bas ?	33

[a]Le flux reporté par la collaboration HEGRA est $0.08\,\phi_{\rm Crab}$ au dessus de 1 TeV.

References. — (1) Aharonian et al. (2008a) ; (2) Acciari et al. (2009c) ; (3) Aharonian et al. (2007c) ; (4) Aharonian et al. (2007b) ; (5) Superina et al. (2008) ; (6) Ong et al. (2009b) ; (7) Teshima et al. (2008) ; (8) Acciari et al. (2009a) ; (9) Albert et al. (2007b) ; (10) Aharonian et al. (2006a) ; (11) Krennrich et al. (2002) ; (12) Albert et al. (2007d) ; (13) Albert et al. (2006b) ; (14) Acciari et al. (2009d) ; (15) Acciari et al. (2008) ; (16) Albert et al. (2008b) ; (17) Acciari et al. (2010) (18) Horan et al. (2002) ; (19) Aharonian et al. (2003c) ; (20) Aharonian et al. (2006d) ; (21) Samuelson et al. (1998) (22) Albert et al. (2007e) ; (23) Krawczynski et al. (2004) ; (24) Tagliaferri et al. (2008) ; (25) Aharonian et al. (2005b) ; (26) Aharonian et al. (2007a) ; (27) Aharonian et al. (2005c) ; (28) Albert et al. (2007a) ; (29) Albert et al. (2007c) ; (30) Aharonian et al. (2006c) ; (31) Aliu et al. (2009) ; (32) Aharonian et al. (2006e) ; (33) Aharonian et al. (2009a).

différentiel à 200 GeV. Pour chaque objet, un commentaire indique un possible état éruptif de l'objet lors de sa découverte ou son caractère variable. La référence, de laquelle les valeurs ont été tirées, est donnée en dernière colonne.

En représentation $\nu F(\nu)$, les spectres dont l'indice Γ est inférieur à 2 ont une pente positive et sont qualifiés de "durs". Ceux dont l'indice Γ est supérieur à 2 ont une pente négative et sont qualifiés de "mous". On parle de source à spectre plat si $\Gamma \approx 2$. Les sources détectées par les observatoires Tcherenkov ont toutes des spectres mous avec des indices spectraux allant de $\Gamma = 2.20 \pm 0.08$ à $\Gamma = 4.11 \pm 0.68$. Cette grande variété spectrale peut avoir des origines intrinsèques ou extrinsèques, comme nous le verrons dans la suite.

3.1.2 Stratégie d'observation au TeV

Le champ de vue limité des télescopes Tcherenkov à 3°–5° et le faible temps d'opération (chapitre 1) nécessite une stratégie d'observation afin de maximiser les chances de détection. Celle-ci est, en général, basée sur les propriétés radio et en rayons X des blazars (Costamante & Ghisellini, 2002).

Dans le jet, les électrons de haute énergie, ayant des facteurs de Lorentz de l'ordre de $\gamma = 10^5 \sim 10^6$, émettent un rayonnement synchrotron dans le domaine des rayons X. Ils sont, de plus, suffisamment énergétiques pour pouvoir produire un rayonnement au TeV en diffusant sur des photons de plus basse énergie (processus Compton inverse, chapitre 4). Le flux de rayons X est donc un bon indicateur du nombre de particules probablement responsables de l'émission aux THE. La densité de photons cibles pour la diffusion Compton inverse peut être évaluée par le flux radio de la source. Ce raisonnement permet de penser que, dans la population des BL Lac, cibles privilégiées pour des observations au dessus de 200 GeV, ceux combinant un grand flux radio (évalué à 5 Ghz) et un grand flux X (évalué à 1 keV) sont de bons candidats. Ils sont présents dans la partie supérieure droite de la figure 3.2. Cette méthode a été utilisée avec succès, notamment par HESS, mais tend à biaiser la détection vers les HBL ayant une forte émission en radio et en rayons X. Il faut aussi prendre en compte le fait que les données radio et X utilisées par Costamante et Ghisellini n'étaient pas simultanées pouvant mener à un biais du fait de la variabilité de ces objets dans ces longueurs d'onde.

Le lancement de *Fermi* a permis une nouvelle stratégie d'observation et 7 sources supplémentaires ont été détectées dans le domaine du TeV (dont un FSRQ) dont certaines grâce aux observations *Fermi*. Citons-en quelques unes :

– PKS 1424+240 : cet objet fait parti du premier catalogue[4] de NAG

4. Obtenu après 3 mois de mission, ce catalogue regroupe tous les NAG les plus brillants caractérisés par un TS>100.

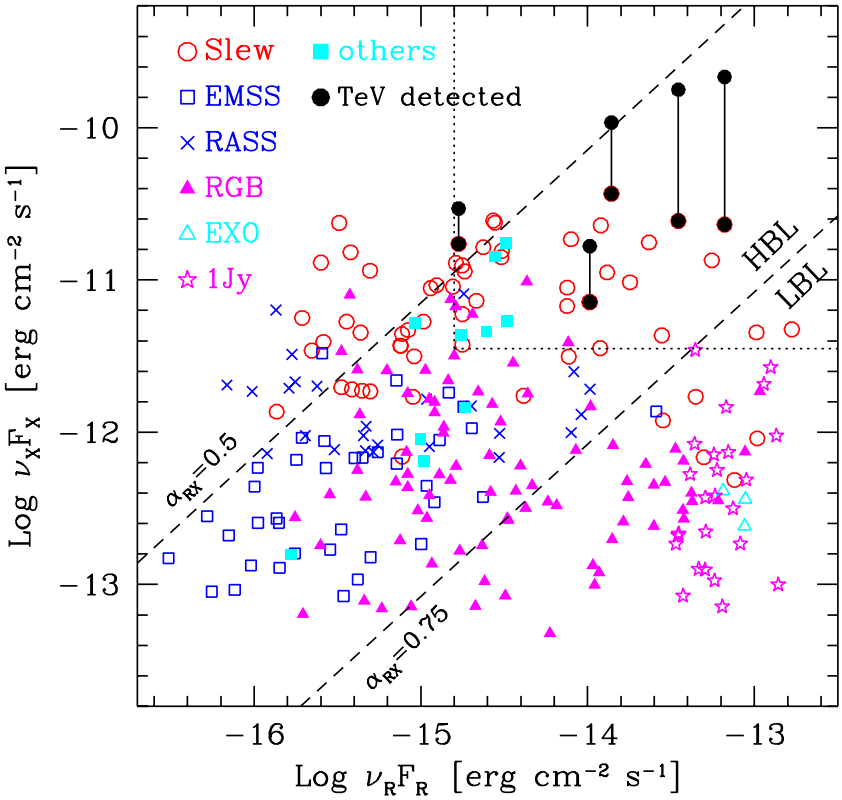


FIGURE 3.2 Figure tirée de (Costamante & Ghisellini, 2002) donnant, en représentation $\nu F(\nu)$, l'émission radio à 5 Ghz en fonction de l'émission en rayons X à 1 keV. Chaque symbole représente des données obtenues par une expérience dont le nom est donné en légende. Les cercles noirs sont, de droite à gauche, les HBL : 1ES 1426+428, 1ES 2344+514, PKS 2155-304, Markarian 421, et Markarian 501. Deux valeurs du flux en rayons X sont données pour ces objets indiquant un état haut et un état bas dans ce domaine. Le rectangle indiquant les sources les plus intéressantes est défini par F(1 keV) = 1.46 μJy et F(5 Ghz) = 31.6 mJy.

de *Fermi* (Abdo et al., 2009b). VERITAS, puis ensuite MAGIC, ont détecté une émission significative ($> 5\sigma$) au dessus de 200 GeV (Ong et al., 2009a; Teshima et al., 2009) provenant de cette source. Une analyse conjointe (VERITAS/*Fermi*) a été publiée (The VERITAS Collaboration et al., 2009).

– VER J0521+211 : une émission a été détectée à 5.5σ en 230 minutes

par VERITAS. L'observation fut motivée par la détection d'une accumulation de photons au dessus de 30 GeV dans les données *Fermi* (Ong, 2009c).

L'utilisation des données *Fermi*, permet d'élaborer une nouvelle stratégie pour les télescopes Tcherenkov, suivant deux approches :

- en utilisant les données spectrales et en extrapolant le spectre aux THE comme cela a été fait pour PKS 1424+240, RBS 0413, PKS 0447-439, PKS 0447-439.
- en étudiant les photons au dessus de 10 GeV et en détectant de possibles accumulations. Les sources VER J0521+211 et VER J0648+152 ont été détectées par cette méthode.

3.2 Propagation des photons γ

La lumière du fond diffus extragalactique ou EBL (*Extragalactic Background Light*, en anglais) est un champ de photons, entre 0.1 et 1000 μm, présent dans l'univers et provenant en partie de l'émission infrarouge des galaxies et des premières étoiles, dites de population III (Kashlinsky et al., 2005), partiellement absorbée/ré-émise par de la poussière. La mesure directe de ce fond est rendue difficile par les sources locales et notamment la lumière zodiacale et galactique (Hauser & Dwek, 2001). Il est toutefois possible de mettre une limite inférieure sur le flux, dérivée du comptage des galaxies (Madau & Pozzetti, 2000), et une limite supérieure par l'observation de blazars au TeV de plus en plus lointains. La modélisation précise de l'EBL doit, de plus, prendre en compte l'évolution des sources (évolutions des galaxies, taux de formation d'étoiles, expansion de l'univers, etc...) avec le temps puisque cette lumière est émise progressivement dans toute la sphère de Hubble [5].

La SED de l'EBL présente deux larges bosses. La première, de l'optique jusqu'au proche infrarouge, est due à l'émission stellaire alors que celle dans l'infrarouge lointain ($\lambda > 10\mu$m) provient de l'émission des poussières. La connaissance actuelle de l'EBL en fonction de l'énergie est résumée dans la figure 3.3.

Les photons γ peuvent créer une paire e^+e^- en interagissant avec un photon cible de basse énergie (Gould & Schréder, 1967). La cinématique de l'interaction $\gamma\gamma$ impose une condition sur l'énergie du photon E_γ :

$$E_\gamma/1\mathrm{TeV} > \frac{0.26}{(1+z)} \times 1\ \mathrm{eV}/E_{\mathrm{EBL}} \tag{3.6}$$

où z est le redshift de la source ayant émis le photon γ et E_{EBL} l'énergie du photon cible. Cette condition peut se réécrire en considérant la longueur

5. La sphère de Hubble définit un horizon de visibilité au-delà duquel rien n'est observable et dont le rayon est c/H_0, avec H_0 la constante de Hubble.

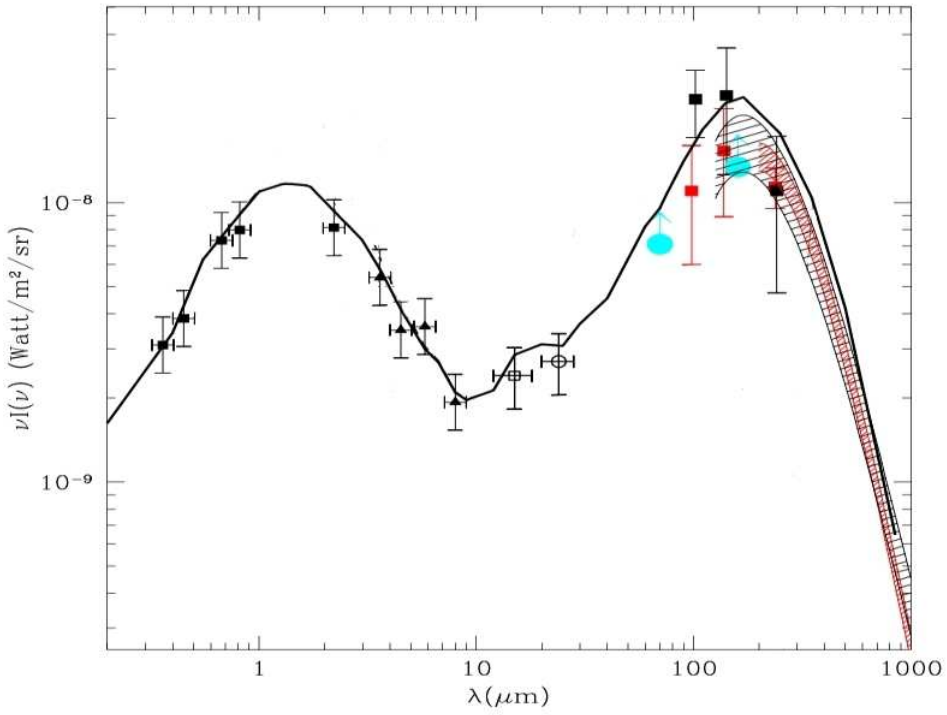


FIGURE 3.3 SED de l'EBL mesurée par différentes expériences dont les données sont représentées par les points et les zones hachurées. La liste détaillée peut être trouvée dans la légende de la figure 1 de Franceschini et al. (2008). La ligne noire est le résultat du modèle développé par les auteurs.

d'onde du photon cible :

$$\lambda = 1.33\mu\mathrm{m}(E_\gamma/1\mathrm{TeV}) \tag{3.7}$$

Les photons émis entre 100 GeV et 10 TeV sont donc absorbés par les photons infrarouges entre 0.133 μm et 13.3 μm.

Les sources étudiées dans ce chapitre sont situées à z <0.56. Leur flux va être en partie absorbé par interaction avec les photons infrarouges de l'EBL et la relation entre le flux émis $F_{\mathrm{Int}}(E_\gamma)$ et celui reçu sur Terre $F_{\mathrm{Obs}}(E_\gamma)$ est :

$$F_{\mathrm{Obs}}(E_\gamma) = e^{-\tau(E_\gamma,z)} F_{\mathrm{Int}}(E_\gamma). \tag{3.8}$$

où $\tau(E_\gamma, z)$ est la profondeur optique qui croît avec l'énergie du photon E_γ et la distance parcourue z. La figure 3.5 donne la valeur τ en fonction de l'énergie pour différentes valeurs du redshift z. Quand $\tau > 1$, l'absorption

devient telle que l'on considère que l'univers est opaque. Un photon de 1 TeV, émis par une source à un redshift de $z = 1$, a une probabilité de $5 \cdot 10^{-5}$ d'arriver sur Terre. Le calcul de τ à partir de la densité de photons cibles est présenté en annexe C.

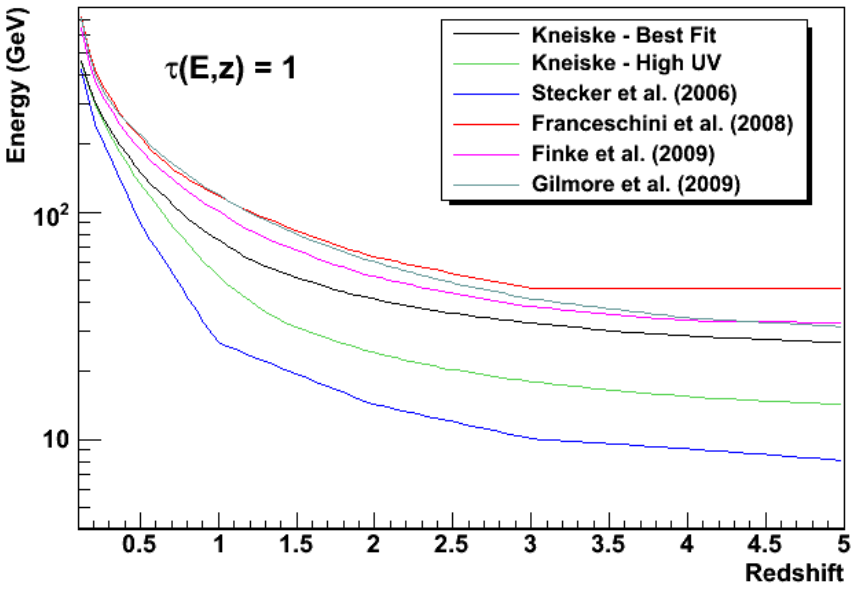


FIGURE 3.4 Énergie pour laquelle $\tau = 1$ en fonction du redshift z suivant les modèles de (Franceschini et al., 2008; Primack et al., 2005; Kneiske et al., 2004; Stecker et al., 2006; Finke et al., 2010; Gilmore et al., 2009).

En utilisant les dernières données disponibles, Franceschini et al. (2008) ont construit un modèle compatible avec les limites inférieures et supérieures sur le flux de l'EBL tout en prenant en compte l'évolution des sources avec z. La figure 3.4 compare différents modèles d'EBL en donnant, en fonction du redshift z, l'énergie pour laquelle $\tau = 1$. On voit alors que le modèle de Franceschini et al. prédit le taux d'absorption le plus faible à pratiquement tous les redshifts et son utilisation dans cette étude nous permettra d'être conservatif quant aux extrapolations des résultats *Fermi* faites par la suite.

3.3 Description de l'étude

3.3.1 Motivation d'une étude GeV-TeV

Les différents mécanismes de production de photons (synchrotron, Compton inverse, bremsstrahlung, processus hadroniques ...) sont théoriquement bien connus (chapitre 1). Néanmoins, l'importance relative de leurs con-

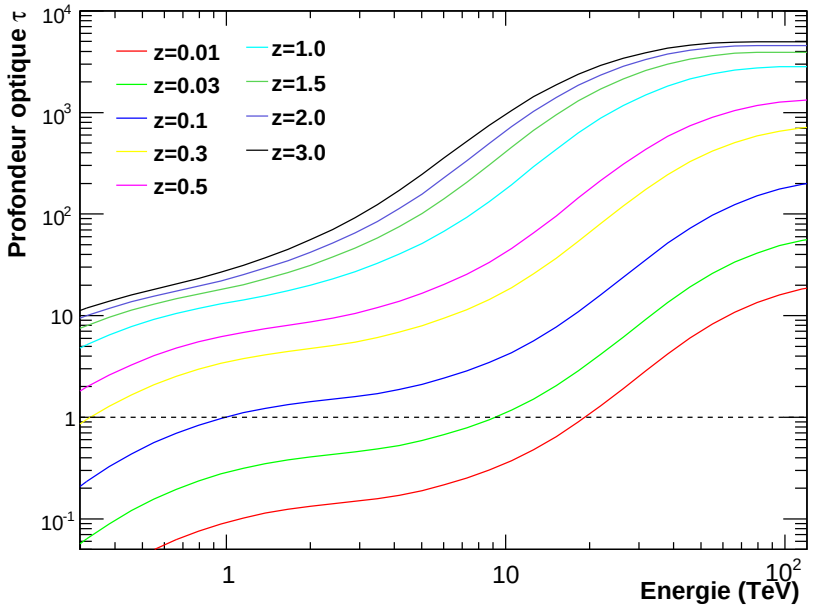


FIGURE 3.5 Profondeur optique, calculée selon le modèle de Franceschini et al. (2008), en fonction de l'énergie du photon incident pour différentes valeurs du redshift z. La ligne $\tau = 1$, correspondant à une absorption de $1/e$, est marquée en pointillé.

tributions respectives au spectre des blazars en fonction de l'énergie reste mal appréhendée. Cette connaissance est nécessaire pour, *in fine*, étudier les mécanismes d'accélération des particules émettrices et de formation des jets. En particulier, au dessus de la centaine de MeV où le processus dominant n'est pas déterminé, une bonne mesure du spectre est indispensable.

On sait que les sources émettrices aux THE présentent un indice spectral supérieur à 2 (sources à spectre mou). Ainsi, l'observation au dessus de 200 GeV permet l'étude de la partie descendante du pic à haute énergie dans une représentation $\nu F(\nu)$.

Pendant la période de fonctionnement d'EGRET, seules 2 sources étaient détectées aussi bien au GeV qu'au TeV : Markarian 421 et PKS 2155-304 [6]. Avant le lancement de *Fermi*, seulement 8 des 27 NAG détectés au TeV faisaient partie du 3$^{\text{eme}}$catalogue EGRET (Hartman et al., 1999). Il sont listés dans le tableau 3.3 avec leur nom tel que donné dans la référence de leur découverte au TeV, ainsi que le nom de la contrepartie EGRET. Ainsi, depuis la fin de la mission EGRET et la mise en œuvre de la dernière génération de télescopes Tcherenkov, la partie montante du spectre (dans

6. Le 3$^{\text{eme}}$catalogue EGRET rapporte un TS de 98 pour Markarian 421 et de 34.8 PKS 2155-304.

Table 3.3. Liste des objets présents à la fois dans le 3$^{\text{eme}}$catalogue EGRET et dans le catalogue de source THE.

Nom	Contrepartie 3EG
3C 66A	3EG J0222+4253
S5 0716+714	3EG J0721+7120
Markarian 421	3EG J1104+3809[a]
W Comae	3EG J1222+2841
3C 279	3EG J1255−0549
PKS 2155-304	3EG J2158−3023[a]
BL Lacertae	3EG J2202+4217
Centaurus A	3EG J1324−4314

[a]Détectée aux THE au moment du 3$^{\text{eme}}$catalogue EGRET.

une représentation $\nu F(\nu)$) est restée inaccessible pour la plupart des objets.

La mauvaise connaissance du spectre au GeV ainsi que les incertitudes sur l'EBL n'ont par permis de bien déterminer la composante de haute énergie intrinsèque et de poser des contraintes fortes sur les modèles d'émissions. Un exemple peut être donné avec les observations multi-longueur d'onde en 2003 de PKS 2155-304 (Aharonian et al., 2005d) pour lesquelles trois modèles d'émission différents prédisaient 3 flux différents au GeV.

La profondeur optique pour $E_\gamma = 30$ GeV, pour une source à $z = 0.5$, est $\tau \approx 1.5 \times 10^{-3}$, soit une absorption de seulement 0.1%. Le spectre mesuré peut donc être considéré comme intrinsèque à la source dans le domaine du GeV et la comparaison des spectres GeV-TeV permet une étude des effets de l'EBL (voir section 3.5.2).

Après un an de prise de données, la collaboration *Fermi* a publié un catalogue (The Fermi-LAT Collaboration, 2010) ainsi qu'une étude plus détaillée des sources hors du plan galactique ($|b| > 10^\circ$) et associées avec des NAG (Abdo et al., 2010d). Le recouvrement résultant des catalogues de sources HE et THE est devenu nettement plus important puisque 25 sources détectées au TeV sont également vues par *Fermi*. Pour certaines d'entre elles comme PKS 2155-304 (Aharonian et al., 2009c) ou PKS 1424+240 (The VERITAS Collaboration et al., 2009), une étude spectrale sur des données simultanées a été menée.

3.3.2 Méthodologie

Dans la suite de ce chapitre, nous présentons les résultats d'une analyse systématique de 28 contreparties des sources extragalactiques TeV présentes dans les données *Fermi* et nous comparons les résultats obtenus avec les spectres publiés au dessus de 200 GeV. L'attention du lecteur est attirée sur le fait que seules les sources détectées avant l'été 2009 ont été analysées et que seulement 5.5 mois de données ont été utilisés. Du fait du temps important du travail d'analyse nécessaire et considérant que la plupart des sources ne montrent pas de signe de variabilité entre 200 MeV et 300 GeV, cette étude n'a pas été refaite avec les 18 mois de données actuellement disponibles. De plus, les résultats de l'analyse des données Tcherenkov n'étant pas publiques à l'heure actuelle pour la plupart des nouvelles sources détectées, il est impossible de les comparer aux résultats *Fermi*. Les objets étudiés sont 28 BL Lac (23 HBL, 3 IBL et 2 LBL), 2 FSRQ et 3 radio-galaxies. On se concentre ainsi sur des sources extragalactiques accrétantes et sur l'étude du rayonnement produit par des jets, excluant les galaxies à flambée d'étoile NGC 253 et M 82, récemment détectées par HESS et VERITAS (The HESS Collaboration: F. Acero, 2009; Karlsson & for the VERITAS collaboration, 2009) et pour lesquelles les processus d'émission sont complètement différents.

Pour les sources faisant l'objet de plusieurs observations publiées, les données correspondant au flux le plus faible ont été utilisées. Dans le cas où la source a subi une éruption majeure [7], le flux de cette éruption est aussi reporté.

À cette liste de sources sont ajoutés les 68 objets ayant des limites supérieures publiées (de la Calle Pérez et al., 2003; Horan et al., 2004; Falcone et al., 2004; Aharonian et al., 2004a, 2005e; Albert et al., 2008a; Aharonian et al., 2008c). On ne présente ici que les 17 NAG qui sont détectés par le LAT, principalement des HBL (11 sur 17) alors qu'ils représentent moins de 50 % de la liste primaire. Aucune des 3 *Narrrow-Line Seyfert galaxy* de cette liste n'a été détectée dans les 5.5 premiers moins de données mais *Fermi* a reporté la détection de 4 *Narrrow-Line Seyfert galaxy* après un an de données (Abdo et al., 2009l) dont 1H 0323+342, ayant une limite supérieure au TeV (Falcone et al., 2004).

La liste de ces 17 sources est donnée dans le tableau 3.4 ainsi que leur ascension droite et leur déclinaison, leur classe et leur redshift z. Enfin, on rappelle la limite supérieure obtenue par les observatoires Tcherenkov en fraction de flux du Crabe et l'énergie seuil, ainsi que la référence dans laquelle cette valeur pourra être trouvée.

L'analyse des données *Fermi* est décrite dans le chapitre 2. Les photons entre 200 MeV et 300 GeV et détectés entre MJD 54682 et MJD 54842 ont été utilisés. La réponse instrumentale du LAT est prise en compte par

7. Le critère retenu est d'avoir une variation de flux d'un facteur 10. C'est le cas des objets Markarian 421, Markarian 501, 1ES 1959+650 et PKS 2155-304.

Table 3.4. NAG dont une limite supérieure sur le flux aux THE a été publiée.

Name	α_{J2000}	δ_{J2000}	Type[a]	z	Limite TeV Flux [ϕ_{Crab}]	Energie [GeV]	Ref
1ES 0033+595	$00^h\,35^m\,52.6^s$	$+59°\,50'\,05''$	HBL	0.086	<0.11	>390	1
NGC 1275	$03^h\,19^m\,48.2^s$	$+41°\,30'\,42''$	FR1	0.018	<0.03	>850	2
MG J0509+0541	$05^h\,09^m\,26.0^s$	$+05°\,41'\,35''$	IBL	···	<0.11	>960	2
PKS B0521-365	$05^h\,22^m\,58.0^s$	$-36°\,27'\,31''$	LBL	0.055	<0.042	>310	3
1ES 0647+250	$06^h\,50^m\,46.6^s$	$+25°\,03'\,00''$	HBL	0.203	<0.13	>780	2
PKS 0829+046	$08^h\,31^m\,48.9^s$	$+04°\,29'\,39''$	LBL	0.174	<0.06	>1000	2
1ES 1028+511	$10^h\,31^m\,18.5^s$	$+50°\,53'\,36''$	HBL	0.361	<0.29	>400	4
RGB J1117+202	$11^h\,17^m\,06.3^s$	$+20°\,14'\,07''$	HBL	0.139	<0.030	>610	5
1ES 1118+424	$11^h\,20^m\,48.0^s$	$+42°\,12'\,12''$	HBL	0.124	<0.12	>430-500	4
ON 325	$12^h\,17^m\,52.1^s$	$+30°\,07'\,01''$	LBL	0.130	<0.22	>400-430	4
3C 273	$12^h\,29^m\,06.7^s$	$+02°\,03'\,09''$	FSRQ	0.158	<0.014	>300	3
RX J1417.9+2543	$14^h\,17^m\,56.7^s$	$+25°\,43'\,26''$	HBL	0.237	<0.023	>190	6
1ES 1440+122	$14^h\,42^m\,48.3^s$	$+12°\,00'\,40''$	HBL	0.162	<0.033	>290	5
RX J1725.0+1152	$17^h\,25^m\,04.4^s$	$+11°\,52'\,15''$	HBL	0.018	<0.046	>190	6
I Zw 187	$17^h\,28^m\,18.6^s$	$+50°\,13'\,10''$	HBL	0.055	<0.086	>300-350	4
1ES 1741+196	$17^h\,43^m\,57.8^s$	$+19°\,35'\,09''$	HBL	0.083	<0.053	>350-500	4
1ES 2321+419	$23^h\,23^m\,52.5^s$	$+42°\,10'\,55''$	HBL	0.059	<0.03	>890	2

[a]LBL, IBL, HBL – classe des BL Lac ; FSRQ – *Flat Spectrum Radio Quasar* ; FR1 – galaxie Fanaroff-Riley 1 ; voir les bases de données SIMBAD (http ://simbad.u-strasbg.fr/simbad) et NED (http ://ned-www.ipac.caltech.edu).

References. — (3) Aharonian et al. (2008c) ; (1) de la Calle Pérez et al. (2003) ; (2) Aharonian et al. (2004a) ; (6) Albert et al. (2008a) ; (5) Aharonian et al. (2005e) ; (4) Horan et al. (2004)

l'utilisation des IRFs P6_V3. Les données sont analysées avec la version `V9R11` des ST.

Les modèles de ciel (fonds diffus et sources présentes) dans les différentes ROI ont été construits à partir du premier catalogue de sources obtenu après trois mois de mission (Abdo et al., 2009b). La validité de ces modèles a ensuite été vérifiée par une première itération d'analyse suivie du calcul de carte de TS (chapitre 2). Les nouvelles sources, non prises en compte dans le modèle, apparaissent alors visuellement et sont ajoutées pour une deuxième itération d'analyse.

On détermine la position du centroïde de l'émission provenant d'un NAG en produisant une carte de TS de haute résolution ($1^\circ \times 1^\circ$ pour 1681 pixels) en omettant la source qui nous intéresse du modèle de ciel. Ainsi, on s'attend à ce que la variation du TS sur la carte indique la position de la source. Une erreur systématique de $1'$ sur la position de ce centroïde a aussi été ajoutée, valeur prescrite par l'étude des sources brillantes du premier catalogue *Fermi* (Abdo et al., 2009e).

La distance au centroïde, notée $r_{\rm stat}(i)$ (i=1, 2 et 3) et définissant les contours d'erreur statistique à P_i =68%, 95% et 99% de probabilité est définie paramétriquement grâce aux cartes de TS. Le contour tenant compte de l'erreur systématique est dans ce cas :

$$r_{\rm syst}(i) = \sqrt{r_{\rm stat}(i)^2 + (\sqrt{-2\ln(1-P_i)} \times 1')^2} \tag{3.9}$$

Les contours d'erreur pour les sources fortes sont circulaires car dominés par l'erreur systématique (figure 3.10). 4 objets, tous faisant partie des 17 objets extragalactiques non détectés au TeV, ont une position en dehors du contour d'erreur à 95%. La probabilité que ceci arrive par chance est de 0.05, soit équivalent à un évènement gaussien à 2σ.

3.3.3 Spectres des sources

Toutes les sources sont ajustées par une loi de puissance simple. Les résultats des sources détectées, TS> 25, sont reportés dans le tableau 3.5. Pour chacune des 21 sources, on donne le TS, le flux intégré au dessus de 200 MeV et l'indice spectral Γ ainsi que les erreurs statistiques et systématiques associées et l'énergie de décorrélation (annexe B). Le photon de plus haute énergie provenant d'une zone autour de la source de la taille de la PSF du LAT, de même que le $5^{\rm eme}$ photon de plus haute énergie, sont donnés. Dans la suite, on assimilera ce photon de plus haute énergie à *l'énergie maximale détectée*. Enfin, la probabilité que la source ait un flux constant avec le temps sur des échelles de 10 et 28 jours a été reportée dans les deux dernières colonnes.

Table 3.5. Détections et résultats du LAT (0.2 GeV–300 GeV).

Nom	TS	Paramètres de la loi de puissance		Énergie	Photon de plus haute énergie		Probabilité d'un flux constant	
		Flux (>200 MeV)	Indice spectral	de décorrélation	1^{er}	5^{eme}	10 jours	28 jours
		$F \pm \Delta F_{stat} \pm \Delta F_{sys}$	$\Gamma \pm \Delta\Gamma_{stat} \pm \Delta\Gamma_{sys}$					
	[1]	[10^{-9}cm^{-2} s^{-1}]	[1]	[GeV]	[GeV]	[GeV]	[1]	[1]
Sources TeV :								
3C 66A	2221	96.7 ± 5.82 ± 3.39	1.93 ± 0.04 ± 0.04	1.54	111[a]	54	< 0.01	< 0.01
RGB J0710+591	42	0.087 ±0.049 ± 0.076	1.21 ± 0.25 ± 0.02	15.29	74	4	0.98	0.94
S5 0716+714	1668	79.9 ± 4.17 ± 2.84	2.16 ± 0.04 ± 0.05	0.82	63	9	< 0.01	< 0.01
1ES 0806+524	102	2.07 ± 0.38 ± 0.71	2.04 ± 0.14 ± 0.03	1.54	30	4	0.05	< 0.01
1ES 1011+496	889	32.0 ± 0.27 ± 0.29	1.82 ± 0.05 ± 0.03	1.50	168	32	0.54	0.50
Markarian 421	3980	94.3 ± 3.88 ± 2.60	1.78 ± 0.03 ± 0.04	1.35	801	155	0.06	0.02
Markarian 180	50	5.41 ± 1.69 ± 0.91	1.91 ± 0.18 ± 0.09	1.95	14	2	0.98	0.54
1ES 1218+304	147	7.56 ± 2.16 ± 0.67	1.63 ± 0.12 ± 0.04	5.17	356	31	0.53	0.06
W Comae	754	41.7 ± 3.40 ± 2.46	2.02 ± 0.06 ± 0.05	1.13	26	18	0.01	< 0.01
3C 279	6865	287 ± 7.13 ± 10.2	2.34 ± 0.03 ± 0.04	0.59	28	21	< 0.01	< 0.01
PKS 1424+240	800	34.35 ± 2.60 ± 1.37	1.85 ± 0.05 ± 0.04	1.50	137	30	< 0.01	0.16
H 1426+428	38	1.56 ± 1.05 ± 0.29	1.47 ± 0.30 ± 0.11	8.33	19	3	0.83	0.39
PG 1553+113	2009	54.8 ± 3.63 ± 0.85	1.69 ± 0.04 ± 0.04	2.32	157	76	0.40	0.54
Markarian 501	649	22.4 ± 2.52 ± 0.13	1.73 ± 0.06 ± 0.04	2.22	127	50	0.57	0.18
1ES 1959+650	306	25.1 ± 3.49 ± 2.83	1.99 ± 0.09 ± 0.07	1.60	75	21	0.91	0.29
PKS 2005-489	246	22.3 ± 3.09 ± 2.14	1.91 ± 0.09 ± 0.08	1.01	71	8	0.86	0.97
PKS 2155-304	3354	109 ± 4.45 ± 3.18	1.87 ± 0.03 ± 0.04	1.13	299	46	< 0.01	< 0.01
BL Lacertae	310	51.6 ± 5.81 ± 12.2	2.43 ± 0.10 ± 0.08	0.85	70	4	0.61	0.23
1ES 2344+514	37	3.67 ± 2.35 ± 1.62	1.76 ± 0.27 ± 0.23	5.28	53	3	0.76	0.46
M 87	31	7.56 ± 2.70 ± 2.24	2.30 ± 0.26 ± 0.14	1.11	8	1	0.43	0.57
Centaurus A	308	70.8 ± 5.97 ± 5.80	2.90 ± 0.11 ± 0.07	0.47	6	4	0.38	0.97
Sources non détectée au TeV :								
1ES 0033+595	137	20.3 ± 5.11 ± 1.74	2.00 ± 0.13 ± 0.07	2.58	150	16	0.40	0.01
MG J0509+0541	217	19.7 ± 3.78 ± 0.70	2.01 ± 0.11 ± 0.06	1.95	31	12	0.73	0.23
PKS B0521-365	148	26.6 ± 3.50 ± 3.34	2.52 ± 0.13 ± 0.10	0.64	7	2	0.03	0.11
1ES 0647+250	95	4.09 ± 1.39 ± 1.01	1.66 ± 0.15 ± 0.09	4.54	247	16	0.30	0.72

Afin de faire ressortir essentiellement les caractéristiques des sources aux plus hautes énergies, une analyse, restreinte aux photons au dessus de 1 GeV, a été menée. Seules les sources les plus brillantes (TS>100 au dessus de 1 GeV) ont été retenues dans le but de mesurer suffisamment précisément le spectre et de le comparer aux données obtenues au TeV. Le tableau 3.6 donne le nom des 12 sources satisfaisant notre critère, ainsi que les résultats (flux, indice et énergie de décorrélation) de l'analyse menée entre 200 MeV et 1 GeV d'une part et 1 GeV et 300 GeV d'autre part.

Dans le but d'extrapoler le contour d'erreur à 1σ des spectres *Fermi* au delà de 200 GeV, la formule *analytique* de celui-ci a été utilisée, permettant de prendre en compte les erreurs statistiques correctement. L'utilisation de cette extrapolation pour faire des comparaisons ou des prédictions suppose que la loi de puissance décrivant les données au GeV puisse être étendue jusqu'à la dizaine de TeV. Cette hypothèse est la plus simple et la moins dépendante d'un modèle d'émission que l'on puisse faire, même si elle surestime le flux en cas de présence d'une courbure intrinsèque du spectre.

Le spectre et le contour d'erreur à 1 σ, calculés entre 200 MeV et l'énergie maximale détectée (photon de plus haute énergie) (figure 3.6, étape 1), sont étendus au dessus de 200 GeV (étape 2) et enfin corrigés numériquement pour l'absorption par l'EBL (étape 3). Le flux différentiel ainsi prédit à 100 GeV, est reporté dans le tableau 3.7, de même que l'indice spectral prédit (deuxième colonne) et enfin le flux total en fraction de flux du Crabe (dernière colonne). Les spectres des sources détectés par *Fermi* sont donnés en figure 3.11, de même que les points de mesure des télescopes Tcherenkov.

Pour les sources ayant un TS<25, une limite supérieure à 95% de confiance sur le flux total est calculée en fixant l'indice spectral à une valeur choisie. En utilisant l'équation 3.1, on obtient une limite supérieure sur le spectre différentiel en fonction de l'énergie qui peut être extrapolée au dessus de 200 GeV. La limite supérieure sur le flux au dessus de 200 GeV augmente avec la diminution de Γ.

Deux valeurs de Γ ont ainsi été considérées :
- $\Gamma = 1.5$ qui est la limite inférieure théorique,
- $\Gamma = 2.0$, la majorité des HBL étant des sources à spectre dur au GeV, on estime que la limite supérieure extrapolée obtenue avec cette valeur de Γ permet une comparaison contraignante avec le spectre au TeV.

La figure 3.12 présente les limites supérieures obtenues pour les 6 objets vus au TeV et non détectés par le LAT ainsi que les extrapolations de ces limites. Le tableau 3.8 donne la limite du flux total entre 200 MeV et 300 GeV pour l'hypothèse $\Gamma = 1.5$ et $\Gamma = 2.0$.

3.3.4 Courbes de lumière

Les blazars sont des sources dont le flux peut varier dans le temps, impliquant que la mesure, moyennée sur les 5.5 mois de prise de données, peut

Table 3.5 (Suite)

Nom	TS	Paramètres de la loi de puissance Flux (>200 MeV) $F \pm \Delta F_{\rm stat} \pm \Delta F_{\rm sys}$ $[10^{-9}{\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}]$	Indice spectral $\Gamma \pm \Delta\Gamma_{\rm stat} \pm \Delta\Gamma_{\rm sys}$ [1]	Énergie de décorrélation [GeV]	Photon de plus haute énergie $1^{\rm er}$ [GeV]	 $5^{\rm eme}$ [GeV]	Probabilité d'un flux constant 10 jours [1]	 28 jours [1]
PKS 0829+046	187	27.3 ± 3.37 ± 1.08	2.43 ± 0.11 ± 0.04	0.70	4	2	0.38	0.11
1ES 1028+511	52	3.88 ± 1.43 ± 0.57	1.72 ± 0.19 ± 0.08	3.07	48	2	0.85	0.31
RGB J1117+202	116	7.12 ± 1.75 ± 0.36	1.79 ± 0.13 ± 0.06	2.37	46	6	0.63	0.97
1ES 1118+424	33	2.31 ± 1.27 ± 0.41	1.71 ± 0.26 ± 0.08	3.99	27	3	0.64	0.69
ON 325	761	42.3 ± 3.68 ± 2.98	1.99 ± 0.06 ± 0.06	1.26	45	12	< 0.01	< 0.01
3C 273	3569	224. ± 6.78 ± 8.49	2.79 ± 0.04 ± 0.04	0.45	11	5	< 0.01	< 0.01
RX J1417+2543	31	2.56 ± 2.14 ± 0.65	1.68 ± 0.39 ± 0.08	6.02	41	1	0.95	0.32
1ES 1440+122	33	1.05 ± 0.06 ± 0.10	1.18 ± 0.27 ± 0.03	17.04	19	2	0.68	0.86
RX J1725.0+1152	152	18.1 ± 3.93 ± 0.86	2.01 ± 0.13 ± 0.05	1.87	39	11	< 0.01	0.02
I Zw 187	31	5.41 ± 2.23 ± 0.68	1.95 ± 0.23 ± 0.03	2.22	77[a]	3	0.78	0.41
1ES 1741+196	46	4.93 ± 2.17 ± 0.17	1.80 ± 0.22 ± 0.03	3.58	37	3	0.81	0.99
1ES 2321+419	88	6.76 ± 2.77 ± 0.79	1.78 ± 0.20 ± 0.09	3.90	42	14	0.34	0.13
NGC 1275	1351	99.1 ± 5.13 ± 3.87	2.20 ± 0.04 ± 0.06	0.80	18	13	< 0.01	< 0.01

[a]Les photons ont été selectionnés grâce aux coupures de la classe "diffuse". En utilisant un jeu de coupure plus stricte (Abdo et al., 2009i, dits "extradiffuse") les photons de plus haute énergie de 3C 66A et I Zw 187 sont éliminés, laissant pour les deux sources respectivement $E_{\rm max} = 90\,{\rm GeV}$ et $4\,{\rm GeV}$.

Table 3.6. Paramètres de la loi de puissance à basse (0.2 GeV–1 GeV) et haute (1 GeV–300 GeV) énergie. Seules les sources avec $TS > 100$ sont listées.

Nom	Basse énergie (0.2 GeV–1 GeV)			Haute énergie (1 GeV–300 GeV)		
	Flux $F \pm \Delta F_{\rm stat}$ $[10^{-9}{\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}]$	Indice spectral $\Gamma \pm \Delta\Gamma_{\rm stat}$ [1]	Énergie de décorrélation [GeV]	Flux $F \pm \Delta F_{\rm stat}$ $[10^{-9}{\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}]$	Indice spectral $\Gamma \pm \Delta\Gamma_{\rm stat}$ [1]	Énergie de décorrélation [GeV]
Sources TeV :						
3C 66A	80.5 ± 7.2	1.97 ± 0.16	0.52	17.3 ± 1.0	1.98 ± 0.04	2.47
S5 0716+714	65.8 ± 1.7	2.20 ± 0.05	0.37	12.8 ± 2.2	2.37 ± 0.09	2.17
1ES 1011+496	23.2 ± 3.1	2.11 ± 0.25	0.47	4.6 ± 0.8	1.96 ± 0.09	3.08
Markarian 421	74.4 ± 4.2	1.93 ± 0.11	0.47	9.6 ± 0.9	1.78 ± 0.04	3.71
W Comae	33.7 ± 3.9	1.92 ± 0.21	0.51	5.5 ± 1.1	2.16 ± 0.10	2.52
3C 279[a]	142 ± 7.61	2.49 ± 0.11	0.40	16.2 ± 1.5	2.55 ± 0.12	1.98
3C 279[b]	512.6 ± 18.3	2.00 ± 0.08	0.43	67.9 ± 4.5	2.49 ± 0.09	1.98
PKS 1424+240	25.9 ± 3.0	1.84 ± 0.22	0.50	8.41 ± 0.63	1.82 ± 0.05	1.77
PG 1553+113	34.8 ± 4.6	1.52 ± 0.25	0.58	5.6 ± 0.6	1.70 ± 0.05	4.14
PKS 2155-304	78.6 ± 4.5	1.72 ± 0.11	0.49	13.2 ± 1.2	1.96 ± 0.04	2.71
Sources non détectée au TeV :						
ON 325	32.3 ± 4.4	1.98 ± 0.23	0.48	8.5 ± 1.7	2.32 ± 0.11	2.25
3C 273	206.5 ± 6.8	2.66 ± 0.07	0.38	62.5 ± 17.7	3.42 ± 0.17	1.47
NGC 1275	81.6 ± 5.4	2.09 ± 0.13	0.46	14.5 ± 2.9	2.40 ± 0.11	2.25

[a]Période avant l'éruption (MJD< 54780).

[b]Période éruptive (54790 <MJD< 54830).

Table 3.7. Extrapolation du spectre mesuré au GeV dans le domaine du TeV.

Nom	Extrapolation à 100 GeV $dF/dE(100\,\mathrm{GeV})$ $[10^{-9}\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\mathrm{TeV}^{-1}]$	Extrapolation entre 0.2 TeV et 10 TeV Indice spectral - Γ_{ext} [1]	Flux intégral $\phi_{\mathrm{ext}}/\phi_{\mathrm{Crab}}$
Sources TeV :			
3C 66A	1.98 ± 0.34	4.26 ± 0.02	0.0750 ± 0.0142
RGB J0710+591	0.61 ± 0.38	1.74 ± 0.11	0.2110 ± 0.2015
S5 0716+714	0.34 ± 0.12	3.20 ± 0.03	0.0135 ± 0.0060
1ES 0806+524	0.18 ± 0.11	2.65 ± 0.10	0.0184 ± 0.0143
1ES 1011+496	1.05 ± 0.33	2.82 ± 0.04	0.0913 ± 0.0368
Markarian 421	5.86 ± 0.92	1.90 ± 0.02	1.4351 ± 0.3265
Markarian 180	0.17 ± 0.12	2.09 ± 0.13	0.0315 ± 0.0307
1ES 1218+304	0.94 ± 0.38	2.46 ± 0.07	0.1354 ± 0.0739
W Comae	0.46 ± 0.18	2.44 ± 0.04	0.0483 ± 0.0251
3C 279	0.35 ± 0.09	5.25 ± 0.02	0.0058 ± 0.0017
PKS 1424+240	1.47 ± 0.30	1.85 ± 0.03	0.4187 ± 0.1236
H 1426+428	0.42 ± 0.32	1.85 ± 0.18	0.0885 ± 0.0108
PG 1553+113	3.32 ± 0.56	5.27[a] ± 0.02	0.0423 ± 0.0074
...	...	2.06[b] ± 0.03	0.9960 ± 0.2327
Markarian 501	1.71 ± 0.44	1.86 ± 0.05	0.4414 ± 0.1572
1ES 1959+650	0.53 ± 0.20	2.17 ± 0.06	0.0867 ± 0.0433
PKS 2005-489	0.68 ± 0.26	2.20 ± 0.06	0.1121 ± 0.0555
PKS 2155-304	3.11 ± 0.54	2.37 ± 0.02	0.3942 ± 0.0882
BL Lacertae	0.10 ± 0.05	2.72 ± 0.08	0.0081 ± 0.0048
1ES 2344+514	0.23 ± 0.20	1.94 ± 0.16	0.0542 ± 0.0690
Centaurus A	0.010 ± 0.006	2.90 ± 0.11	0.0006 ± 0.0004
M 87	0.027 ± 0.033	2.33 ± 0.22	0.0033 ± 0.0052
Sources non détectées au TeV :			
1ES 0033+595	0.39 ± 0.19	2.35 ± 0.08	0.0532 ± 0.0351
MG J0509+0541	0.36 ± 0.17	2.01 ± 0.07	0.0708 ± 0.0446
PKS B0521-365	0.03 ± 0.02	2.74 ± 0.14	0.0025 ± 0.0021
1ES 0647+250	0.43 ± 0.22	2.61 ± 0.08	0.0543 ± 0.0363
PKS 0829+046	0.05 ± 0.03	3.24 ± 0.09	0.0029 ± 0.0020
1ES 1028+511	0.28 ± 0.20	3.56 ± 0.10	0.0180 ± 0.0162
RGB J1117+202	0.40 ± 0.22	2.40 ± 0.09	0.0572 ± 0.0398
1ES 1118+424	0.19 ± 0.17	2.25 ± 0.15	0.0319 ± 0.0391
ON 325	0.28 ± 0.12	3.12 ± 0.04	0.0151 ± 0.0079
3C 273	0.05 ± 0.01	3.52 ± 0.03	0.0001 ± 0.0001
RX J1417+2543	0.24 ± 0.28	2.79 ± 0.18	0.0262 ± 0.0413
1ES 1440+122	0.80 ± 0.48	1.68 ± 0.11	0.2310 ± 0.2178
RXJ 1725.0+1152	0.33 ± 0.18	2.08 ± 0.10	0.0601 ± 0.0452
I Zw 187	0.14 ± 0.13	2.17 ± 0.16	0.0235 ± 0.0287
1ES 1741+196	0.27 ± 0.20	2.14 ± 0.13	0.0484 ± 0.0511
1ES 2321+419	0.41 ± 0.29	2.01 ± 0.13	0.0868 ± 0.0865
NGC 1275	0.34 ± 0.14	2.26 ± 0.04	0.0355 ± 0.0200

[a] Extrapolé avec $z = 0.09$.

[b] Extrapolé avec $z = 0.78$.

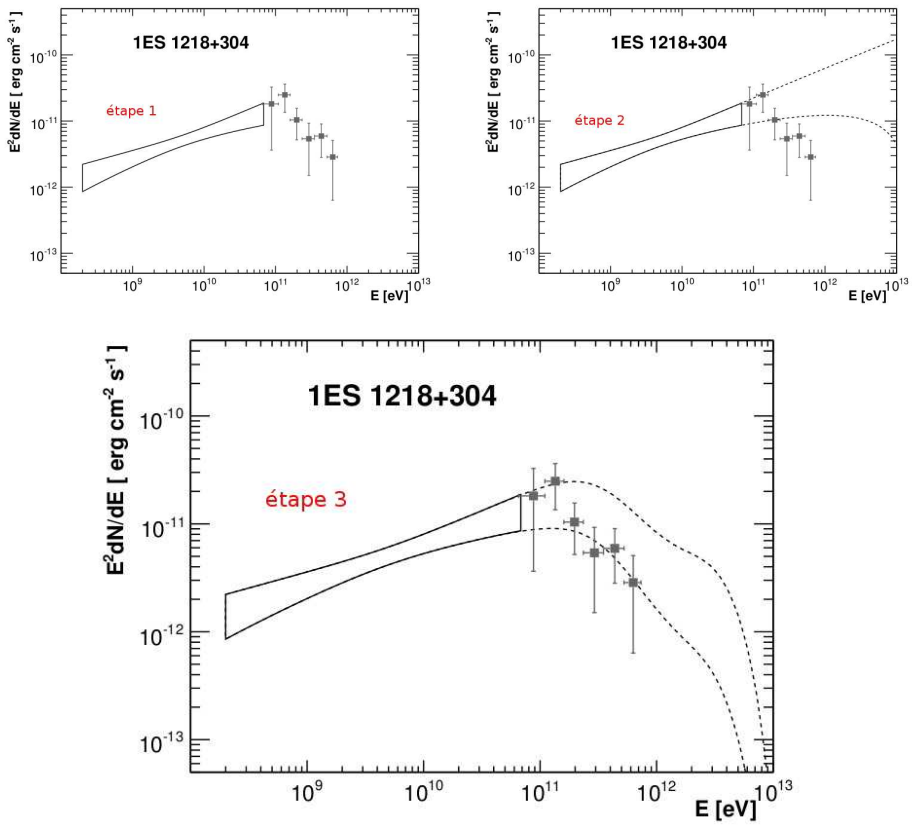


FIGURE 3.6 Principe d'extrapolation des contours à 1 σ. Une fois le calcul de ce contour effectué (étape 1), on extrapole avec la formule mathématique (étape 2) et on effectue la correction pour l'absorption due à l'EBL (étape 3).

être biaisée. Ainsi, une éruption peut faire augmenter le flux total obtenu avec l'analyse rendant la comparaison GeV–TeV moins pertinente.

Des courbes de lumière ont été calculées avec `gtlike` (chapitre 2) avec des intervalles en temps de 28 jours suivant le cycle lunaire, cycle affectant les observations des télescopes Tcherenkov. Les courbes de lumière, et à titre de comparaison le flux moyen et l'erreur associée, sont présentées dans la figure 3.13. Pour toutes les sources, une courbe de lumière avec des intervalles de 10 jours a aussi été faite, on ne présente en figure 3.14 que celles obtenues pour les sources les plus brillantes du tableau 3.6.

La probabilité que le flux ne varie pas sur la période considérée est calculée par un ajustement des courbes de lumière (10 et 28 jours) avec une fonction constante. La probabilité de χ^2, indiquant si la dispersion des points autour de la valeur trouvée est compatible avec des fluctuations aléatoires, est estimée et reportée dans le tableau 3.5. Les sources considérées comme

Table 3.8. Limites supérieures sur le flux à 95% dans le LAT (0.2 GeV–300 GeV) en faisant l'hypothèse que les indices spectraux sont soit $\Gamma = 1.5$, soit $\Gamma = 2.0$..

Nom	Limites supérieures avec $\Gamma = 1.5$	$\Gamma = 2.0$
	$[10^{-9}\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}]$	
RGB J0152+017	2.02	5.01
1ES 0229+200	1.94	5.12
1ES 0347-121	0.80	1.81
PKS 0548-322	0.59	3.14
1ES 1101-232	0.83	4.40
H 2356-309	0.28	7.25

variables sont celles pour lesquelles la probabilité de χ^2 est $< 1\%$.

3.4 Résultats

3.4.1 Résultats collectifs

La plupart des blazars détectés conjointement par *Fermi* et par les observatoires Tcherenkov ont un indice spectral $\Gamma < 2$ avec une valeur médiane de 1.9. Les blazars émetteurs au TeV sont la population possédant les spectres les plus durs parmi les objets extragalactiques et donc les plus énergétiques. En effet, (Abdo et al., 2009b) ont trouvé que la médiane des indices spectraux des 57 FSRQ et 42 BL Lac, détectés en 3 mois de données, était $\Gamma = 2.4$ (respectivement $\Gamma = 2.0$). Les radio-galaxies sont elles des sources à spectres mous pour *Fermi*.

On étudie donc la partie montante des spectres dans la représentation $\nu F(\nu)$. La source avec l'indice spectral le plus dur est RGB J0710+519 avec $\Gamma = 1.21 \pm 0.25$, valeur néanmoins toujours compatible avec la limite théorique de $\Gamma = 1.5$ (Malkov & O'C Drury, 2001).

La figure 3.7 présente le flux différentiel à 100 GeV, estimé par le LAT, en fonction le flux différentiel, à la même énergie, provenant des mesures Tcherenkov [8]. Dans le cas où deux mesures indépendantes au dessus de 200 GeV sont considérées dans cette étude, les deux points sont reportés et reliés par une ligne pointillée. Pour toutes les contreparties *Fermi* sauf 10

8. Les sources 3C 66A et B ont été exclues pour éviter la confusion due à leur position très proche.

sources [9], cette valeur est, en fait, une extrapolation car l'énergie maximale détectée est plus petite que 200 GeV (voir tableau 3.5, colonne 6). Pour la majeure partie des objets, le flux différentiel mesuré par les télescopes Tcherenkov est plus grand que celui de *Fermi* indiquant que, en fait, beaucoup de ces sources sont détectées durant une phase éruptive.

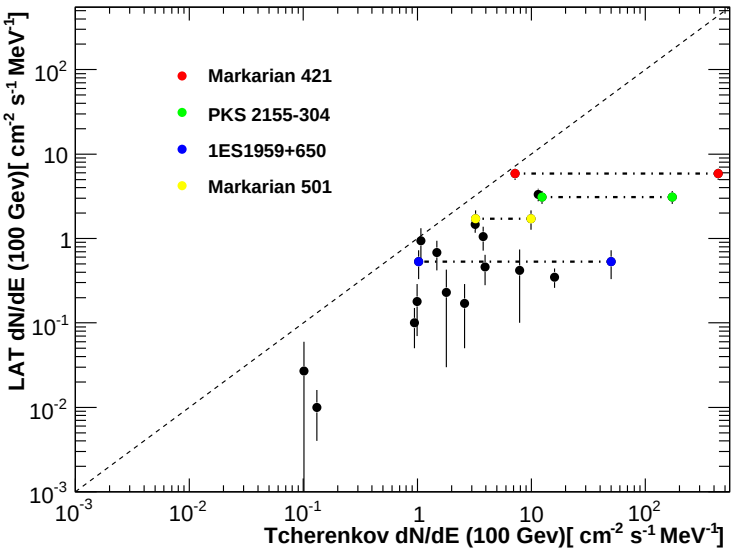


FIGURE 3.7 Flux différentiel, à 100 GeV, estimé grâce aux données du LAT en fonction de celui obtenu à partir des données Tcherenkov. Dans le cas où deux mesures indépendantes ont été reportées les deux points (colorés) sont reliés par une ligne. La ligne en tirets représente la droite $x = y$.

Les limites supérieures des 6 sources vues au TeV mais non détectées par le LAT, calculées jusqu'à l'énergie maximale provenant de la position de la source, sont présentées en figure 3.12 et aussi extrapolées au dessus de 200 GeV, la valeur du flux correspondant est donnée dans le tableau 3.8. De manière générale, l'hypothèse $\Gamma = 1.5$ est en meilleur accord avec les données aux THE que l'hypothèse $\Gamma = 2$. Ceci indique que, comme pour les sources détectées par *Fermi*, celles-ci sont des sources à spectres durs dans les HE.

Catalogue *Fermi* Le catalogue *Fermi*, obtenu grâce à 11 mois de données, comprend deux sources vues au TeV et n'ayant pas été détectées dans cette étude : 1ES 1101-232 et H 2356-309. Ces deux sources se révèlent être très

9. Les 10 sources sont : 3C 66A, 1ES 1011+496, Markarian 421, 1ES 1218+304, PKS 1424+240, PG 1553+113, Markarian 501, PKS 2155+304, 1ES 0033+595 et 1ES 0647+250.

faibles et le flux mesuré de chacune est en accord avec les limites supérieures calculées ici. Le contour d'erreur à 1σ est sur imposé dans la figure 3.12.

L'indice spectral de 1ES 1101-232 est soumis à une forte incertitude, $\Gamma = 1.33 \pm 0.68$ et l'extrapolation ne permet en aucun cas des conclusions dans le domaine du TeV.

H 2356-309 est une source dont l'indice spectral est consistant avec 2.0 ($\Gamma = 2.12 \pm 0.17$) et les données TeV ne sont pas dans le contour à 1σ extrapolé.

3.4.2 Résultats du LAT sur quelques sources TeV particulières

3C 66A/B : 3C 66A et 3C 66B sont deux sources séparées par une distance angulaire de 0.12°. 3C 66A a été détectée par VERITAS grâce à des observations faites en 2007 et 2008 et incluant une phase éruptive en octobre 2008. L'analyse spatiale rejette que l'origine de l'émission soit 3C 66B avec une probabilité supérieure à 99% (4.3 σ). 3C 66A est un IBL dont le redshift est $z = 0.44$ mais doit être considéré comme incertain (Miller et al., 1978). A contrario, MAGIC a détecté une émission provenant de 3C 66B, une radio-galaxie proche ($z = 0.0211$), en faisant la troisième radio-galaxie détectée jusqu'à maintenant. La probabilité que l'émission détectée par MAGIC provienne de 3C 66B et pas de 3C 66A est de 85,4%. Le flux reporté par MAGIC est significativement plus faible que celui mesuré par VERITAS et le spectre de MAGIC est plus dur ($\Gamma_{\mathrm{MAGIC}} < \Gamma_{\mathrm{VERITAS}}$).

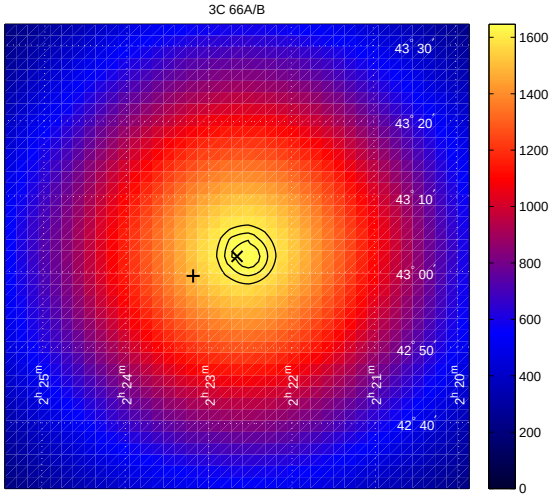


FIGURE 3.8 Carte de TS de la région de 3C 66A/B. La croix 'x' indique la position radio de 3C 66A et le symbole '+', la position de 3C 66B. Les lignes noires représentent les contours à 68%, 90% et 99% de confiance.

Fermi détecte une émission forte de cette région du ciel. La carte en TS montre que le centroïde de l'émission contient 3C 66A à 68% de confiance mais exclut 3C 66B à plus de 99% (figure 3.8). La source LAT est une source ayant un indice spectral $\Gamma = 1.98 \pm 0.04$ avec une émission significative au dessus de 1 GeV. L'extrapolation des données du LAT avec l'atténuation attendue pour une source située à $z = 0.44$ est en bon accord avec les données VERITAS, alors que l'atténuation correspondant à $z = 0.0211$ prédit un flux nettement supérieur à celui mesuré par MAGIC. Un accord entre ce scénario et le flux de 3C 66B peut être trouvé mais implique une cassure spectrale peu probable car jamais vue auparavant.

Ainsi le flux détecté par *Fermi* semble être dominé par 3C 66A, ce qui est supporté par les concordances spectrales et spatiales. Néanmoins, il faut être prudent sur les conclusions puisque les données ne sont pas simultanées et que le redshift de 3C 66A est incertain. La source est, de plus, variable sur des échelles de temps de 28 jours et de 10 jours.

Markarian 421 : C'est la première source extragalactique détectée par des télescopes Tcherenkov. De plus, c'est l'une des rares sources extragalactiques vue au TeV à montrer une variabilité spectrale (Krennrich et al., 2002) ainsi qu'une courbure intrinsèque de spectre au dessus de 100 GeV mesurée par plusieurs télescopes comme CAT (Khelifi, 2002), HEGRA (Aharonian et al., 1999) ou encore MAGIC (Albert et al., 2007d).

Il y a eu beaucoup de mesures du flux de cette source au dessus de 100 GeV depuis 1992. Dans cette étude, deux mesures ont été reportées :

- le flux MAGIC (tableau 3.2) est relativement faible (0.5 ϕ_{Crab}) avec un seuil en énergie bas permettant un recouvrement avec les données du LAT [10],
- le flux mesuré par le télescope Whipple durant une éruption massive en 2001.

Entre 200 MeV et 300 GeV, c'est une source très lumineuse pour le LAT avec un TS= 3890 et un indice spectral $\Gamma = 1.73 \pm 0.06$, pratiquement identique à celui entre 1 GeV et 300 GeV ($\Gamma = 1.78 \pm 0.04$) et le spectre est ainsi bien décrit par une simple loi de puissance dans la gamme en énergie de *Fermi*.

Le flux différentiel de *Fermi* est compatible avec celui de MAGIC (Albert et al., 2007d) vers 200 GeV. En effet :

$$dN/dE = (1.67 \pm 0.24) \times 10^{-9}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{TeV}^{-1} \text{ pour } \textit{Fermi} \tag{3.10}$$

$$dN/dE = 1.57 \times 10^{-9}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{TeV}^{-1} \text{ pour MAGIC} \tag{3.11}$$

Cependant l'extrapolation du spectre *Fermi* mène à un indice spectral trop faible pour rendre compte du flux au delà de 200 GeV indiquant la

10. Le photon de plus haute énergie associé avec Markarian 421 possède une énergie de 800 GeV.

présence d'une cassure spectrale, aux alentours de la centaine de GeV. Une telle cassure est difficile à mesurer précisément par les deux types d'expériences. Pour *Fermi*, la statistique n'est pas encore suffisante pour déterminer une déviation à la loi de puissance et pour les observatoires Tcherenkov, cette énergie est proche du seuil où les effets systématiques sont importants.

PG 1553+113 : Cet objet présente un des spectres les plus mous au delà de 200 GeV de toutes les sources extragalactiques. La mesure faite par HESS donne un indice de $\Gamma = 4.0 \pm 0.6$ (Aharonian et al., 2006d) compatible avec les mesures MAGIC (Albert et al., 2009, $\Gamma = 4.1 \pm 0.3$). Au contraire, c'est une source *Fermi* dont le spectre est très dur $\Gamma = 1.69 \pm 0.04$ et la différence spectrale $\Delta\Gamma = 2.3$ entre les deux gammes en énergie étant la plus importante de toutes les sources extragalactiques à ce jour. Malheureusement, le redshift de PG 1553+113 est inconnu et les différentes mesures ont contraint sa valeur à $0.09 < z < 0.78$. Dans Abdo et al. (2010c), les données *Fermi* ont été utilisées pour estimer le redshift (chapitre 4) et une limite supérieure de $z < 0.75$ a été trouvée.

L'absence de variabilité dans le domaine du GeV et le fait que toutes les mesures faites par les télescopes Tcherenkov sont compatibles indiquent que la comparaison GeV-TeV est solide. La grande différence spectrale entre les deux domaines en énergie peut être interprétée soit par l'absorption due à l'EBL d'une source à une grande distance soit par un changement dans le spectre des particules produisant l'émission électromagnétique. L'extrapolation du spectre mène à un flux intégré au dessus de 200 GeV en meilleur accord avec les données au TeV (2% de $\phi_{\rm Crab}$) si l'on considère la valeur de $z = 0.78$ ($\phi_{\rm ext} \approx 4\%$ de $\phi_{\rm Crab}$) que la valeur $z = 0.09$ ($\phi_{\rm ext} \approx 100\%$ de $\phi_{\rm Crab}$). L'absorption due à l'EBL permet donc de rendre compte des données sans invoquer un changement dans le spectre électromagnétique intrinsèque à la source. Néanmoins, il n'est certainement pas à exclure que la raison de cette cassure soit la combinaison des deux effets.

3C 279 : 3C 279 est le premier FSRQ détecté à plus de 5σ durant une éruption majeure en février 2006 par un télescope Tcherenkov (Albert et al., 2008b) entre 80 et 500 GeV. La source a été observée durant 10 nuits entre janvier et avril 2006 (soit 9.7 heures), et a été détectée dans la nuit du 23 février 2006 avec une significativité de plus de 6σ. C'est aussi l'objet extragalactique le plus lointain jamais observé ($z = 0.536$) à ces énergies. Selon notre modèle d'EBL, la profondeur optique est d'environ $\tau \approx 4$ à 500 GeV correspondant à une diminution du flux de 0.98% et rendant la source extrêmement difficile à détecter.

L'analyse des données *Fermi* montre que c'est une source à spectre mou $\Gamma = 2.4 \pm 0.04$ comme la grande majorité des FSRQ, le maximum de l'émission électromagnétique de la bosse de haute énergie, dans la représentation

$\nu F(\nu)$, étant en dessous de 200 MeV.

La courbe de lumière, au dessus de 200 MeV (figure 3.14), montre que la source a subi un épisode éruptif entre MJD 54790 et MJD 54830 durant lequel le flux a été multiplié par un facteur 4 environ. Dans le but de mieux mesurer ces deux états de flux, la période avant l'éruption (MJD<54780) et la période de l'éruption ont été analysées séparément. Une analyse spectrale au dessus de 1 GeV, tant pour l'éruption que pour la période qui la précède a été menée (tableau 3.6). À noter que l'indice spectral montre une légère diminution ($\Delta\Gamma = 0.49 \pm 0.13$), en dessous de 1 GeV entre les deux périodes, le spectre devenant plus dur, indiquant probablement un déplacement du pic vers les hautes énergies.

Les indices spectraux au dessus de 1 GeV pour les deux périodes sont pratiquement identiques ($\Delta\Gamma = 0.06 \pm 0.10$) même si le flux change d'un facteur 4. Même pour la période de haut flux, l'extrapolation des données prédit un flux 10 fois plus faible que celui mesuré par MAGIC. Ainsi, le flux le plus élevé vu jusqu'ici par *Fermi* ne permet pas d'expliquer le spectre de MAGIC, à moins que le flux de HE n'ait été plus élevé ou qu'une autre composante spectrale n'apparaisse à ≈100 GeV. La première hypothèse semble la plus plausible puisque EGRET a observé une éruption durant laquelle le flux, au dessus de 100 MeV, était 5 fois plus grand que celui rapporté ici (Hartman et al., 1992) et qui serait ainsi en meilleur accord avec la mesure de MAGIC. Une nouvelle détection par MAGIC de 3C 279 permettrait de distinguer entre ces deux hypothèses.

PKS 2155-304 : C'est la première source détectée dans l'hémisphère Sud par le télescope Mark VI (Chadwick et al., 1999) et confirmée par HESS en 2003 (Aharonian et al., 2005c). Elle fut l'objet, en 2008, d'une campagne d'observation conjointe HESS-*Fermi* qui sera décrite dans le chapitre 4. Avec les IRFS `P6_V3` et 5.5 mois de données, le spectre de PKS 2155-304 au dessus de 1 GeV est pratiquement plat ($\Gamma = 1.96 \pm 0.04$). L'extrapolation au dessus de 200 GeV prédit un trop grand flux ($\phi_{\rm ext}$ = 39% $\phi_{\rm Crab}$) par rapport à celui mesuré par HESS (10%$\phi_{\rm Crab}$). La source est étudiée en détail dans les chapitres suivants.

M 87 et Centaurus A : Situées respectivement à $z = 0.016$ et $z = 0.019$, ce sont les deux premières radio-galaxies FR I détectées par des observatoires Tcherenkov. M 87 est une source variable ayant subi par le passé des éruptions (Aharonian et al., 2003b). Centaurus A est une source faible qui ne présente aucun signe de variabilité sur des échelles de temps de l'ordre du mois (Aharonian et al., 2009a).

Dans le domaine du GeV, les deux objets ont des spectres mous, l'indice spectral de M 87 étant $\Gamma = 2.30 \pm 0.26$ et celui de Centaurus A étant $\Gamma = 2.90 \pm 0.11$. M 87 est une source très faible (TS=31) et la grande incertitude sur le spectre mesuré ne permet pas de faire des prédictions

contraignantes sur le flux au dessus de 200 GeV. Au contraire, Centaurus A est une source lumineuse et l'extrapolation des données *Fermi* sous-estime la mesure faite par HESS.

Centaurus A présente deux lobes émetteurs radio et dont l'extension angulaire et de 10°. Ces lobes ont été détectés par *Fermi* (Abdo et al., 2010a) et le spectre du noyau de Centaurus A seul est en meilleur accord avec les données HESS (Fermi Collaboration et al., 2010). Néanmoins, le modèle proposé invoque deux composantes spectrales différentes pour l'émission au GeV et au TeV.

3.4.3 Résultats sur des sources non détectées au TeV

En plus des contreparties *Fermi* des sources au TeV, le LAT a détecté 17 des objets extragalactiques faisant l'objet de limites supérieures par les observatoires Tcherenkov. Le flux mesuré par *Fermi*, extrapolé et corrigé pour l'absorption de l'EBL, permet de faire une prédiction sur une possible détection (tableau 3.7).

Toutes les sources extragalactiques détectées au TeV ont des indices spectraux $\Gamma > 2$ et il n'est donc pas déraisonnable de penser que ce sera le cas pour les futures découvertes. Dans le cas où l'indice prédit est plus petit que 2, il est donc possible que le spectre de ces sources présentent une cassure, biaisant de fait la prédiction.

Citons deux sources particulièrement intéressantes au vu des mesures effectuées :

1ES 0647+250, z=0.203 : Le LAT détecte cet objet avec un spectre dont l'indice vaut $\Gamma = 1.66 \pm 0.15$ et l'énergie maximale provenant de cette source est un photon de $E = 257$ GeV. Ceci en fait un bon candidat pour une détection au TeV. Visible dans l'hémisphère nord, cet objet a été observé seulement 4 heures par HEGRA. Le flux prédit par *Fermi* ($\phi_{\rm ext} = 0.0543$ $\phi_{\rm Crab}$) est compatible avec la limite supérieure de HEGRA. Un tel flux permet une détection à 5σ en 2.5 heures si l'on considère la sensibilité d'un télescope tel que VERITAS (Holder et al., 2008).

1ES 1440+122, z=0.162 : C'est la source ayant le plus petit indice détectée par *Fermi* dans cette étude ($\Gamma = 1.18 \pm 0.27$). La faible statistique au dessus de 10 GeV (seulement 10 photons) ne permet pas de conclure sur cette source et il faudra attendre que *Fermi* ait accumulé plus de données. L'indice spectral extrapolé est de 1.68 pour le flux prédit de $\phi_{\rm ext} = 0.231\phi_{\rm Crab}$, qu'il faut sûrement considérer comme surestimé. La courbe de lumière ne montrant pas de variabilité, il est possible de réconcilier la limite supérieure de HESS ($0.03\phi_{\rm Crab}$) avec l'extrapolation *Fermi* en invoquant une cassure dans le spectre électromagnétique.

3.5 Dépendance des spectres GeV-TeV avec le redshift

3.5.1 Contraintes sur l'opacité avec les données au TeV

Nous avons déjà mentionné les difficultés de mesure du spectre de l'EBL. Il est néanmoins possible, par la détection au TeV de nouveaux objets de plus en plus lointains, de mieux connaître ce spectre. Le taux d'absorption du flux par les photons de l'EBL, croissant avec la distance, les objets lointains permettent de poser des contraintes plus fortes sur ce spectre et sur son évolution avec z. Les détections de certains objets ont permis de mettre des limites sur la densité de photons d'EBL comme par exemple avec Markarian 421 (Stecker & de Jager, 1993), H 2356-309 ($z = 0.165$) et 1ES 1101-232 ($z = 0.186$) (Aharonian et al., 2006b) ou encore, récemment, 3C 279 ($z = 0.54$) (Albert et al., 2008b). Un débat est cependant ouvert quant aux interprétations que l'on peut faire grâce à la détection de FSRQ et la mesure de leurs spectres au dessus de 200 GeV. En effet, ceux-ci peuvent être affectés au niveau même de la source par le champ de photons ambiant, modifiant ainsi le spectre émis et pouvant mener à de mauvaises conclusions (Aharonian et al., 2008d; Sitarek & Bednarek, 2008). Pour les BL Lac, le champ de photons proche de la source étant moindre, on peut s'attendre à ce que seul l'EBL est un effet significatif sur le spectre émis.

Le spectre intrinsèque de la source est malheureusement inconnu sans des données aux HE [11]. Cependant plusieurs méthodes ont été utilisées pour contourner le problème moyennant quelques hypothèses.

Dwek & Krennrich (2005) ont construit différents modèles pour l'EBL en accord avec les mesures directes. En considérant que certains spectres corrigés de BL Lac étaient statistiquement non-physiques, ils ont rejeté les modèles d'EBL menant à ces spectres.

Une autre méthode, très utilisée lors de la découverte d'une nouvelle source, est de faire une hypothèse sur le spectre intrinsèque, celui-ci ne pouvant pas être plus dur que $\Gamma = 1.5$ (des détails seront trouvés dans le chapitre 1). On obtient ainsi une limite supérieure sur la cassure spectrale $\Delta\Gamma_{\rm lim}$ qui se transforme à son tour, en considérant que $\Delta\Gamma_{\rm lim}$ est entièrement due a l'effet de l'EBL, en une limite supérieure sur la densité de photons rencontrée. Un exemple peut être trouvé dans Aharonian et al. (2006b).

3.5.2 Effet de l'EBL sur les spectres observés

La relation entre le spectre observé $F_{\rm Obs}(E_\gamma)$ et le spectre intrinsèque, émis par la source, $F_{\rm Int}(E_\gamma)$ est donnée par l'équation 3.8. À z constant, la profondeur optique τ augmentant avec l'énergie des photons E_γ, l'absorption

11. Rappelons qu'à ces énergies, les effets de l'EBL sont négligeables pour $z < 0.3$.

induite à 1 TeV sera plus importante que celle à 200 GeV, rendant les spectres plus mous que ce qu'ils ne sont vraiment.

Dans le cas où les deux spectres peuvent être décrits par une loi de puissance :

$$F_{\rm Obs}(E_\gamma) \approx C_{\rm Obs}(E_\gamma/E_0)^{-\Gamma_{\rm Obs}} \tag{3.12}$$

$$F_{\rm Int}(E_\gamma) \approx C_{\rm Int}(E_\gamma/E_0)^{-\Gamma_{\rm Int}} \tag{3.13}$$

L'équation 3.8 peut se réécrire :

$$C_{\rm Obs}(E_\gamma/E_0)^{-\Gamma_{\rm Obs}} \approx e^{-\tau(E_\gamma,z)} C_{\rm Int}(E_\gamma/E_0)^{-\Gamma_{\rm Int}} \tag{3.14}$$

L'effet de l'EBL peut alors être décrit aussi par une loi de puissance de la forme $e^{-\tau(E_\gamma,z)} \approx C_\tau(E_\gamma/E_0)^{-\delta(z,E^*_\gamma)}$. On considère ensuite que, *pour les BL Lac*, ainsi que les 2 radio-galaxies, l'indice au GeV est similaire à l'indice intrinsèque $\Gamma_{\rm Int} \sim \Gamma_{\rm GeV}$.

$$C_{\rm TeV}(E_\gamma/E_0)^{-\Gamma_{\rm OBS}} = C_\tau C_{\rm Int}(E_\gamma/E_0)^{-\delta(z,E^*)-\Gamma_{\rm Int}}, \text{ ou}$$
$$\delta(z,E^*) = \Gamma_{\rm Obs} - \Gamma_{\rm Int} \sim \Gamma_{\rm Obs} - \Gamma_{\rm GeV} = \Delta\Gamma, \tag{3.15}$$

La différence entre les indices spectraux des deux domaines est donc une bonne variable pour l'étude des effets de l'EBL en fonction du redshift. La figure 3.9 présente cette évolution en fonction de z pour 15 sources détectées aussi bien au GeV qu'au TeV. Certaines sources ne sont pas prises en compte car soit leur redshift est inconnu (ex. PG 1553+113), soit la mesure de l'indice spectral dans le domaine du TeV n'est pas publiée. Le FSRQ, 3C 279 a aussi été retiré de la liste du fait de la mauvaise concordance entre la mesure *Fermi* et celle effectuée par MAGIC et du fait que le spectre observé a pu être affecté par le champ de photons proche de la zone d'émission.

3.5.3 Résultats

Pour les sources proches ($z < 0.01$), pour lesquelles l'effet de l'EBL est négligeable, la différence spectrale est pratiquement nulle, en particulier pour les deux radio-galaxies M 87 et Centaurus A. À plus grand redshift ($z > 0.1$), on mesure une différence spectrale toujours plus grande que 1. La valeur de $\Delta\Gamma$ est ainsi une fonction de z.

Le coefficient de corrélation de Pearson pour cette série vaut $r = 0.76 \pm 0.16$. La méthode de calcul de l'erreur est décrite en annexe E. Dans le but de confirmer cette corrélation ente $\Delta\Gamma$ et z, on utilise le test de Kendall défini par (Gleissner et al., 2004, et références) :

$$\tau_K = \frac{2S}{N \cdot (N-1)},$$

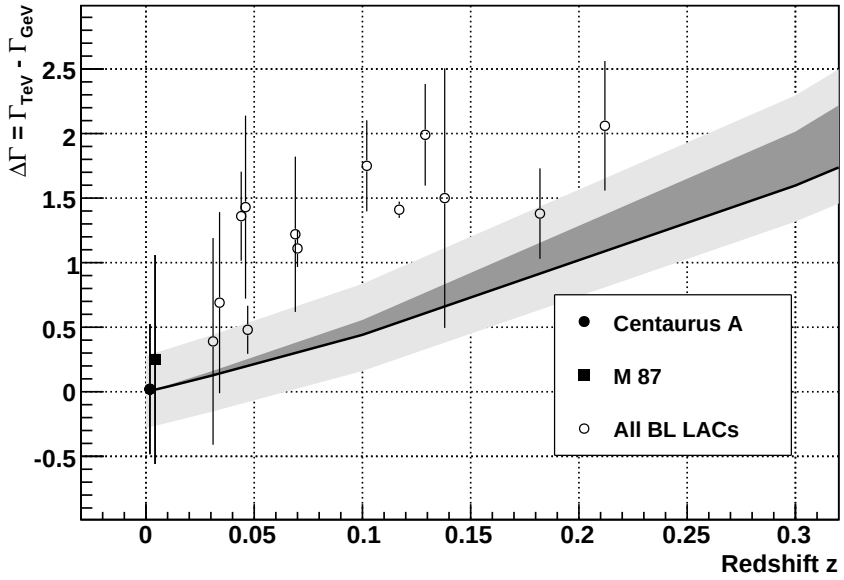


FIGURE 3.9 La différence $\Delta\Gamma$ entre le spectre mesuré aux THE et celui mesuré aux HE en fonction de z. Les cercles vides sont les BL Lac, le cercle plein est Centaurus A et le carré noir M 87. Le spectre de Cen A a été obtenu sans prendre en compte l'extention de la source. Il apparaît une corrélation $\rho = 0.76 \pm 0.16$. La ligne noire est la prédiction minimale des effets de l'EBL. La zone en gris sombre présente l'incertitude liée au calcul de cet effet. La zone gris clair est une représentation de l'erreur statistique ajoutée.

où N est la taille de l'échantillon ($N = 15$). Les paires de points $(\Delta\Gamma, z)$ sont comparées 2 à 2, celles dans le même ordre obtiennent une valeur $+1$ alors que celles qui ne le sont pas -1 (voir tableau 3.9). La somme, S, des $N \cdot (N-1)/2$ combinaisons est calculée. Ainsi, la valeur de τ_K va de $-1 \leq \tau_K \leq +1$ et donne une indication du degré de corrélation. Ce test possède l'avantage de ne faire aucune hypothèse sur la fonction sous-jacente et ne fait que compter l'ordre des couples $(\Delta\Gamma_i, z_i)$, proposant une approche mathématique radicalement différente. L'erreur est calculée de la même manière pour le coefficient de corrélation et on trouve ainsi $\tau_K = 0.69 \pm 0.15$ confirmant la corrélation entre les deux variables. C'est ainsi la première mise en évidence directe d'un effet dû à l'EBL sur le spectre aux THE des blazars.

3.5.4 Possibles effets systématiques

Des effets systématiques pouvant biaiser les résultats présentés en figure 3.9 sont à prendre en compte.

	$\Delta\Gamma_i > \Delta\Gamma_j$	$\Delta\Gamma_i < \Delta\Gamma_j$
$z_i > z_j$	+1	-1
$z_i < z_j$	-1	+1

TABLE 3.9 Tableau résumant les possibles configurations rencontrées, ainsi que la valeur attribuée, lors de la comparaison 2 à 2 des couple $\Delta\Gamma, z$ pour le calcul du coefficient de Kendall.

Les erreurs systématiques sur la mesure de l'indice spectral *Fermi*, données dans le tableau 3.5, sont calculées en propageant les incertitudes sur les IRFs par la méthode décrite dans Abdo et al. (2010b) et en réitérant l'analyse complète des données. Les erreurs systématiques sur l'indice spectral sont inférieures aux erreurs statistiques et la plus grande valant 0.25.

Les erreurs systématiques sur les paramètres de l'ajustement des spectres, mesurés par les télescopes Tcherenkov, proviennent, entre autres, des variations des conditions atmosphériques (pression, température, poussières...), entraînant des modifications des interactions des particules de la gerbe électromagnétique. De plus, les différents jeux de coupure effectués pour rejeter le fond hadronique sont une source d'incertitudes sur l'indice spectral. Les coupures dites *loose*, optimisées pour les sources brillantes et dont le spectre est mou ($\Gamma = 3$), et celles dites *hard*, dédiées aux sources faibles et dont le spectre est plus dur ($\Gamma = 2$), donnent des valeurs différentes de l'indice spectral avec $\Delta\Gamma_{\text{coupure}} = 0.16$ dans le cas de la nébuleuse du Crabe avec HESS (Aharonian et al., 2006f).

Ces erreurs systématiques au GeV et au TeV peuvent être estimées comme étant de l'ordre de 0.2 sur $\Delta\Gamma$. Ceci est trop petit pour expliquer la tendance à grand redshift.

Une autre source de biais qu'il faut prendre en compte est la sélection des sources qui est faite en deux étapes pour cette étude. La première est due à la stratégie des observatoires Tcherenkov qui biaise la sélection vers les sources proches et les HBL. La partie de la figure 3.9 en haut et à gauche peut donc être peuplée de sources non encore détectées par ceux-ci.

La seconde sélection est due à la sensibilité du LAT puisque 6 des sources vues au TeV n'ont pas été détectées par le LAT. La figure 9 de Abdo et al. (2010d) donne la courbe de sensibilité de *Fermi* pour 11 mois de données, montrant que, à flux constant, les sources à spectres mous sont moins facilement détectables. Ces sources peuvent se trouver dans la partie inférieure du graphique. Néanmoins, le calcul des limites supérieures montre qu'il est peu probable que ces sources aient un indice spectral supérieur à 2.

3.5.5 Discussion

La corrélation entre $\Delta\Gamma$ et z permet, sans modéliser le spectre de l'EBL, de mettre en évidence ses effets sur les spectres observés au TeV. On peut

néanmoins se demander si cette corrélation est compatible avec l'effet attendu de l'EBL. Pour cela il faut comparer la valeur de $\delta(z, E)$ prédite par un modèle d'EBL avec la mesure de $\Delta\Gamma$. Le modèle de Franscechini et al., prédisant une valeur attendue de $\delta(z, E)$ minimale, est le choix retenu ici.

L'évaluation de $\delta(z, E)$ est difficile car il dépend de la gamme en énergie de l'observation faite et en particulier de l'énergie maximale à laquelle la source est vue. Par exemple 3C 279 est vu significativement jusqu'à 500 GeV alors que le spectre de Markarian 421 s'étend jusqu'à 3 TeV. Afin d'estimer la valeur de $\delta(z, E)$, les hypothèses suivantes sont faites :

- l'absorption due à l'EBL peut être approximée par une loi de puissance entre deux seuils en énergie (E_1, E_2). Cela peut s'écrire :

$$\delta(z, E) = \frac{\log(\tau(z, E_2)) - \log(\tau(z, E_1))}{\log(E_2) - \log(E_1)} \tag{3.16}$$

- autour de 200 GeV (seuil courant de détection) et pour les valeurs de z considérées ici, $\tau(z, E_1) \approx 0$,
- pour les sources faibles ou à spectres durs, seuls les premiers intervalles en énergie sont significatifs dans le calcul de l'indice spectral. Au dessus, trop peu de photons sont détectés. Ainsi dans un premier temps, nous considèrerons la valeur $E_2 = 500$ GeV,
- on considère que l'erreur statistique sur la mesure de Γ est de l'ordre de 0.2 et l'erreur systématique est aussi de 0.2 soit une erreur totale de 0.28 sur $\Delta\Gamma$.

La courbe noire sur-imposée sur la figure 3.9 résulte du calcul de $\delta(z, E)$ et donne une estimation de ce que peut être l'effet minimal que l'on peut attendre de l'EBL. La zone en gris foncé représente la variation due au changement de seuil E_2 jusqu'à 2 TeV, afin de prendre en compte les sources dures et brillantes. La zone gris-clair représente l'erreur statistique et systématique sur la mesure.

Ainsi tous les points de mesure sont compatibles avec une atténuation minimale due à l'EBL. Pour certaines sources, la différence entre la courbe "théorique" et la mesure est faible indiquant que seul l'EBL pourrait être responsable de la cassure spectrale. Pour d'autres sources comme Markarian 421 ou PKS 2155-304, il faut invoquer, en plus, un effet intrinsèque afin d'expliquer la valeur de $\Delta\Gamma$.

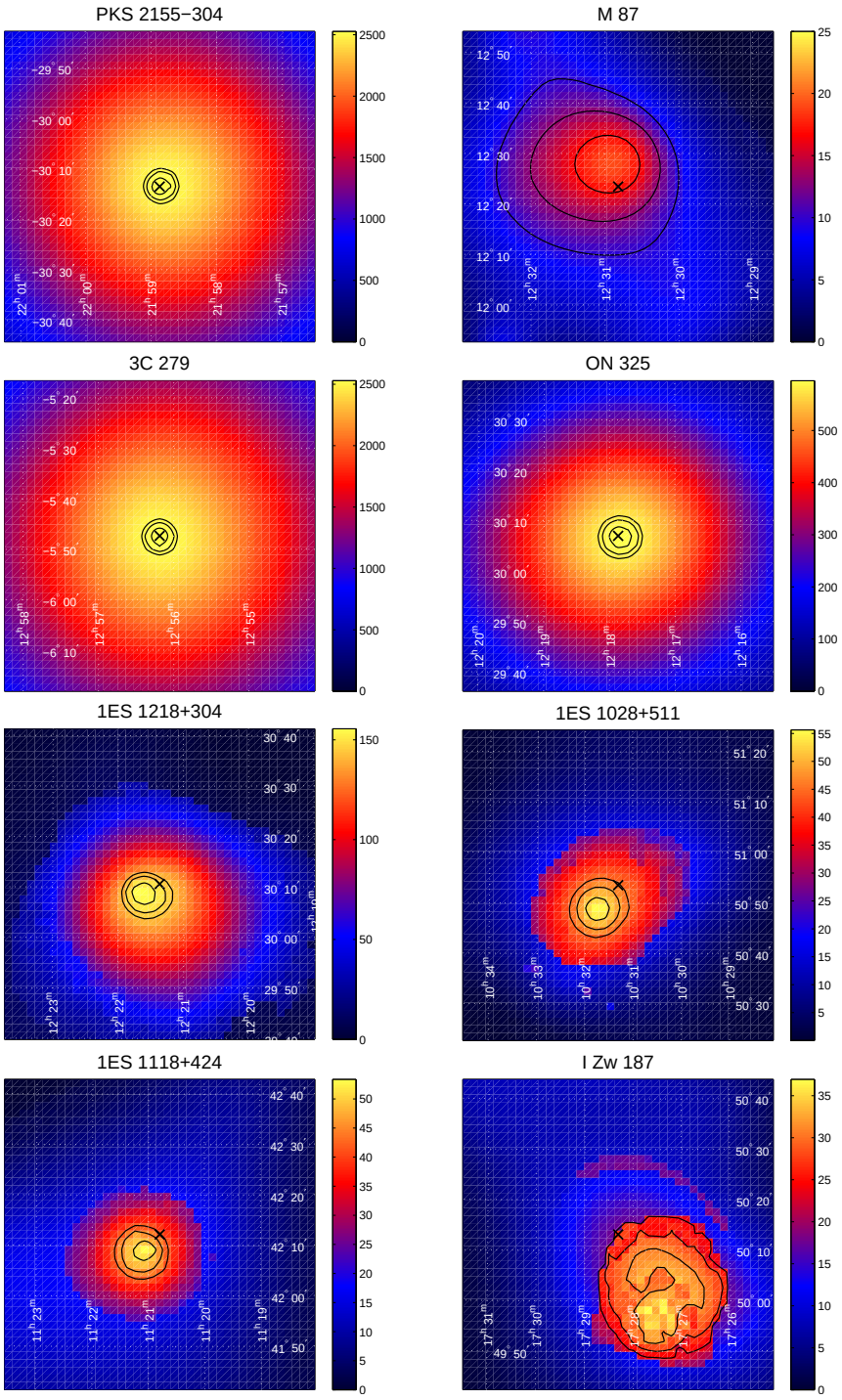


FIGURE 3.10 Cartes de TS couvrant $1^\circ \times 1^\circ$. Les 4 premières figures (pour les sources PKS 2155-304, M 87, 3C 279 et 0N 325) illustrent des cas où la source est dans le contour d'erreur à 68%. Les 4 figures du bas (1ES 1218+304, 1ES 1028+511, 1ES 1118+424 et I Zw 187) sont les seuls cas où la position radio du NAG n'est pas dans ce contour d'erreur à 90%.

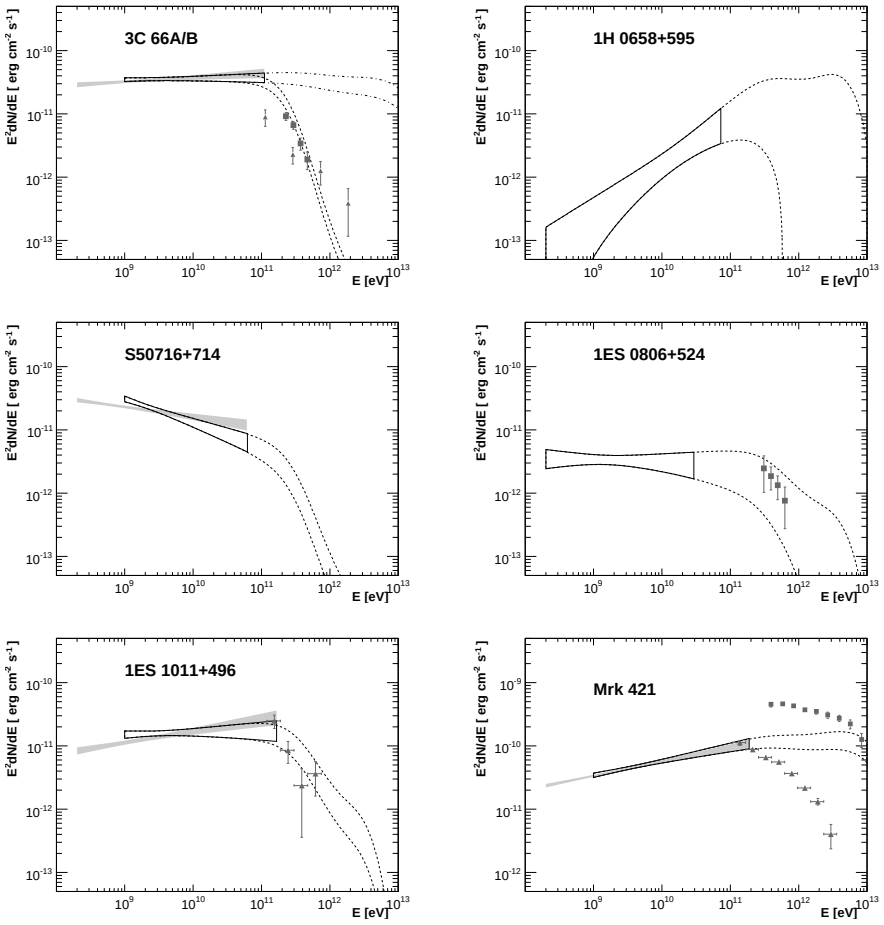


FIGURE 3.11 Spectre des 21 objets détectés conjointement dans les domaines du GeV et du TeV. Les observations *Fermi* sont représentées par un contour d'erreur à 1σ (ligne solide). Pour les sources les plus brillantes (tableau 3.6), ce contour correspond au spectre au dessus de 1 GeV et la zone grisée au spectre sur toute la gamme en énergie. Le contour extrapolé est représenté par les lignes avec des tirets. Les spectres au TeV publiés par HESS (cercles), VERITAS/Whipple (carrés) et MAGIC (triangles) sont donnés.

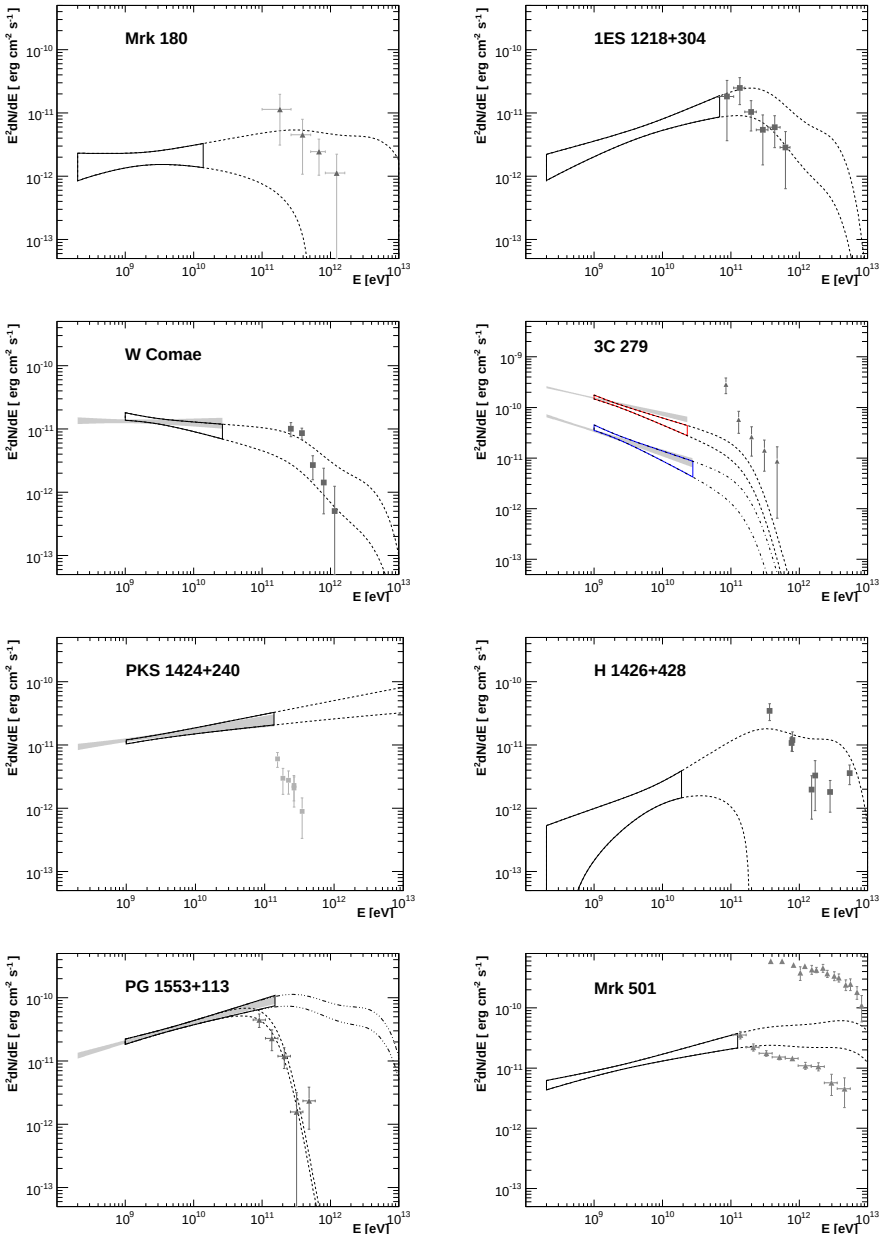


FIGURE 3.11 Suite

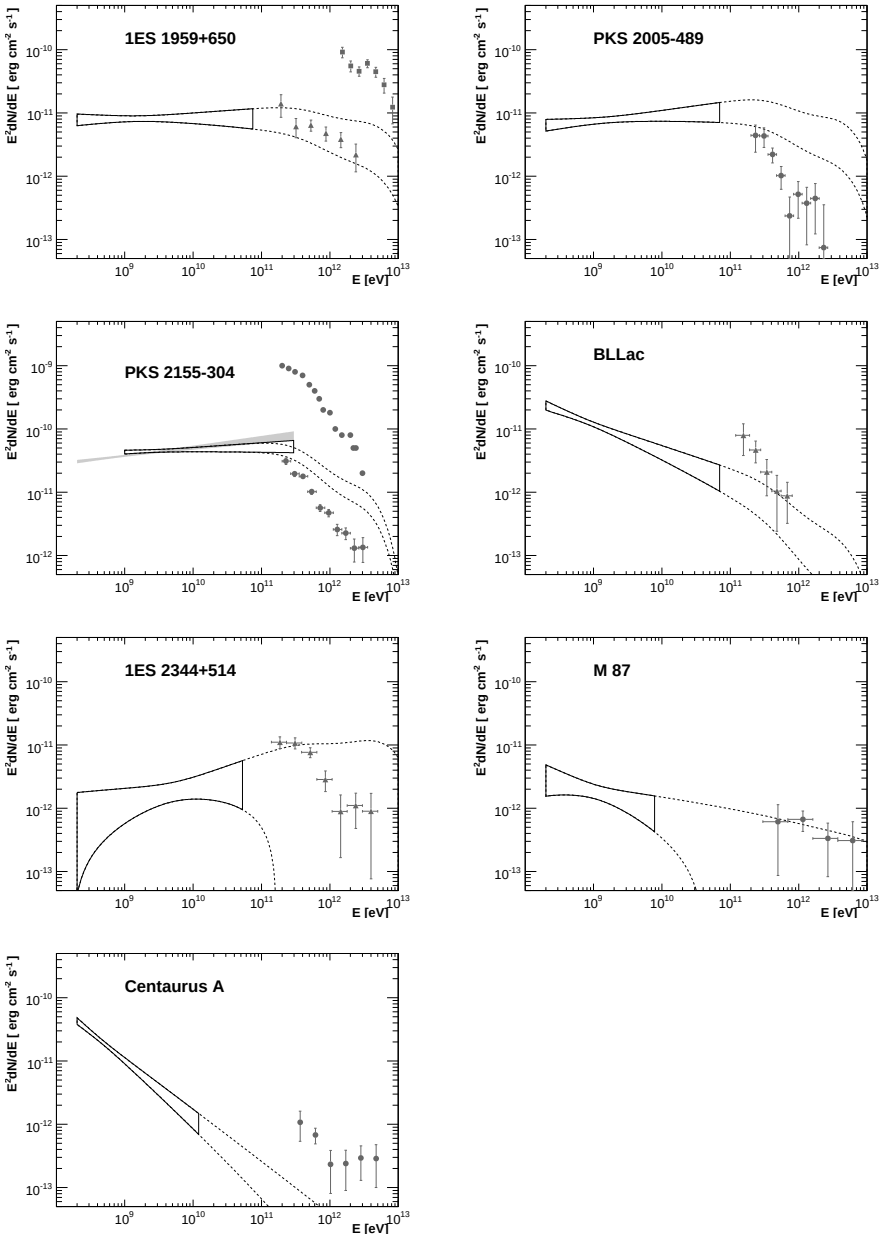


FIGURE 3.11 Suite

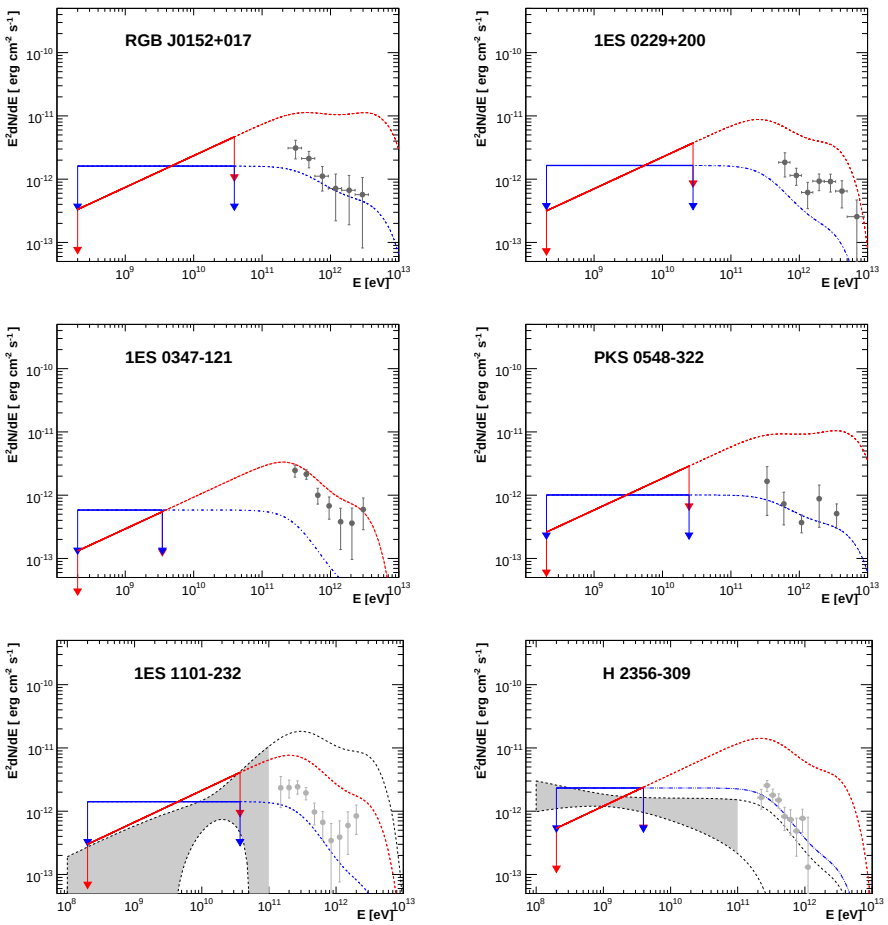


FIGURE 3.12 Limites supérieures des 6 objets sans contrepartie vues par *Fermi*. En bleu, le résultat pour un indice spectral fixé à 2 et, en rouge, à 1.5. Pour les sources 1ES 1101-232 et H 2356-309, les contours à 68% sont tirés du catalogue *Fermi* obtenu avec 11 mois de données.

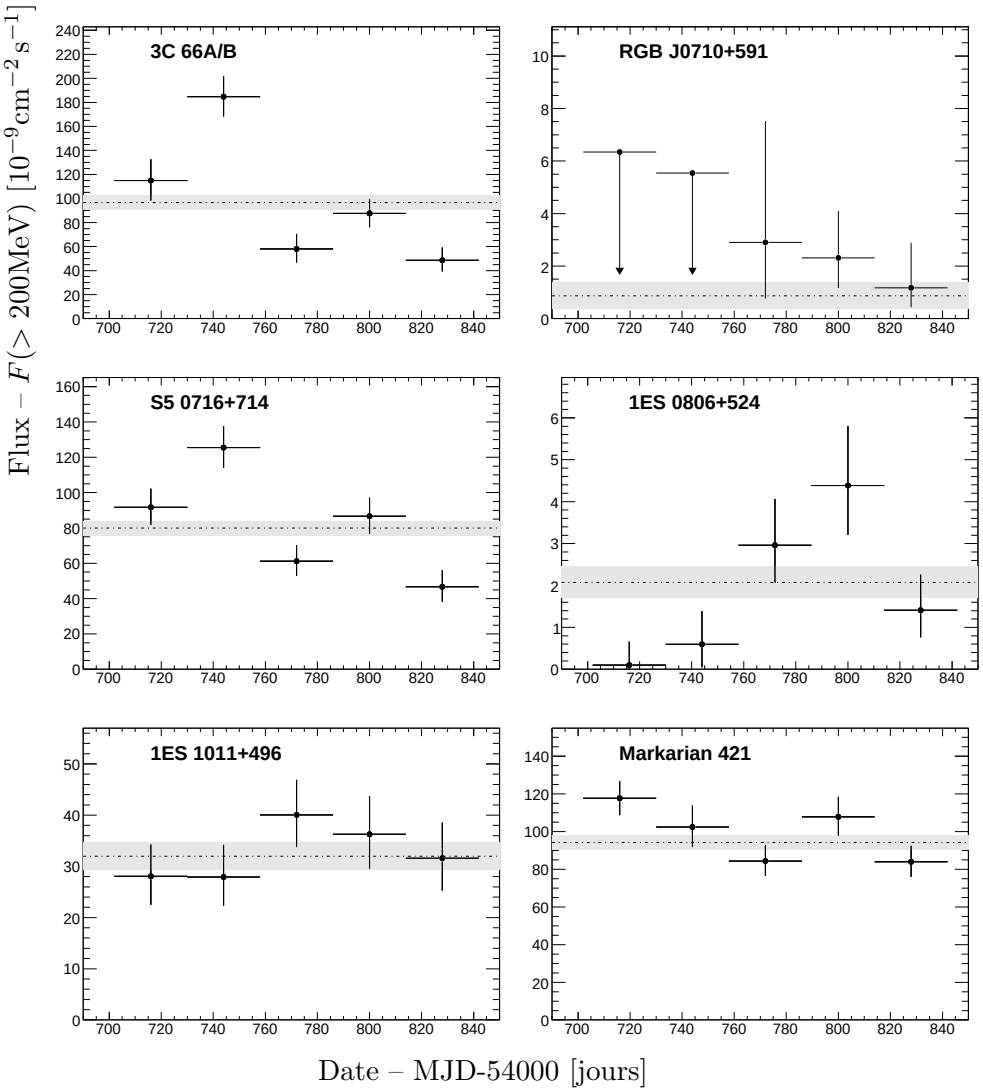


FIGURE 3.13 Courbes de lumière avec des intervalles de 28 jours pour les sources détectées par *Fermi*. Les barres d'erreurs sont statistiques. Le flux moyen est donné par la ligne en pointillée, la zone grise représentant l'erreur statistique.

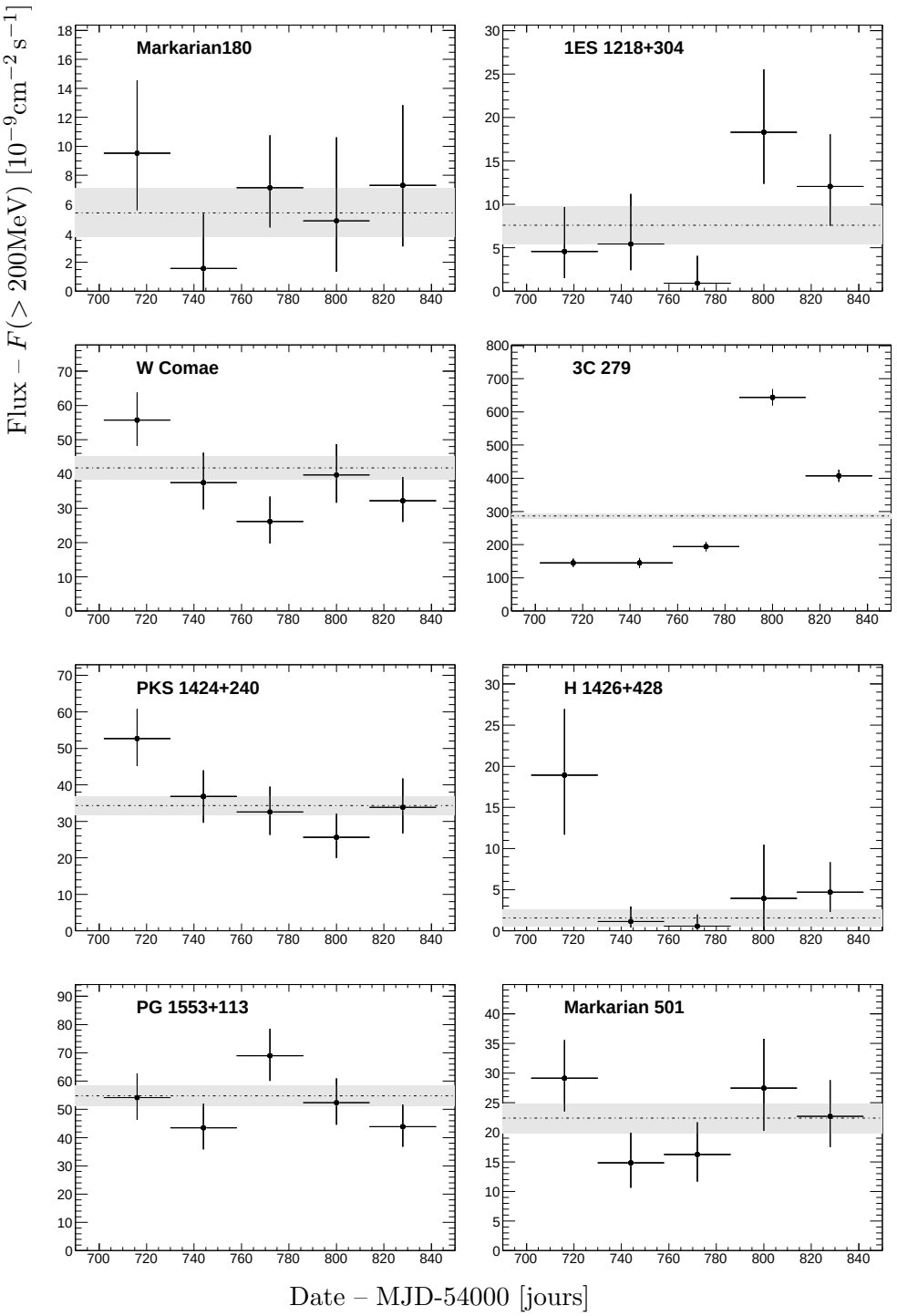


FIGURE 3.13 Suite

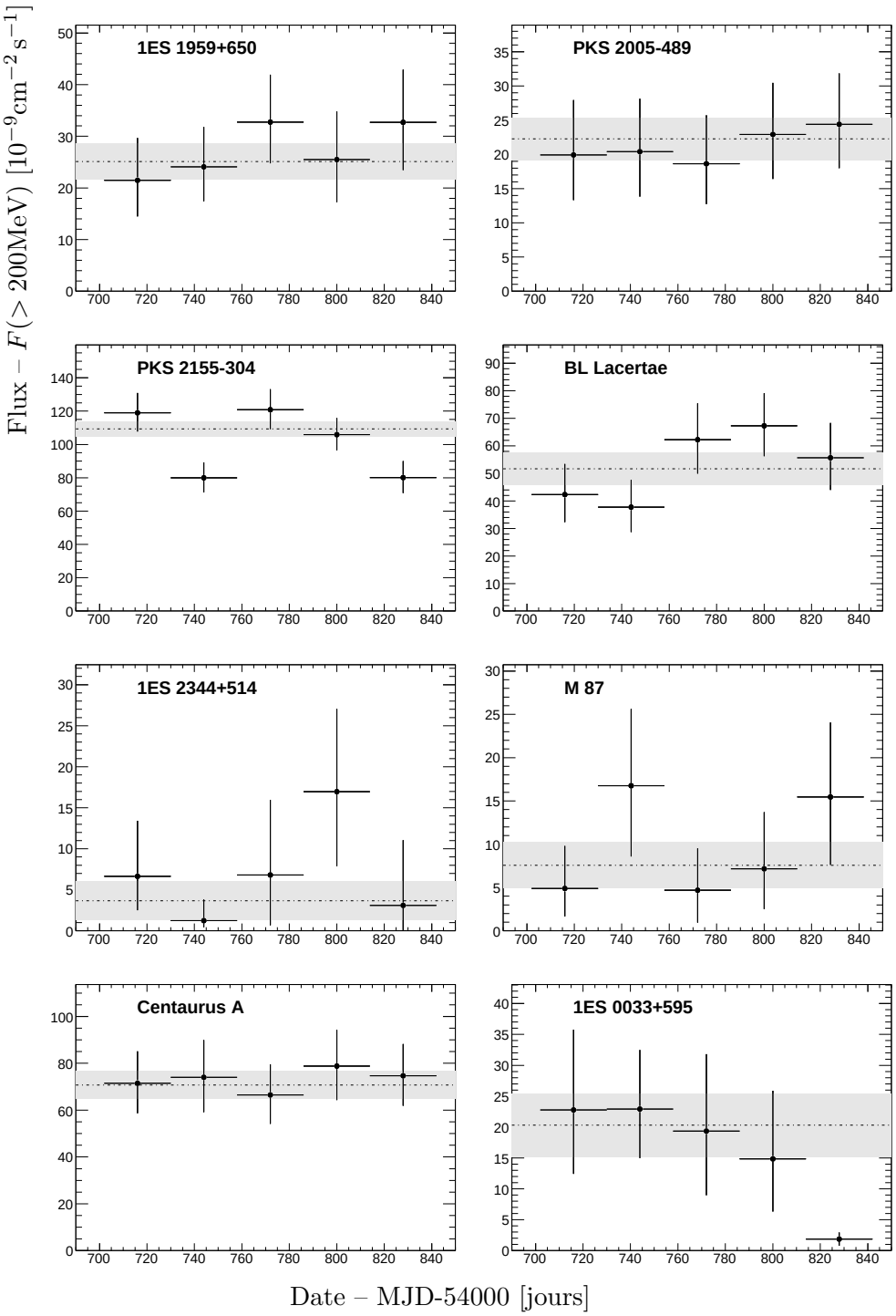


FIGURE 3.13 Suite

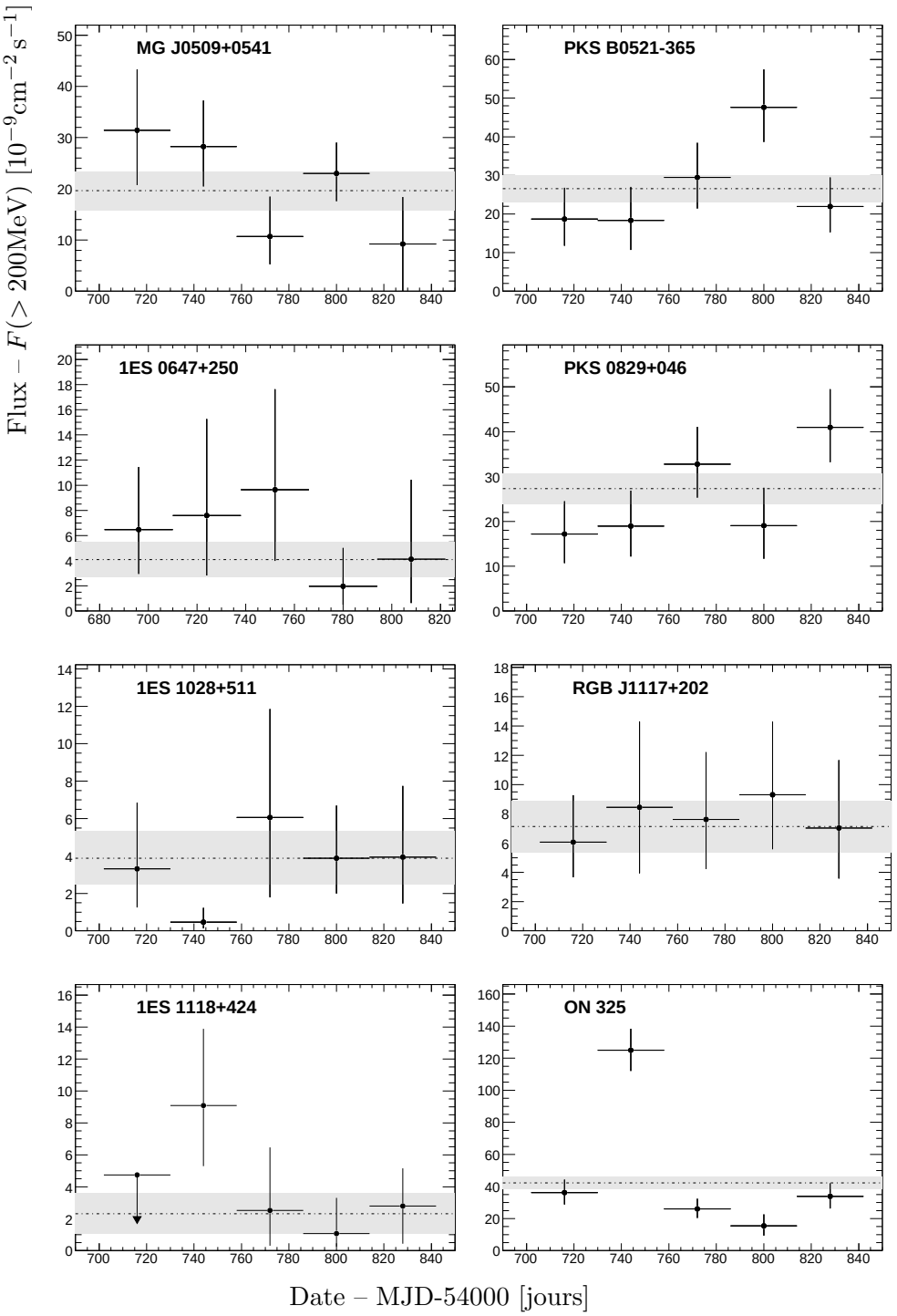


FIGURE 3.13 Suite

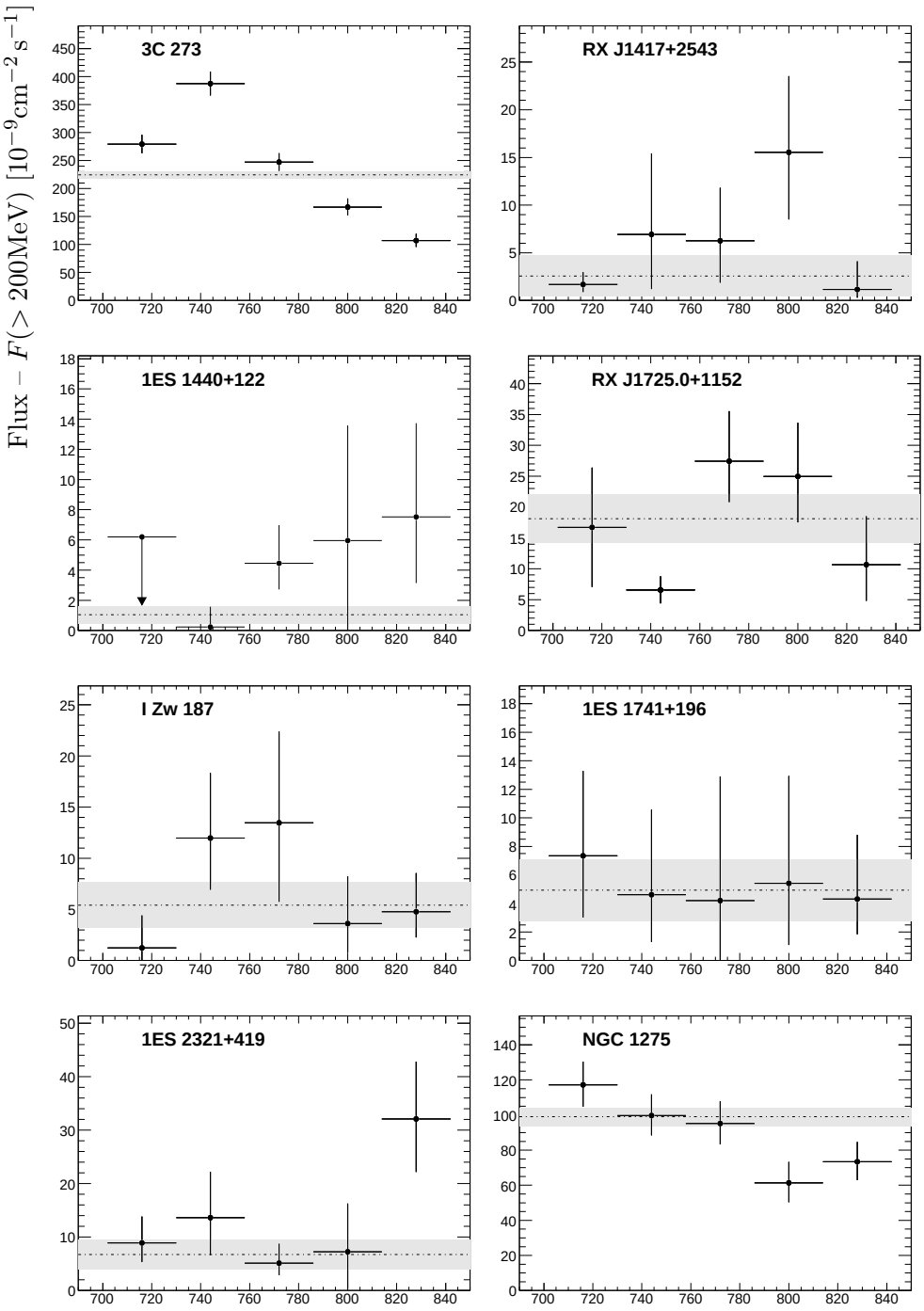


FIGURE 3.13 Suite

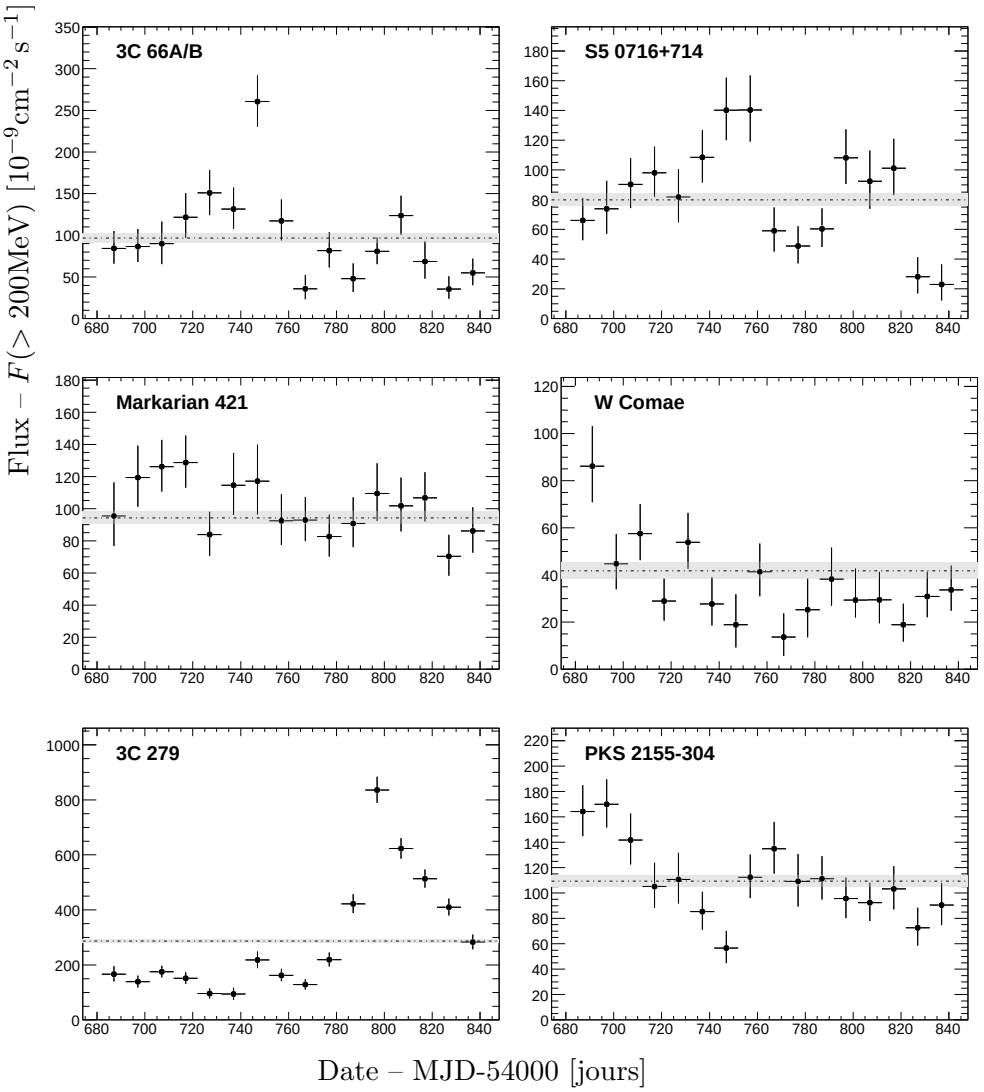


FIGURE 3.14 Courbes de lumière avec des intervalles de 10 jours pour les sources les plus brillantes listées dans le tableau 3.6. Les barres d'erreurs sont statistiques. Le flux moyen est donné par la ligne en pointillée, la zone grise représentant l'erreur statistique.

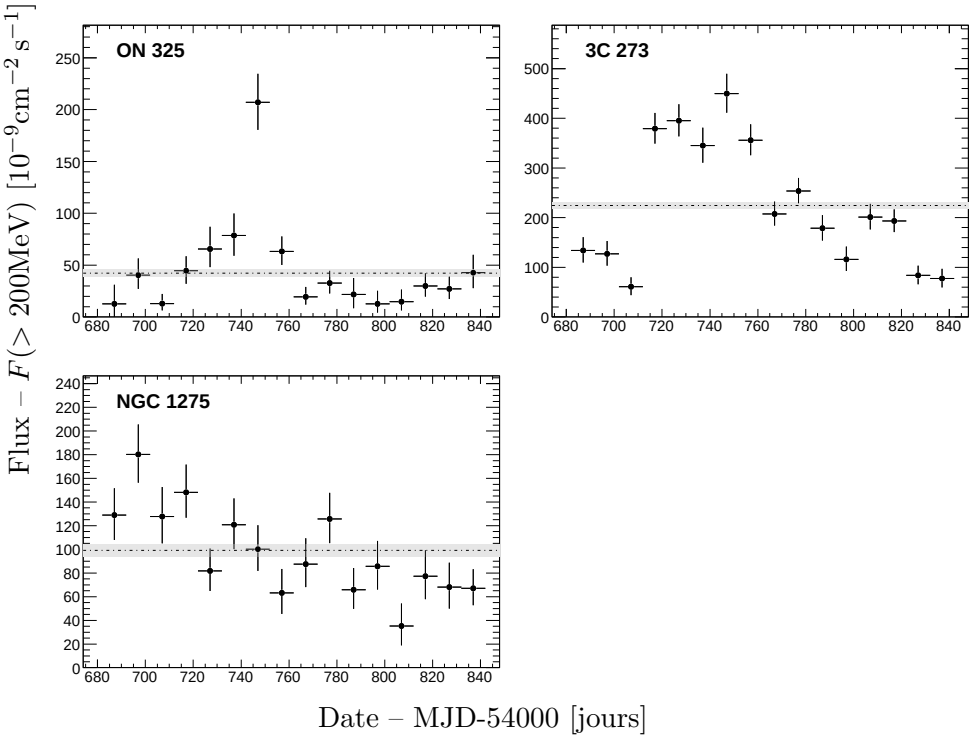


FIGURE 3.14 Suite

Chapitre 4

Modélisation statique de l'émission multi-longueur d'onde des blazars PKS 2155-304 et PG 1553+113

L'étude des mécanismes d'émission et d'accélération est possible en ajustant les prédictions des modèles théoriques aux données prises dans différentes longueurs d'onde. Ces données peuvent être modélisées au travers des spectres et/ou des courbes de lumières.

Nous allons considérer le modèle dit synchrotron self-Compton (SSC) dans lequel l'émission, sur tout le spectre électromagnétique, est due à des électrons. Ce modèle, qui ne considère pas les mécanismes d'accélération sous-jacents, dépend de la densité de particules relativistes, du champ magnétique et de la taille de la zone d'émission et permet de contraindre ces paramètres.

4.1 Le modèle SSC

On considère dans le modèle SSC que des électrons relativistes dans un champ magnétique B émettent un rayonnement synchrotron produisant la partie basse énergie (Radio–Optique–UV–X) du spectre des blazars. Ces mêmes électrons peuvent aussi diffuser par effet Compton inverse sur un champ de photons de basse énergie, les propulsant dans le domaine des rayons γ. Ce scénario est résumé par la figure 4.1. Dans le modèle SSC, les photons cibles sont ceux produits par l'émission synchrotron elle-même (Band & Grindlay, 1985). Une revue sur les mécanismes d'émission et les modèles proposés dans les blazars peut être trouvée dans Böttcher (2007).

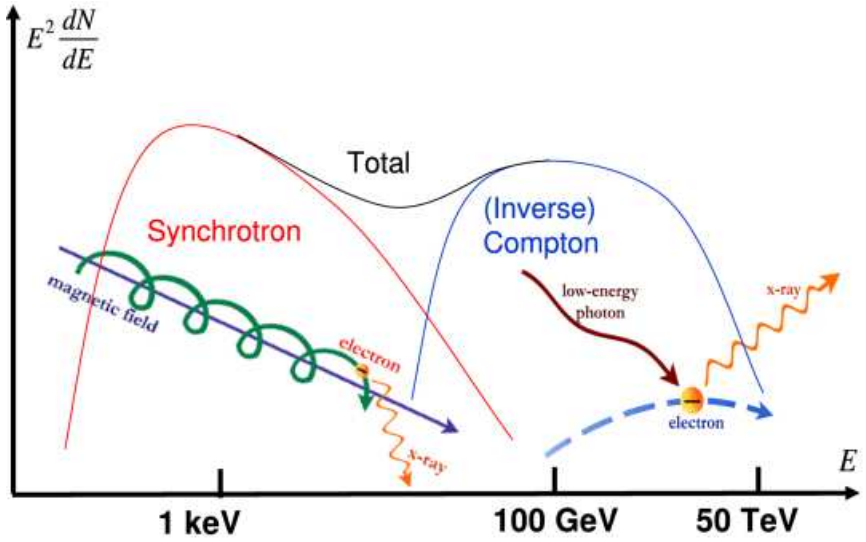


FIGURE 4.1 Principe du modèle SSC pour les blazars. L'émission électromagnétique de la radio jusqu'aux rayons X est produite par le processus synchrotron. Les photons γ proviennent du processus Compton inverse.

Nous utiliserons le modèle SSC à 1 zone homogène. Dans cette approximation, la zone émettrice est, dans son référentiel, une sphère de rayon R dans laquelle la densité d'électrons est homogène, l'orientation des impulsions isotrope et les lignes de champ B parallèles (figure 4.2). Comme nous le verrons dans la suite, les seuls paramètres du modèle sont la densité d'électrons (énergie maximale, énergie minimale, nombre d'électron, indice p, etc...), la valeur du champ magnétique B, le rayon de la zone R, son facteur Doppler δ défini par :

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos\theta)} \tag{4.1}$$

où β est la vitesse de la zone d'émission, Γ = son facteur de Lorentz et θ l'angle entre le jet et la ligne de visée de l'observateur.

Ce modèle a souvent été utilisé pour expliquer l'émission des blazars. Malgré sa simplicité, il permet une première approche dans la modélisation des sources et aussi de mettre en évidence les phénomènes de base ayant un rôle majeur. De nombreuses implémentations de ce modèle ont été faites dans sa version statique et une littérature importante existe sur ce sujet. Dans cette étude, nous avons écrit une version de ce modèle en se basant sur les travaux existants en le considérant, entre autres, comme un point de départ pour implémenter une version dynamique prenant en compte les variations des différents paramètres. Cette version est décrite dans le chapitre 5.

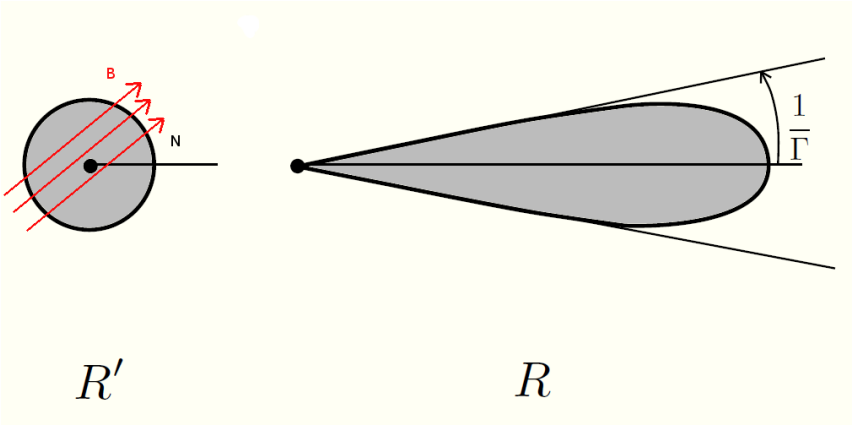


FIGURE 4.2 Schéma de la zone d'émission dans son propre référentiel R'. Les lignes de champ B (en rouge) sont parallèles dans ce référentiel. Dans le référentiel de l'observateur R, la zone d'émission est contenue dans un cône d'ouverture $1/\Gamma$.

4.1.1 L'émission Synchrotron

Refroidissement synchrotron Considérons un électron de masse m_e et de charge e, ayant une énergie[1] γ , dans un champ magnétique $\vec{B}$. Par souci de simplicité, le champ magnétique est homogène. Cet électron, en mouvement à une vitesse β, est soumis à la force de Lorentz et sa trajectoire est hélicoïdale autour des lignes de champ magnétique. Soumis à une accélération, il rayonne par effet synchrotron une puissance totale :

$$P = \frac{4}{3}\sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \tag{4.2}$$

où $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ est la densité d'énergie magnétique, σ_T est la section efficace Thomson. Puisqu'en relativité restreinte, la puissance émise s'écrit $P = dE/dt = m_e c^2 \dot{\gamma}_s$, le taux de refroidissement synchrotron $\dot{\gamma}_s$ pour un électron est :

$$\dot{\gamma}_s = \frac{4\sigma_T \gamma^2 U_B}{3 m_e c} \tag{4.3}$$

Le temps caractéristique de refroidissement est :

$$t = \frac{\gamma}{\dot{\gamma}_s} = \frac{3 m_e c}{4\sigma_T \gamma U_B} \tag{4.4}$$

Ce temps et le taux de refroidissement ne dépendent que du champ magnétique et de l'énergie γ et les électrons les plus énergétiques vont se refroidir plus vite.

1. En unité de $m_e c^2$.

Émission d'un électron On peut aussi écrire la puissance émise par unité de fréquence pour un électron relativiste (Rybicki & Lightman, 1979) :

$$P(\omega,\gamma) = \frac{\sqrt{3}e^3 B sin(\alpha)}{2\pi m_e c^2} F(\frac{\omega}{\omega_c}) \tag{4.5}$$

où ω_c est la pulsation critique $\omega_c = \frac{3\gamma^2 eB\sin(\alpha)}{2m_e c}$ et α est l'angle entre la vitesse de la particule et le champ magnétique. La fonction F est définie par

$$F(x) = x\int_x^\infty K_{5/3}(t)dt \tag{4.6}$$

où $K_{5/3}$ est la fonction de Bessel modifiée d'ordre 5/3. La fonction F, représentée en figure 4.3, atteint un maximum pour $x = 0.29$ ce qui correspond à une pulsation :

$$\omega_{\max} = 0.29 \cdot \omega_c \approx 7.5 \times 10^6 \gamma^2 B \sin(\alpha) \tag{4.7}$$

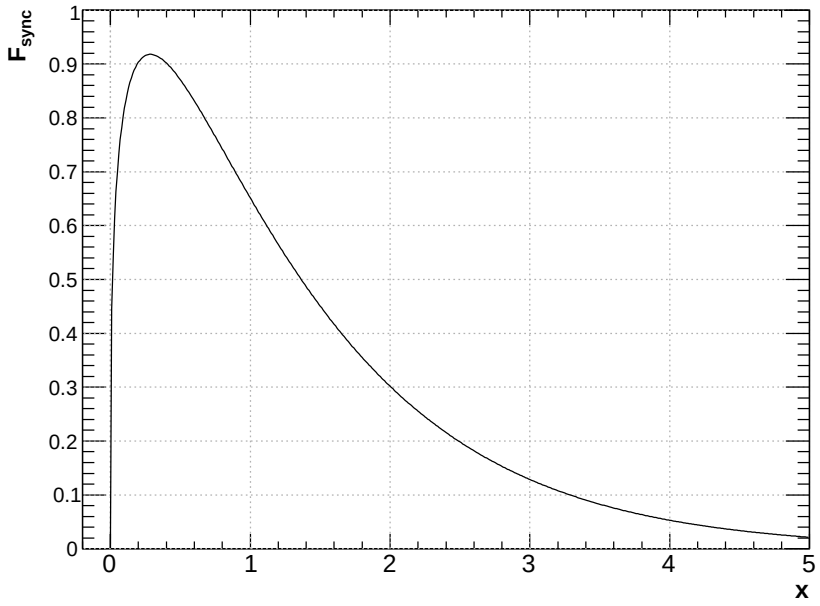


FIGURE 4.3 Fonction F décrivant l'émission synchrotron pour un seul électron relativiste.

Pour un calcul rapide, nous utilisons sa décomposition en fonction des coefficients de Chebyshev (MacLeod, 2000). La fréquence moyenne d'émission est donnée par :

$$\omega_{\text{moy}} \approx 2.3 \times 10^5 \gamma^2 B \sin(\phi) \tag{4.8}$$

L'intégration de 4.5 sur la fréquence permet de retrouver la définition de la puissance totale (équation 4.2).

Spectre synchrotron Intéressons nous maintenant au spectre émis par une population d'électrons, homogène et isotrope, de densité $N_e(\gamma)$ entre $\gamma_{\rm min}$ et $\gamma_{\rm max}$. La puissance totale $P_{\rm sync}$ émise n'est autre que l'intégrale de $P(\omega, \gamma)$ sur l'énergie :

$$P_{\rm sync}(\nu) = \int_{\gamma_{\rm min}}^{\gamma_{\rm max}} P(\nu, \gamma) N_e(\gamma) d\gamma \tag{4.9}$$

en utilisant la définition 4.5 de $P(\omega, \gamma)$ et en se rappelant que $P(\nu, \gamma) = 2\pi P(\omega, \gamma)$:

$$P_{\rm sync}(\nu) = \int_{\gamma_{\rm min}}^{\gamma_{\rm max}} \frac{\sqrt{3} e^3 B \sin(\phi)}{m_e c^2} F(\frac{\omega}{\omega_c}) N_e(\gamma) d\gamma \tag{4.10}$$

La puissance émise est proportionnelle au champ magnétique et au nombre total d'électrons, dépendant de la taille de la zone d'émission et de $N_e(\gamma)$.

Le cas le plus souvent considéré est celui où la densité d'électrons est décrite par une loi de puissance d'indice p entre $\gamma_{\rm min}$ et $\gamma_{\rm max}$:

$$N_e(\gamma) \propto \gamma^{-p} \tag{4.11}$$

En intégrant sur l'angle ϕ [2], on montre que la puissance émise suit aussi une loi de puissance dont l'indice est donné par $\alpha = (p-1)/2$ (Rybicki & Lightman, 1979).

La figure 4.4 donne le spectre émis (en unités arbitraires) par une distribution d'électrons de densité $N_e(\gamma) \propto \gamma^{-2}$ en fonction de la fréquence des photons. Les courbes en pointillé illustrent les contributions à ce spectre des électrons quasi mono-énergétiques et d'énergie $\gamma_c \pm 1\%$.

Auto-absorption Les photons synchrotrons de basse énergie peuvent interagir, en présence d'un champ magnétique, avec les électrons qui les ont produits rendant la zone d'émission opaque à son propre rayonnement. C'est le phénomène d'auto-absorption. Le coefficient d'auto-absorption défini tel que l'absorption soit égale à $e^{-\alpha_n u}$ vaut :

$$\alpha(\nu) = -\frac{1}{8\pi\nu^2 m_e} \int_{\gamma_{\rm min}}^{\gamma_{\rm max}} P(\nu, \gamma) \gamma^2 \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\frac{N_e(\gamma)}{\gamma^2} \right] d\gamma \tag{4.12}$$

Particulièrement important pour les photons de basse énergie (radio, Micro-onde), l'auto-absorption modifie le spectre de la source. Dans le régime optiquement épais où l'auto-absorption est dominante, on montre que le spectre ne dépend plus de l'indice p de la distribution d'électrons mais que $P_{\rm sync}(\nu) \propto \nu^{5/2}$ (Rybicki & Lightman, 1979).

2. L'intégrale sur l'angle ϕ se fait analytiquement sous l'hypothèse d'isotropie (Blumenthal & Gould, 1970).

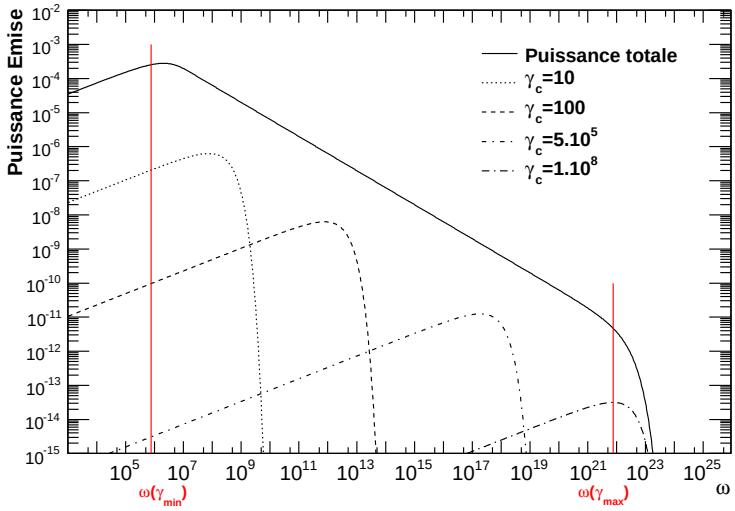


FIGURE 4.4 Puissance synchrotron totale émise par une distribution d'électrons en loi de puissance. Le spectre émis est aussi une loi de puissance. Les lignes discontinues représentent l'émission d'une population quasi mono-énergétique et les lignes rouges, les pulsations $\omega_{\max}$ correspondantes aux énergies $\gamma_{\min}$ et $\gamma_{\max}$.

Flux reçu sur Terre Dans le cas des NAG, il faut tenir compte du decalage spectral z à laquelle ils se trouvent, ainsi que du facteur Doppler de la zone d'émission (Chapitre 1). Dans le référentiel de la zone d'émission, la luminosité est définie en intégrant la puissance émise sur toute la zone émettrice :

$$L_{\rm sync}(\nu) = \int d^3r [P_{\rm sync}(\nu) \exp(-\int \alpha_\nu ds)] \tag{4.13}$$

Dans ce cas, l'hypothèse d'homogénéité implique que $P_{\rm sync}(\nu)$ et α_ν sont constants dans le volume de la zone d'émission. Le résultat de l'intégration, pour le cas sphérique et homogène, est alors (Gould, 1979) :

$$L_{\rm sync}(\nu) = \pi R^2 \frac{P_{\rm sync}(\nu)}{\alpha_\nu} \left(1 - \frac{2}{\tau^2}\left[1 - e^{-\tau}(\tau+1)\right]\right) \tag{4.14}$$

où $\tau = 2\alpha_\nu R$.

Le flux F d'une source à une distance de luminosité[3] D_L est $F = L/4\pi D_L$ soit :

3. La distance de luminosité permet d'exprimer la distance d'un objet et est obtenue en comparant sa magnitude absolue M et sa magnitude apparente m par la formule $D_L = 10^{(m-M)/5+1}$.

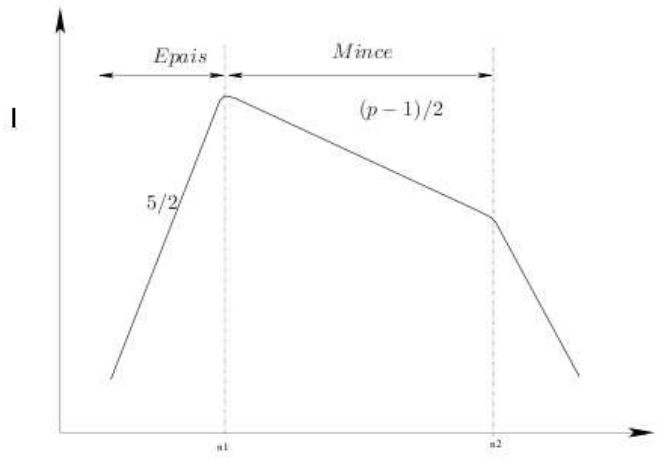


FIGURE 4.5 Vue schématique de l'émission synchrotron. Dans le régime optiquement épais, le flux suit une loi de puissance d'indice 5/2, dans le régime optiquement mince (auto-absorption négligeable), l'indice est $\alpha = (p-1)/2$ (voir texte).

$$F(\nu') = \frac{R^2\delta^4}{1+z}\frac{P_{\rm sync}(\nu')}{\alpha_\nu}\left(1 - \frac{2}{\tau^2}\left[1 - e^{-\tau}(\tau+1)\right]\right) \tag{4.15}$$

qui dépend seulement de R, B, δ et de la densité d'électrons $N_e(\gamma)$. En dessous d'une certaine fréquence, la source est optiquement épaisse et le flux est $F(\nu) \propto \nu^{5/2}$. Au dessus, on retrouve $F(\nu) \propto \nu^{(p-1)/2}$ (figure 4.5).

4.1.2 Émission par processus Compton inverse

Le processus Compton inverse L'émission Compton inverse provient de la diffusion d'un électron relativiste sur un photon, dit cible, d'énergie ϵ'_0. La réaction est schématisée en figure 4.6 et le photon diffusé acquiert une énergie ϵ'_1.

Dans le référentiel au repos de l'électron, la conservation de l'énergie, impose que :

$$\epsilon_1 = \frac{\epsilon'_0}{1 + \frac{\epsilon'_0}{m_e c^2}(1 - \cos(\theta))} \tag{4.16}$$

où θ est l'angle de diffusion du photon incident

Si l'énergie du photon incident est négligeable par rapport à l'énergie de masse d'électrons ($\gamma\epsilon'_0 \ll m_e c^2$) alors la diffusion se produit dans le régime Thomson. La perte d'énergie de l'électron est alors négligeable. Dans le cas

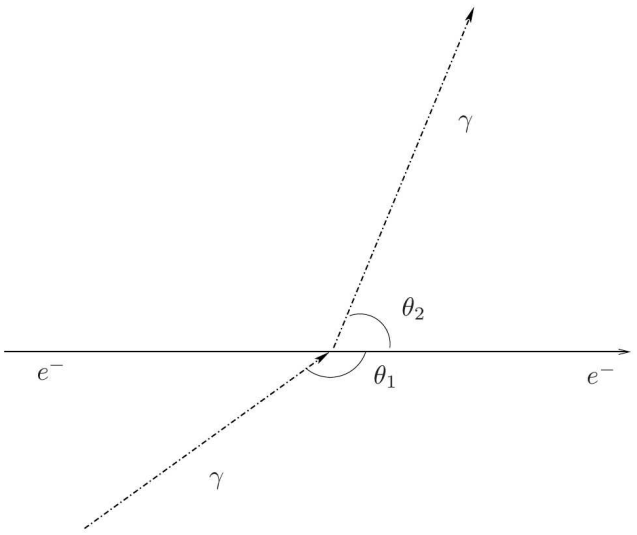


FIGURE 4.6 Schéma de la diffusion inverse Compton dans le referentiel de l'observateur.

contraire ($\gamma\epsilon'_0 \gg m_e c^2$) (régime dit de Klein-Nishina (KN)), une grande partie de l'énergie de l'électron, voire la totalité, est transférée au photon cible.

Considérons maintenant que l'électron est en mouvement par rapport au référentiel d'un observateur avec une vitesse $v = \beta c$, les formules de transformation de Lorentz sont les suivantes :

$$\epsilon'_0 = \epsilon_0\gamma(1 - \beta\cos(\theta_2)) \quad (4.17)$$
$$\epsilon_1 = \epsilon'_1\gamma(1 - \beta\cos(\theta'_1)) \quad (4.18)$$

où les quantités avec un prime sont évaluées dans le référentiel de l'électron R. Le changement de référentiel appliqué à l'équation 4.16 mène à :

$$\epsilon_1 = \frac{\epsilon_0(1 - \beta\cos\theta_1)}{1 - \beta\cos\theta_2 + \frac{\gamma\epsilon_0}{m_e c^2}(1 - \cos(\theta_2 - \theta_1))} \quad (4.19)$$

où θ_1 (resp θ_2) est l'angle entre le photon incident (resp. diffusé) et l'électron incident (resp. diffusé). Cette équation fait apparaître un gain d'énergie pour le photon comme nous allons le voir dans la suite.

Dans le régime Thomson, cette formule se simplifie :

$$\epsilon_1 = \epsilon_0\frac{1 - \beta\cos\theta_2}{1 - \beta\cos\theta_1} \quad (4.20)$$

Bien que la diffusion soit isotrope dans le référentiel de l'électron, les effets relativistes tendent à concentrer les particules dans un cône d'angle $\theta_2 \ll 1$ et de ce fait $\beta \cos\theta_2 \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2}$ et on arrive à :

$$\epsilon_1 = 2\gamma^2 \epsilon_0 (1 - \beta \cos\theta_1) \tag{4.21}$$

Le gain en énergie du photon diffusé est donc maximal pour un choc frontal ($\theta_1 = \pi$) et vaut $4\gamma^2$. Le gain moyenné sur tous les angles est $\gamma^2 \gg 1$.

Dans le régime KN ($\gamma\epsilon_0 \gg m_e c^2$ dans le référentiel de l'électron), la diffusion n'est plus élastique et l'énergie du photon diffusé s'écrit :

$$\epsilon_1 = \gamma m_e c^2 \frac{1 - \beta\cos\theta_1}{1 - \cos\theta_1} \approx \gamma m_e c^2 \tag{4.22}$$

Toute l'énergie de l'électron est alors transférée au photon rendant ce régime très inefficace en terme de flux électromagnétique puisque l'électron ne peut plus diffuser sur un autre photon cible.

Section efficace La section efficace différentielle de la diffusion Compton se calcule grâce à la théorie de l'électrodynamique quantique. La section efficace différentielle de Klein-Nishina (KN), dont le développement peut être trouvé dans Peskin & Schroeder (1995), est :

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} = \frac{r_e^2}{2}\left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_0}\right)^2 \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_1} + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_0} - \sin^2(\theta)\right) \tag{4.23}$$

où r_e est le rayon classique de l'électron. Dans l'approximation Thomson ($\epsilon_0/\epsilon_1 \to 1$), on retrouve la formule classique :

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} = \frac{r_e^2}{2}\left(1 - \cos^2(\theta)\right) \tag{4.24}$$

En injectant dans cette définition 4.23 la relation 4.16, reliant l'énergie du photon incident au photon diffusé, et en intégrant sur l'angle solide, on obtient la section efficace totale :

$$\sigma = \frac{3}{4}\sigma_T \left[\frac{1+x}{x^3}\left\{\frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x)\right\} + \frac{1}{2x}\ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2}\right] \tag{4.25}$$

avec $x = \frac{\epsilon_0}{m_e c^2}$. Dans le régime Thomson, $x \ll 1$, la section efficace totale peut s'approximer par :

$$\sigma \approx \sigma_T (1 - 2x + \frac{2x^2}{5}) \tag{4.26}$$

Lorsque les effets KN sont dominants, $x \gg 1$, l'approximation prend la forme :

$$\sigma \approx \frac{3}{8x}\sigma_T(\ln(2x) + \frac{1}{2}) \tag{4.27}$$

La figure 4.7 donne la section efficace totale du processus Compton inverse en fonction de x ainsi que les deux approximations. Les effets KN tendent ainsi à réduire cette section efficace quand l'énergie du photon incident augmente dans le référentiel de l'électron.

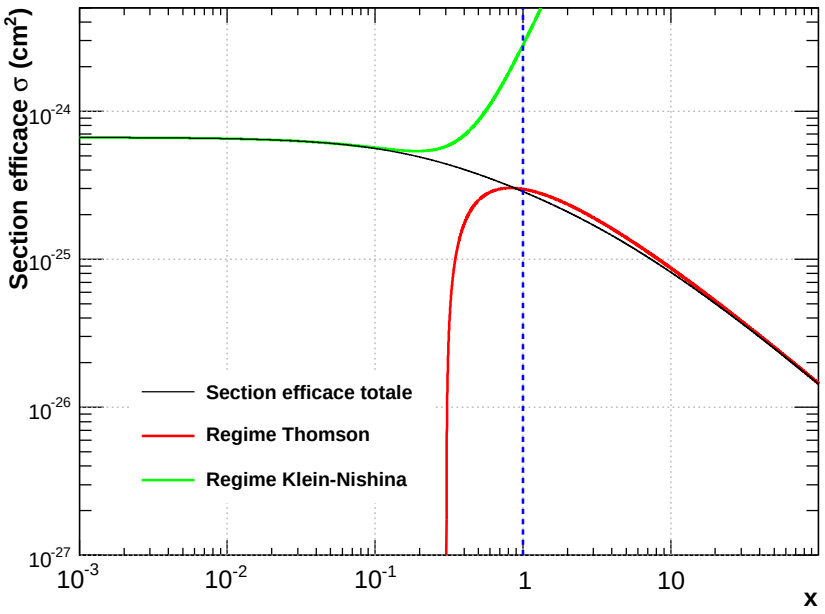


FIGURE 4.7 En noir, la section efficace Compton inverse diminuant du fait des effets KN (équation 4.25). En vert, l'approximation classique et en rouge, le régime KN. La ligne en tirets bleu indique la valeur x=1 au dessus de laquelle l'approximation du régime Thomson n'est plus valable.

Puissance Compton inverse Les électrons vont ainsi émettre une certaine puissance $P_{\rm IC}$ par unité de fréquence en diffusant sur un champ de photons cibles, considéré ici homogène et isotrope et de densité $n(\epsilon_0)$. La densité d'énergie d'un tel champ est :

$$U_{\rm ph} = \int \epsilon_0 n(\epsilon_0) d\epsilon_0 \tag{4.28}$$

Régime Thomson Si la collision est élastique, la puissance émise est donnée, dans le référentiel de la zone d'émission R', par :

$$P_{\rm IC} = c\sigma_T\gamma^2 \int (1 - \beta\cos(\theta_1))^2 n(\epsilon_0) d\epsilon_0 \tag{4.29}$$

où l'on a utilisé les invariants de Lorentz et les équations 4.18. La moyenne sur les angles est :

$$< (1 - \beta \cos(\theta_1))^2 >= 1 + \frac{1}{3}\beta^2 \tag{4.30}$$

donc :

$$P_{\rm IC} = c\sigma_T \gamma^2 (1 + \frac{1}{3}\beta^2)^2 U_{\rm ph} \tag{4.31}$$

Le champ de photons perd de l'énergie à un taux $dE_{\rm ph}/dt = -c\sigma_T U_{\rm ph}$ et le bilan sur le champ de photons nous permet de calculer la puissance rayonnée par Compton inverse :

$$P_{\rm IC} = \frac{4}{3} c\sigma_T \gamma^2 U_{ph} \tag{4.32}$$

En notant que $P_{\rm IC} = dE/dt = m_e c^2 \dot{\gamma}_c$, on obtient la formule du taux de perte d'énergie suivante :

$$\dot{\gamma}_c = \frac{4\sigma_T \gamma^2 U_{ph}}{3 m_e c} \tag{4.33}$$

Le rapport entre le taux de perte d'énergie synchrotron $\dot{\gamma}_s$ (équation 4.3) et $\dot{\gamma}_c$ ne dépend pas de l'énergie dans le régime Thomson et vaut :

$$\frac{\dot{\gamma}_s}{\dot{\gamma}_c} = \frac{U_B}{U_{\rm ph}} \tag{4.34}$$

Régime Klein-Nishina Afin de tenir compte des effets KN, il faut introduire une approximation faite par Jones (1968). Ce "kernel de Jones" C permet de tenir compte des effets KN dans une symétrie sphérique. De plus, l'hypothèse est faite que les électrons sont ultra-relativistes et leur distribution est isotrope, hypothèses satisfaites dans le modèle SSC décrit ici. On définit ainsi :

$$C(\epsilon_1, \gamma, \epsilon_0) = \frac{3c\sigma_T}{4\gamma^2 \epsilon_0} \left[2\kappa ln(\kappa) + (1 + 2\kappa)(1 - \kappa) + \frac{(4\epsilon_0 \gamma \kappa)^2}{2(1 + 4\epsilon_0 \gamma \kappa)} \right] \tag{4.35}$$

avec

$$\kappa = \frac{\epsilon_1}{4\epsilon_0 \gamma (\gamma - \epsilon_1)} \tag{4.36}$$

La cinématique de la réaction impose une condition sur κ :

$$\epsilon_0 \leqslant \epsilon_1 \leqslant \frac{4\epsilon_0 \gamma}{1 + 4\epsilon_0 \gamma} \tag{4.37}$$

La puissance émise par un électron peut s'écrire :

$$P_{\rm IC} = m_e c^2 \int \epsilon_1 d\epsilon_1 \int C(\epsilon_1, \gamma, \epsilon_0) n(\epsilon_0) d\epsilon_0 \tag{4.38}$$

$$\dot{\gamma}_c = P_{\rm IC}/m_e c^2 = \int \epsilon_1 d\epsilon_1 \int n(\epsilon_0) C(\epsilon_1, \gamma, \epsilon_0) d\epsilon_0 \tag{4.39}$$

La figure 4.8 montre le rapport $\dot{\gamma}_s/\dot{\gamma}_c$ en fonction de l'énergie des électrons pour une gamme de facteurs de Lorentz allant de 1 à $\gamma_{\rm max}$. La densité d'électrons est décrite par une loi de puissance $N_e(\gamma) \propto \gamma^{-2}$. À basse énergie l'approximation Thomson est valable et $\dot{\gamma}_s/\dot{\gamma}_c \approx$ constante. À plus haute énergie, typiquement $\gamma_{\rm max} > 10^5$, la valeur de $\dot{\gamma}_c$ est fortement diminuée par la réduction de la section efficace.

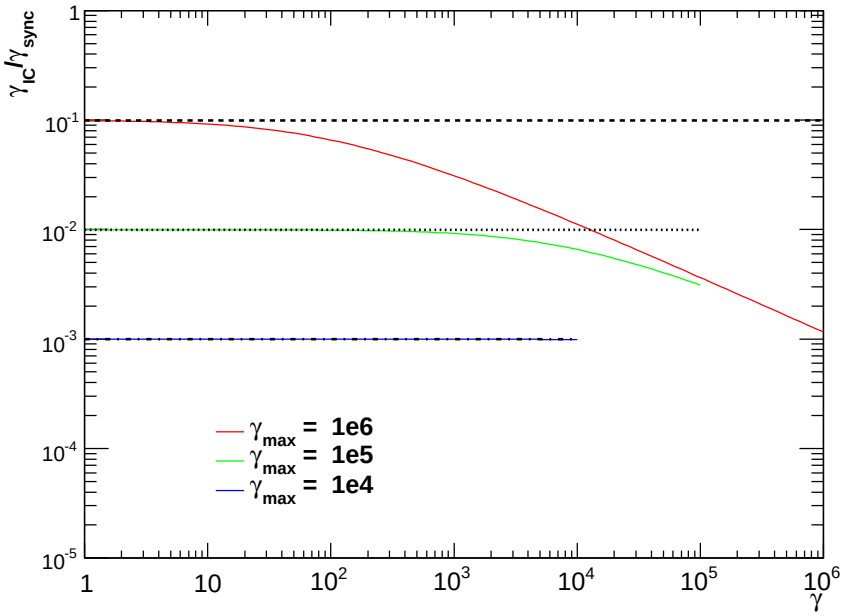


FIGURE 4.8 Ratio $\dot{\gamma}_s/\dot{\gamma}_c$ en fonction de l'énergie pour des facteurs de Lorentz maximums $\gamma_{\rm max} = 10^4,\ 10^5,\ 10^6$.

Spectre SSC Le taux de production de photons, ayant une énergie ϵ_1, par une population d'électrons relativistes de densité $N_e(\gamma)$ sur un champ de photons de basse énergie $n(\epsilon_0)$ est donné par la formule :

$$q(\epsilon_1) = \int d\epsilon_0 n(\epsilon_0) \int d\gamma N_e(\gamma) C(\epsilon_1, \gamma, \epsilon_0) \tag{4.40}$$

La densité de photons cibles $n(\epsilon_0)$ dans le modèle SSC est celle produite par émission synchrotron. Gould (1979) a montré que, dans un modèle où la densité d'électrons était homogène, la densité de photons produits par effet synchrotron varie dans la zone d'émission. Cette densité est donc calculée au centre de la zone d'émission et on applique un facteur de correction $C_{\rm corr} = 0.75$ (Kataoka, 1999). Ainsi, on obtient :

Processus	Régime	α	Γ
Synchrotron	Optiquement épais	$5/2$	$7/2$
Synchrotron	Optiquement mince	$(p-1)/2$	$(p+1)/2$
Compton inverse	Thomson	$(p-1)/2$	$(p+1)/2$
Compton inverse	KN	$p-1$	p

TABLE 4.1 Tableau donnant l'indice spectral et l'indice Γ pour les émissions synchrotron et Compton inverse dans le modèle SSC et pour différents régimes décrits plus haut.

$$n(\epsilon_0) = \frac{1}{hc\epsilon_0} C_{\rm corr} \frac{P{\rm sync}}{\alpha_\nu}(1 - e^{-\alpha_\nu R}) \tag{4.41}$$

où h est la constante de Planck et $\nu = h\epsilon_1$ dans le référentiel de la source. La puissance émise $P_{\rm SSC}$ est donc :

$$P_{\rm SSC} = h\epsilon_1 q(\epsilon_1) \tag{4.42}$$

Celle-ci ne dépend que de l'émission synchrotron et de la taille de la zone d'émission. Plus précisément, $P_{\rm SSC}$ dépend de la densité d'électrons qui diffusent sur les photons de basse énergie qui dépend elle-même de la densité d'électrons émetteurs. Dans le modèle SSC, ces deux populations sont identiques et $P_{\rm SSC} \propto N_e(\gamma)^2$.

La luminosité est :

$$L_{\rm SSC} = \frac{4}{3}\pi R^3 P_{\rm SSC} \tag{4.43}$$

Si on fait l'hypothèse que la densité d'électrons est décrite par une loi de puissance d'indice p, alors la densité de photons cibles est aussi décrite par une loi de puissance. Le spectre produit par Compton inverse, dans le régime Thomson, suit alors une loi de puissance d'indice $\alpha = (p-1)/2$. Dans le régime KN, l'indice du spectre émis est $\alpha = p$ (Blumenthal & Gould, 1970).

4.1.3 Spectres émis

Le tableau 4.1 résume les propriétés des spectres calculés dans le cadre du modèle SSC. On distingue deux régimes pour l'émission synchrotron, à savoir le régime optiquement épais et le régime optiquement mince et deux régimes pour le processus Compton inverse : Thomson et KN. Dans les observations, on reporte habituellement l'indice en photon (*photon index*, en anglais), noté Γ et valant $\Gamma = \alpha + 1$ où α est l'indice spectral.

Limite classique Pour retrouver la limite classique (régime Thomson), il faut faire tendre ϵ_0 et ϵ_1 vers 0. Le kernel de Jones se simplifie alors :

$$C(\epsilon_1, \gamma, \epsilon_0) = \frac{3}{4}\frac{c\sigma_T}{\epsilon_0\gamma^2}(2x\ln x + (1+2x)(1-x)) \tag{4.44}$$

et $x = \epsilon_1/4\epsilon_0\gamma^2$.

En injectant ce résultat dans l'équation 4.40, on obtient la définition de la puissance SSC dans l'approximation Thomson :

$$P_{\rm SSC}^{\rm Th} = \frac{3c\sigma_T}{4} h\epsilon_1 \int d\epsilon_0 n(\epsilon_0) \int d\gamma \frac{N_e(\gamma)}{\epsilon_0 \gamma^2} (2x \ln x + (1+2x)(1-x)) \quad (4.45)$$

Effets des paramètres du modèle Le modèle SSC décrit ici dépend, d'une part, de 3 paramètres du jet que sont la taille de la zone d'émission R, le champ magnétique B et le facteur Doppler et, d'autre part, de la densité d'électron $N_e(\gamma)$. Les SED des blazars sont alors ajustées en faisant changer un, ou plusieurs, de ces paramètres.

Étudions l'effet de chaque paramètre sur la SED et en particulier, intéressons nous aux conséquences observationnelles dans la gamme en énergie de *Fermi*. Nous définissons, pour cela, un état de référence caractérisé par les valeurs suivantes : $B = 0.1$ Gauss, $R = 1 \times 10^{16}$ cm et $\delta = 10$, valeurs permettant d'obtenir une SED caractéristique d'un HBL. La densité d'électrons est décrite par une loi de puissance avec une coupure exponentielle se produisant à $\gamma_{\rm max}$:

$$N_e(\gamma) = N_0 \gamma^{-s} \exp(-\gamma/\gamma_{\rm max}) \quad (4.46)$$

avec N_0=100, s=2 et $\gamma_{\rm max} = 1 \times 10^5$. L'énergie minimale des électrons est $\gamma_{\rm min} = 1$.

La figure 4.9 résume les effets de la variation de chacun des paramètres sur le spectre de la source, ainsi que le flux et l'indice spectral entre 200 MeV et 10 GeV. Cette énergie a été choisie arbitrairement pour tenir compte du fait que le flux à haute énergie n'influe que marginalement sur les résultats du LAT. Aucune absorption due à l'EBL n'est prise en compte.

Le panel *A* montre la variation du flux consécutif à un changement de B entre 0.01 et 1 Gauss. Le flux synchrotron varie comme B^2 (équation 4.2) entraînant une variation identique de l'émission Compton inverse (figure du milieu) puisque le nombre de photons cibles augmente. Le pic synchrotron se déplace à plus haute énergie proportionnellement [4] à B, impliquant un déplacement du pic Compton inverse qui se traduit par une faible diminution de l'indice spectral dans la gamme de *Fermi*, $\Delta\Gamma = 0.08$ (figure du bas).

Le panel *B* donne la variation due au volume de la zone d'émission. Le flux est proportionnel à ce volume ($\propto R^3$) car proportionnel au nombre total d'électrons. Aucun changement spectral ne résulte de la variation de R.

Le panel *C* présente le flux pour trois valeurs de δ, celui-ci est proportionnel à δ^4. De plus, les transformations de Lorentz impliquent que le pic d'émission est $\propto \delta$, dépendance visible par la variation de l'indice spectral

4. Ceci est dû au fait que la position du maximum de la fonction F (eq. 4.6) est $\propto$B.

entre 200 MeV et 10 GeV ($\Delta\Gamma = 0.07$). La diminution de celui-ci traduit le déplacement du pic Compton inverse vers de plus hautes énergies.

Le panel D est le cas où l'on fait varier le nombre total d'électrons par l'intermédiaire de N_0. L'émission synchrotron est bien entendu proportionnelle à ce nombre. Dans le cas de l'émission Compton inverse, le flux augmente comme N_0^2, le premier facteur N_0 provenant de la variation du nombre d'électrons lui-même alors que le second est dû au nombre de photons cibles ($\propto N_0$) produits par synchrotron. Le flux a été multiplié par un facteur 10^4 par l'augmentation de N_0 de 10 à 1000.

Le panel E illustre l'influence de l'énergie maximale des électrons. $\gamma_{\rm max}$ varie de 1×10^4 à 1×10^6, impliquant des variations du flux de rayons X et dans le domaine du TeV avec un déplacement des pics d'émission. Pour *Fermi*, ceci se traduit par une forte variabilité spectrale ($\Delta\Gamma = 0.65$), la source ayant un spectre plus dur quand le flux augmente.

Le panel F montre que la variation de $\gamma_{\rm min}$ n'a d'incidence que sur l'émission en radio et sur le flux de γ de basse énergie. Ceci a néanmoins une signature particulière pour le LAT puisque la source exhibe un spectre plus dur ($\Delta\Gamma = 0.21$) quand le flux mesuré diminue.

Enfin, le panel G présente le résultat du calcul pour 3 valeurs de s (1.5-2-2.5). Le spectre synchrotron (d'indice p) change en suivant la formule $p \propto (s-1)/2$ tout comme le flux produit grâce au processus Compton inverse.

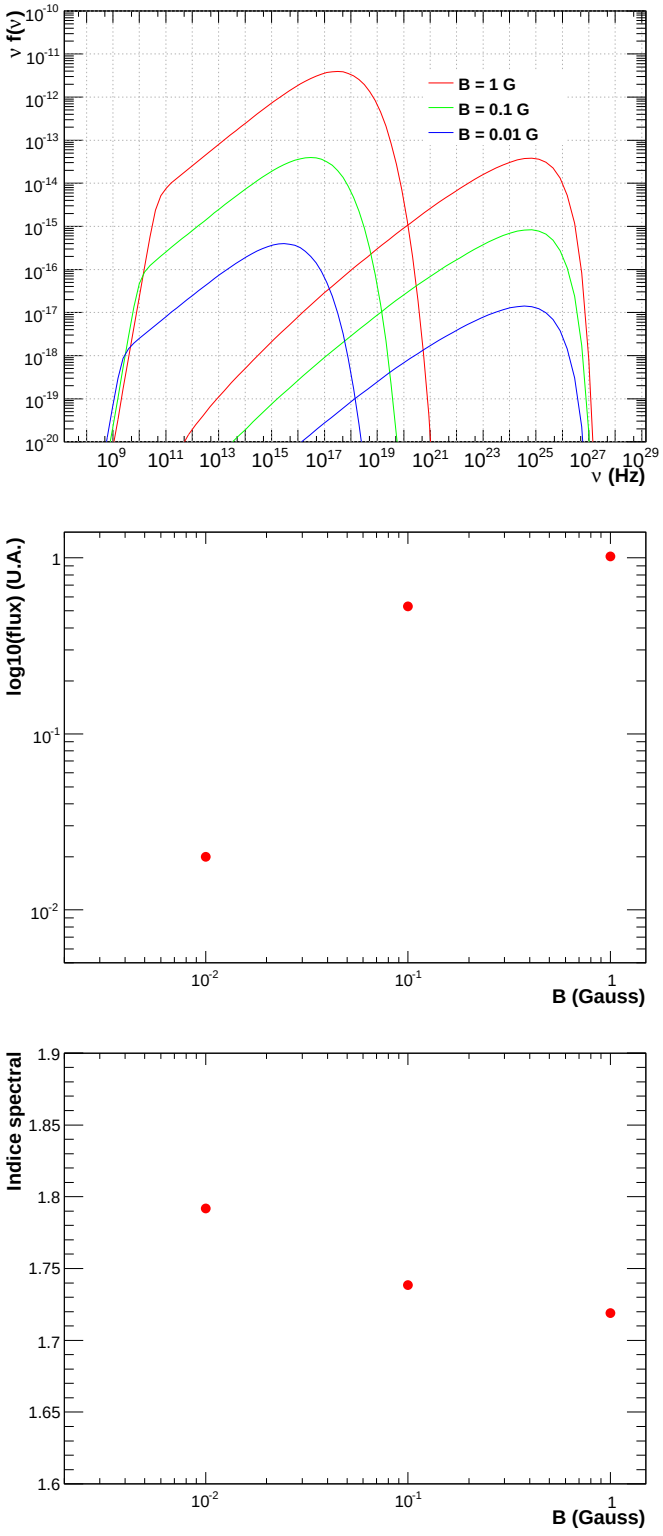


FIGURE 4.9 Effets de la variation des différents paramètres du modèle SSC. Pour chaque paramètre, les SED calculées sont présentées (en haut) ainsi que le flux normalisé entre 200 MeV et 10 GeV, soit entre 4.8×10^{22} et 2.4×10^{24} Hz, (au milieu) et l'indice spectral correspondant (en bas). Panel A

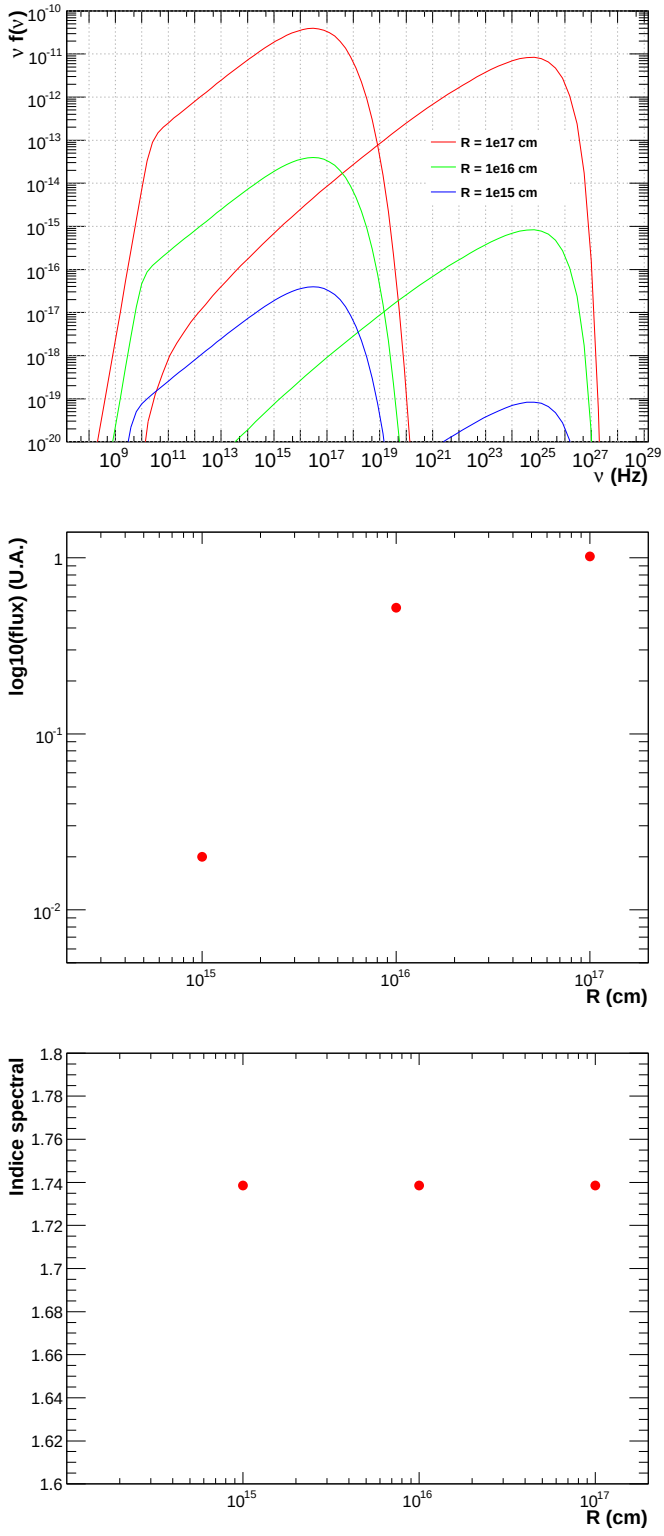


FIGURE 4.9 Suite, panel B

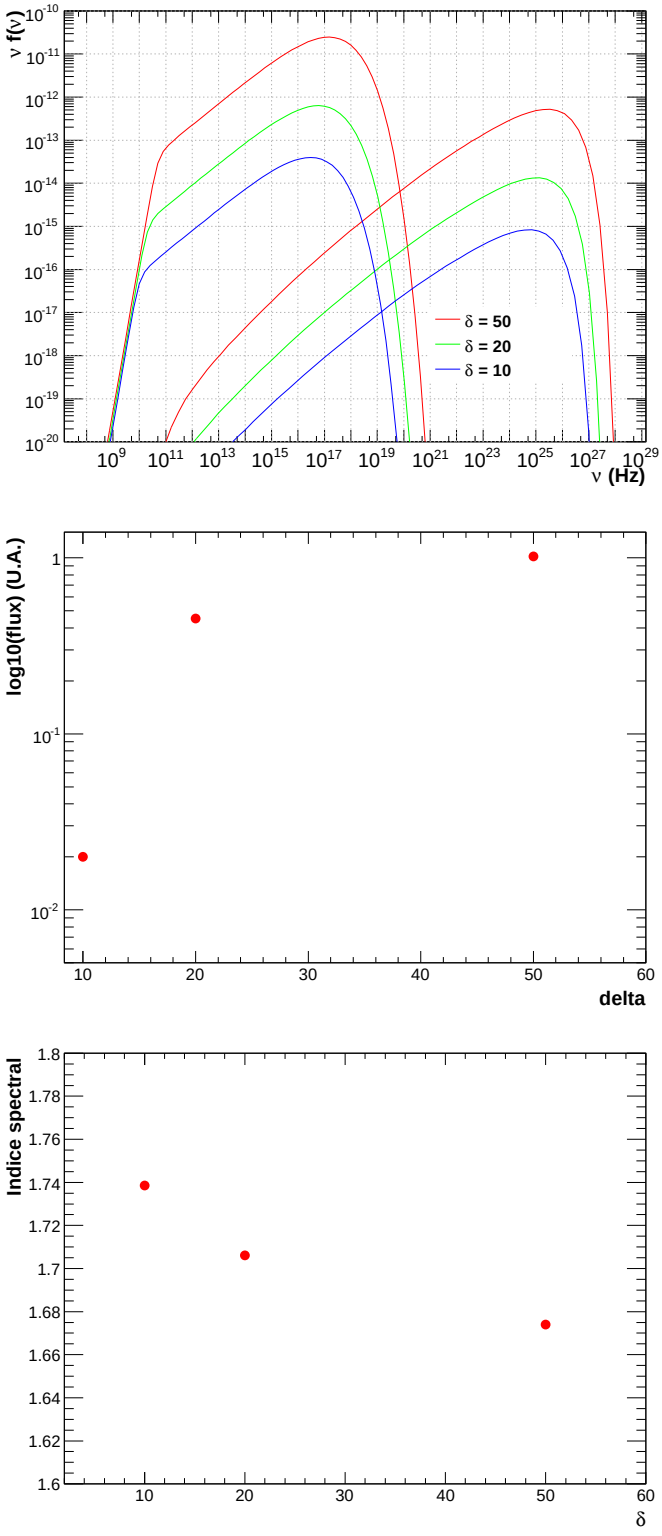


FIGURE 4.9 Suite, panel C

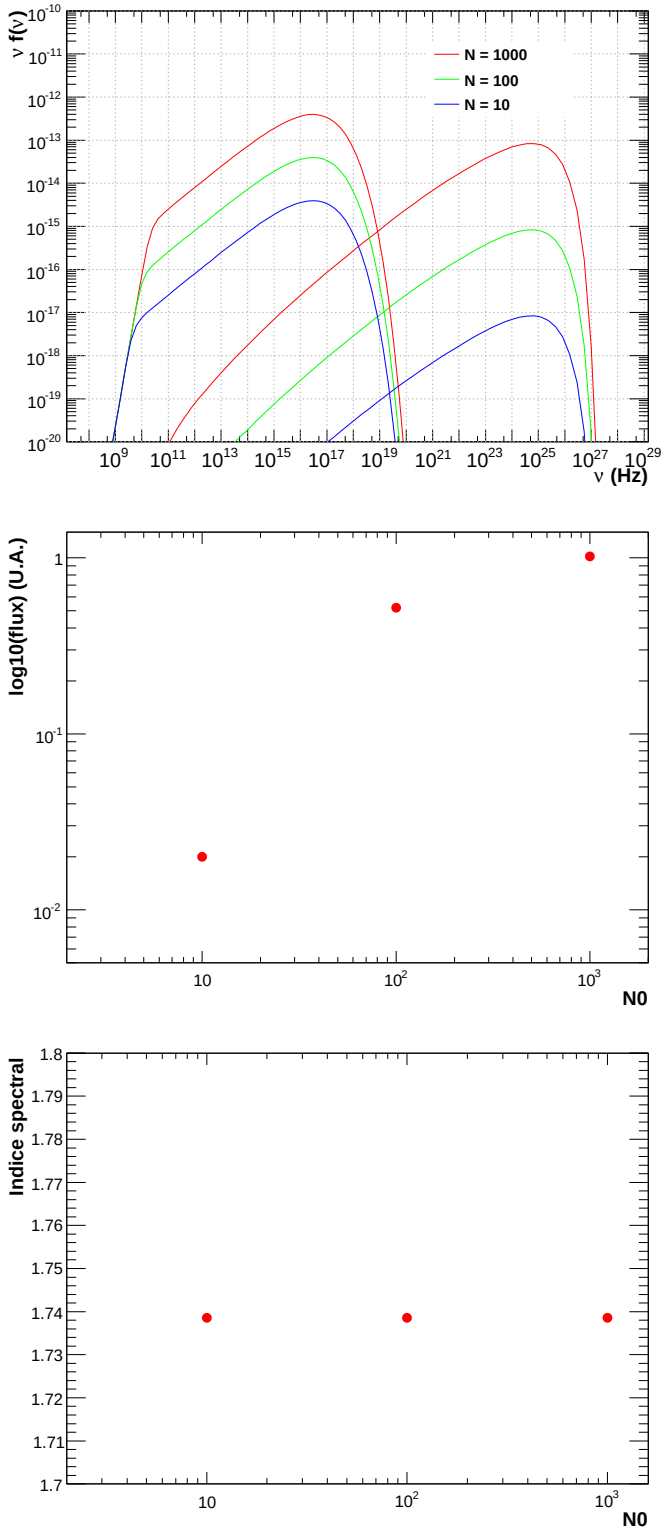


FIGURE 4.9 Suite, panel D

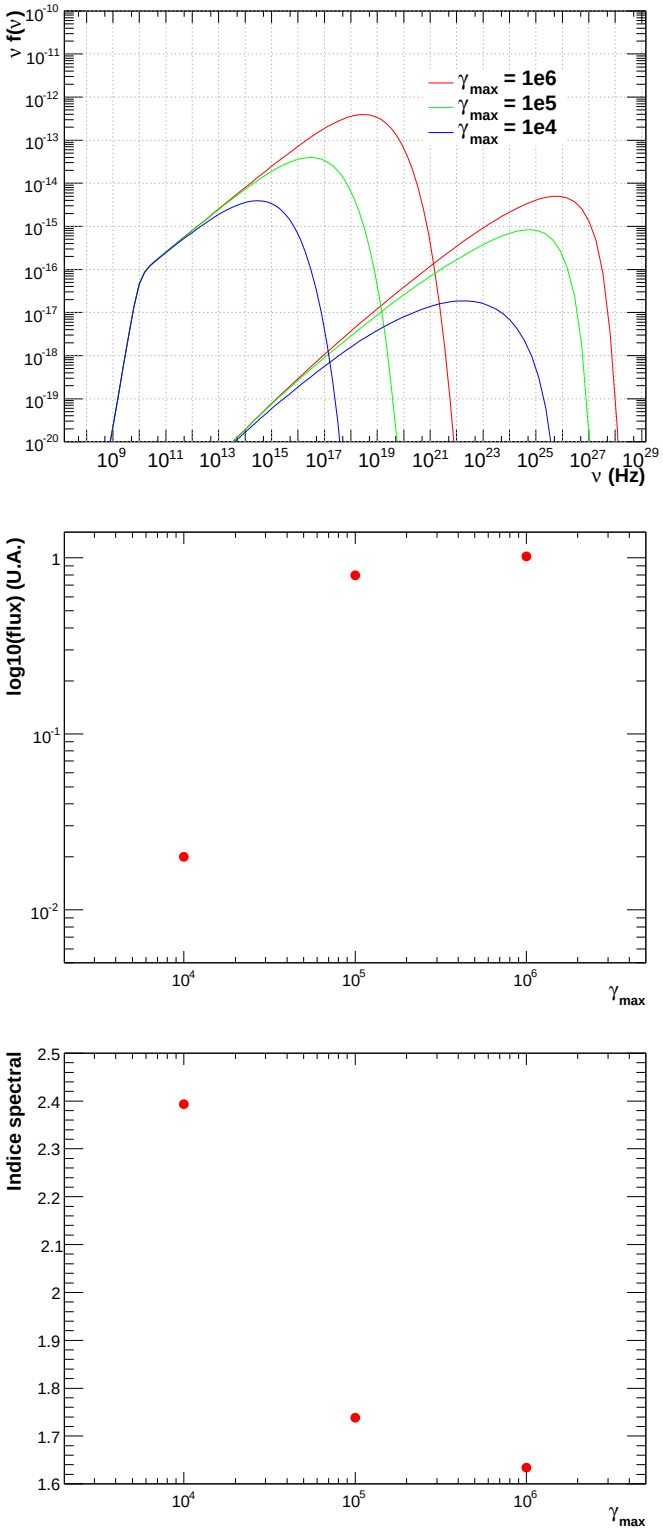


FIGURE 4.9 Suite, panel E

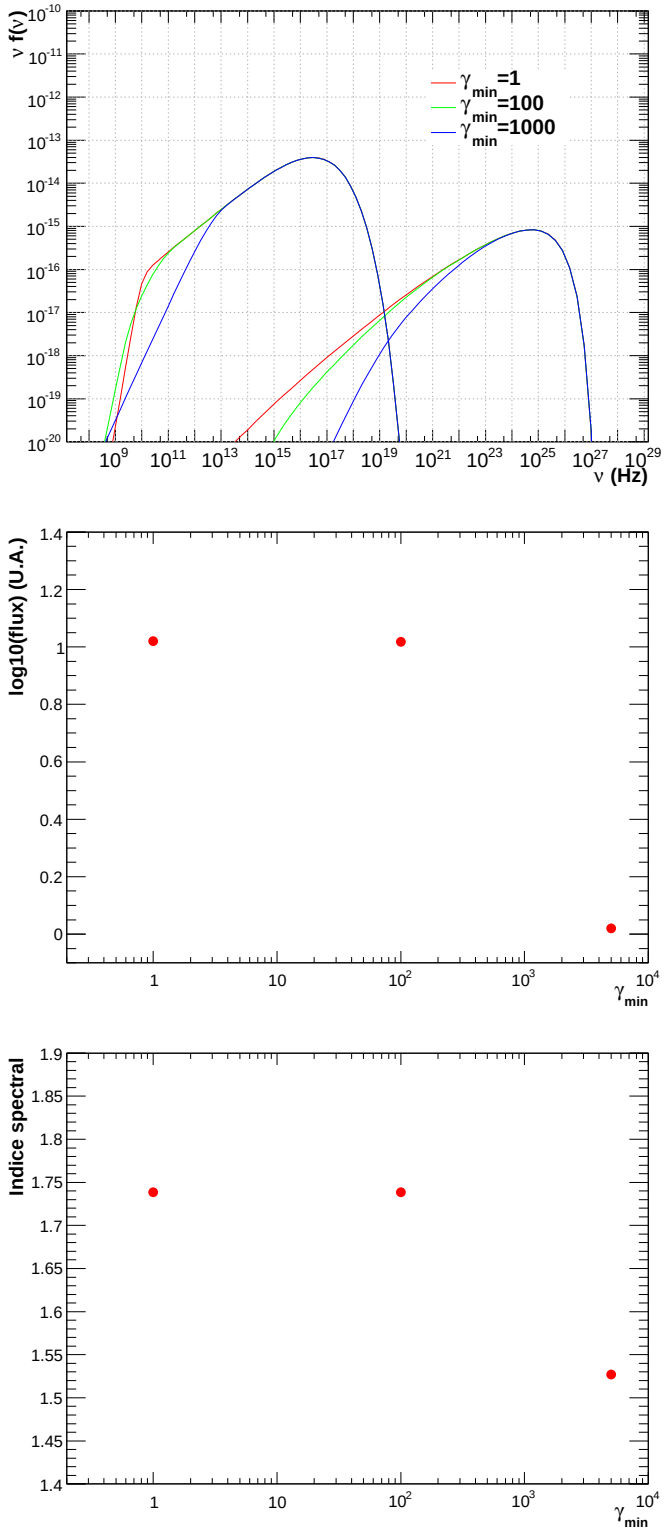


FIGURE 4.9 Suite, panel F

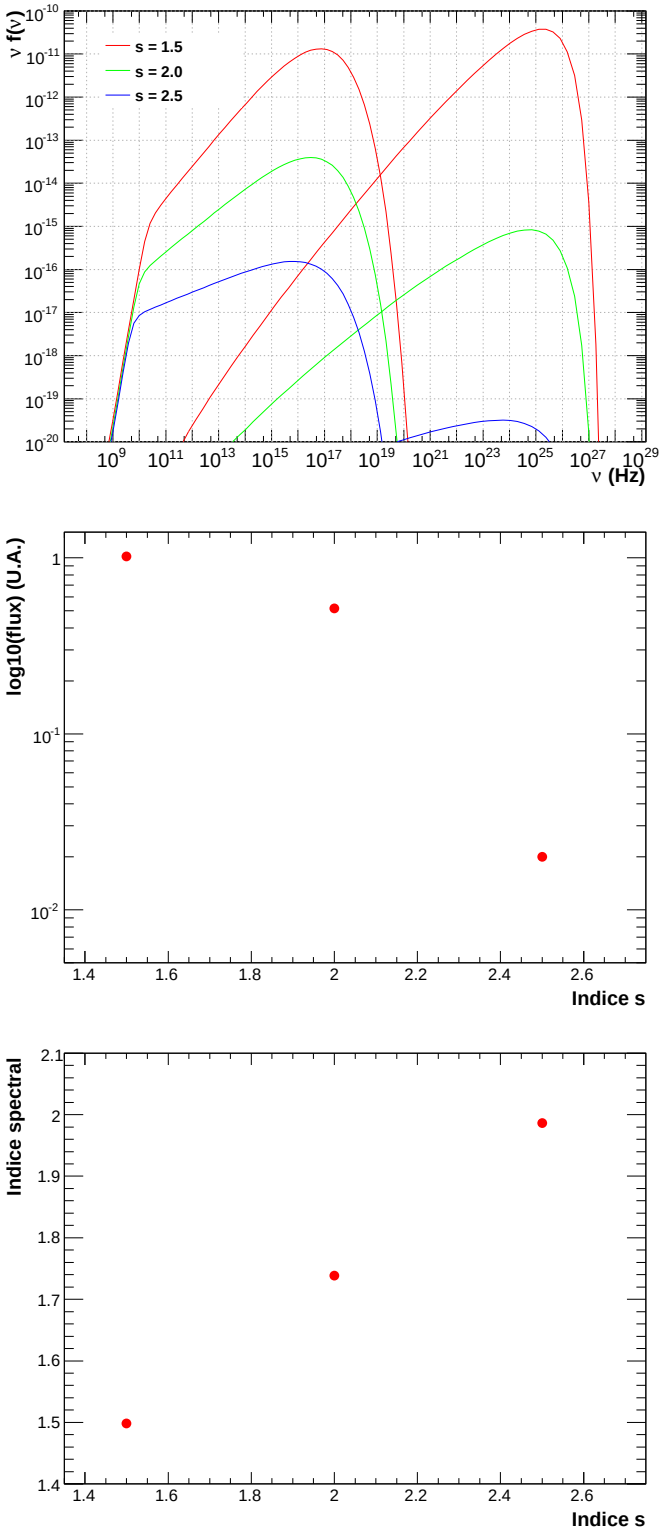


FIGURE 4.9 Suite, panel G

4.2 La Campagne d'observations multi-longueur d'onde 2008 de PKS 2155-304

Une campagne d'observations de PKS 2155-304 a été programmée en août 2008 afin de mesurer son émission électromagnétique sur tout le spectre de l'optique jusqu'aux plus hautes énergies.

4.2.1 Motivation

Le NAG PKS 2155-304 est situé à un redshift de $z = 0.117$ et est visible dans l'hémisphère Sud. Source radio appartenant au catalogue Parkes (Wright & Otrupcek, 1990), PKS 2155-304 a été classifié comme HBL grâce aux observations en rayon X du satellite HEAO-1 (Schwartz et al., 1979).

Au dessus de 100 MeV, PKS 2155-304 a été détecté par EGRET durant un épisode éruptif en rayons X (Vestrand et al., 1995) avec un spectre dur d'indice $\Gamma = 1.71 \pm 0.24$, en faisant un objet particulièrement intéressant pour des observations Tcherenkov. Toutefois, les résultats du 3$^{\text{eme}}$catalogue EGRET, obtenus sur toute la durée de la mission, indiquent un spectre totalement différent avec $\Gamma = 2.35 \pm 0.35$.

La source a été découverte dans le domaine du TeV par l'observatoire Mark VI de l'Université de Durham en 1999 (Chadwick et al., 1999) et confirmée par les observations, au dessus de 200 GeV, de HESS en 2003 (Aharonian et al., 2005c). La mesure faite alors est incompatible avec celle du 3$^{\text{eme}}$catalogue EGRET et voudrait dire qu'il existe une autre composante spectrale. " PKS 2155-304 est une source très brillante détectée sur des échelles de temps inférieures à une nuit par HESS même dans un état bas. En juillet 2006, PKS 2155-304 a subi une éruption montrant que la source pouvait atteindre un flux 50 fois plus important que celui mesuré dans l'état connu le plus bas. Aucune variabilité spectrale n'a été détectée entre ces deux états de flux ($\Delta\Gamma < 0.2$).

4.2.2 Observations et spectres

La campagne multi-longueurs d'onde impliqua 5 instruments couvrant 4 bandes en énergie différentes ; l'optique dans les bandes B, R et V, avec le télescope ATOM, les rayons X, entre 0.5 keV et 10 keV, avec les satellites *Swift* et *RXTE*, et enfin les rayons γ avec le LAT (200 MeV-300 GeV) et l'expérience HESS (>200 GeV). La figure 4.9 donne une carte du ciel en optique, en X, au GeV par *Fermi* et au TeV par HESS centrée sur PKS 2155-304.

Les observations HESS se déroulèrent entre MJD 54701 et MJD 54715 (du 23 août 2008 au 6 septembre 2008) soit un total de 42 heures. Néanmoins, certaines prises de données ne passèrent pas les critères de qualité et seules 39.2 heures d'observation furent ainsi utilisables, réduisant les observations

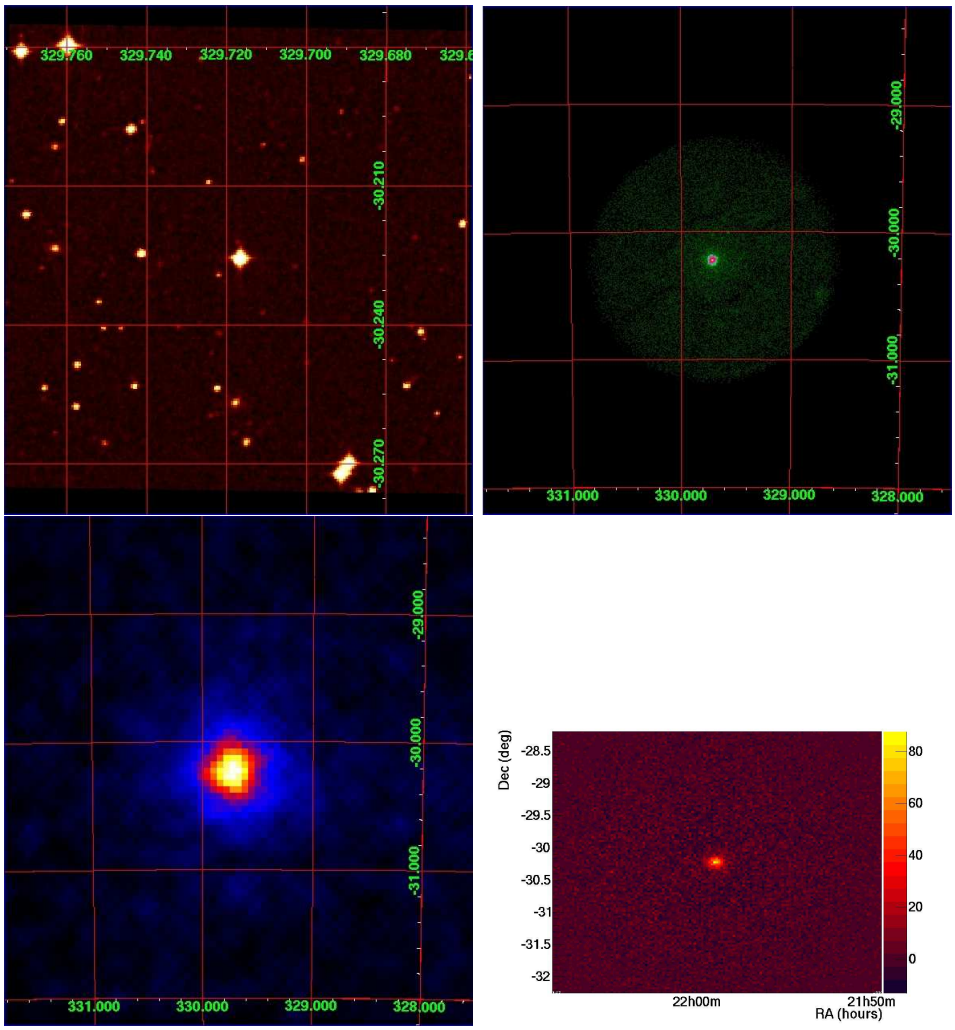


FIGURE 4.9 PKS 2155-304 vu, de droite à gauche et de haut en bas, en optique (4680 A), en rayons X (ROSAT, 0.1-2.4keV), au GeV (*Fermi*)et au TeV (HESS). Les images optique et X proviennent de la base de donnée NED. Le champ de vue est de 4 degrés sauf pour l'optique (6 arcmin).

à la période MJD 54704-54715. La calibration des données HESS est décrite par Aharonian et al. (2004b) et les données ont été analysées avec les outils standards en utilisant les coupures dites "loose" donnant une plus grande acceptance aux photons et un seuil plus bas en énergie.

Le spectre au dessus de 200 GeV, calculé par la méthode de maximum de vraisemblance (Piron et al., 2001), est ainsi compatible avec une loi de puissance :

$$dN/dE = I_0(E/E_0)^{-\Gamma} \tag{4.47}$$

Avec un flux différentiel $I_0 = 10.4 \pm 0.24_{\rm stat} \pm 2.08_{\rm sys} \times 10^{-11}\,{\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}\,{\rm TeV}^{-1}$, calculé à une énergie de décorrélation $E_0 = 350\,{\rm GeV}$ [5]. L'indice spectral est $\Gamma = 3.34 \pm 0.05_{\rm stat} \pm 0.1_{\rm sys}$, compatible avec les mesures faites par ailleurs (Aharonian et al., 2005c,d).

Le spectre *Fermi* entre 200 MeV et 300 GeV, obtenu par les `SciencesTools V9R7`, entre MJD 54704-54715 est compatible avec une simple loi de puissance. L'indice spectral de la contrepartie *Fermi* est $\Gamma = 1.81 \pm 0.11_{\rm stat} \pm 0.09_{\rm sys}$ pour un flux différentiel de $I_0 = (2.42 \pm 0.33_{\rm stat} \pm 0.16_{\rm sys}) \times 10^{-11} {\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}\,{\rm MeV}^{-1}$ à une énergie de décorrélation $E_0 = 943$ MeV. Ce spectre est coherent avec la mesure faite par Vestrand et al. (1995).

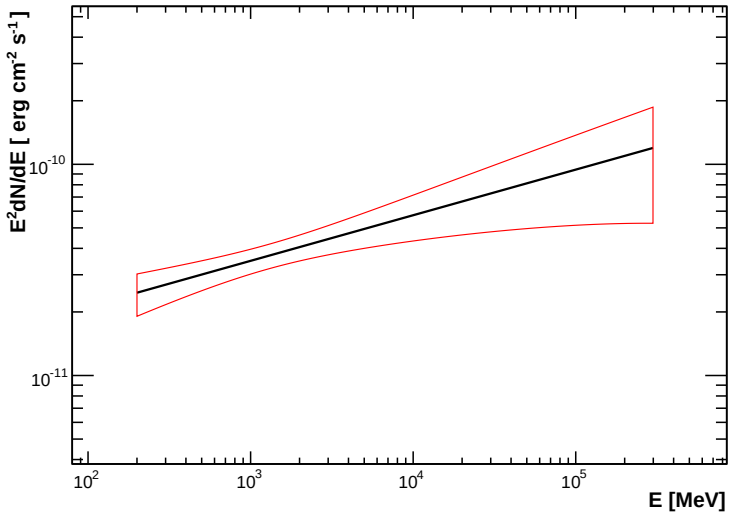


FIGURE 4.10 SED et contour à 1 σ obtenus avec 11 jours de données *Fermi* entre MJD 54704 et MJD 54715.

Le spectre *Fermi* extrapolé à l'énergie de 350 GeV et corrigé pour l'absorption EBL mène à un flux différentiel de $I_{\rm ext}(E = 350 GeV) = 3.8 \pm 2.5 \times 10^{-10}\,{\rm cm}^{-2}\,{\rm s}^{-1}\,{\rm TeV}^{-1}$ en accord avec les mesures de HESS. Notons de plus que l'énergie maximale détectée provient d'un photon d'une énergie reconstruite de 300 GeV, renforçant ainsi l'accord entre les deux expériences.

Le flux de la source a été stable dans les deux premiers mois de la mission *Fermi* (figure 4.11). Pour augmenter l'exposition allouée par un facteur 3.6, l'analyse a été menée sur un intervalle de temps étendu à 2 mois (MJD 54682–54743). Le spectre obtenu avec les IRFS `P6_V1`, est compatible avec une loi de puissance brisée :

5. Voir l'annexe B pour la définition de l'énergie de décorrélation.

$$\frac{dN}{dE} = I_{br}\left(\frac{E}{E_{br}}\right)^{-\Gamma_L} \text{ si } E < E_{br} \qquad (4.48)$$
$$\frac{dN}{dE} = I_{br}\left(\frac{E}{E_{br}}\right)^{-\Gamma_H} \text{ si } E > E_{br}$$

La simple loi de puissance est rejetée avec une probabilité de 97%. En dessous de l'énergie de cassure $E_{br} = 1.0 \pm 0.3\,\mathrm{GeV}$, l'indice spectral est $\Gamma_L = 1.61 \pm 0.16_{\mathrm{stat}} \pm 0.17_{\mathrm{sys}}$, au dessus $\Gamma_H = 1.96 \pm 0.08_{\mathrm{stat}} \pm 0.08_{\mathrm{sys}}$. Le flux total entre 200 MeV et 300 GeV est $(1.13 \pm 0.05_{\mathrm{stat}} \pm 0.11_{\mathrm{sys}}) \times 10^{-7}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$.

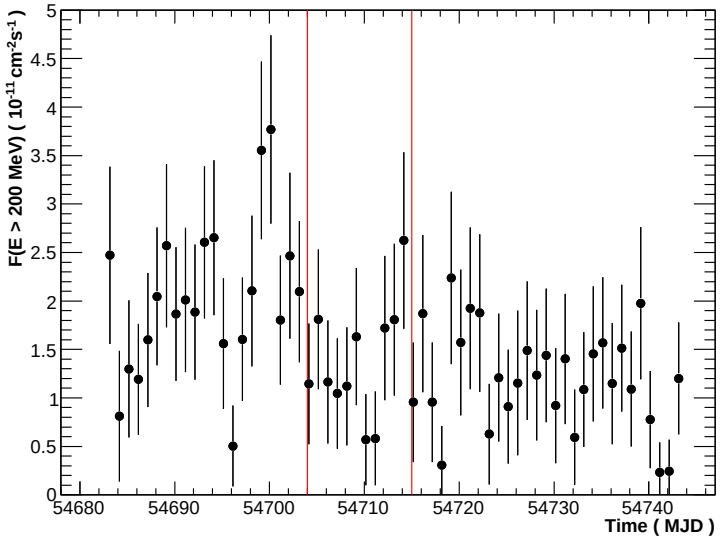


FIGURE 4.11 Courbes de lumière de PKS 2155-304 au dessus de 200 MeV entre MJD 54682 et MJD 54743. Chaque point représente 3 jours d'observation.

Les données entre 0.5 et 10 keV ont été prises par *RXTE* et Swift. En tout, une exposition de 75 ks sur les 10 jours de campagne a été obtenue sur *RXTE* et 6.4 ks sur Swift, le dernier jour. Chaque prise de données est coïncidente avec les moments où HESS observait la source. Les données du PCA (Jahoda et al., 1996) et de XRT (Burrows et al., 2005) ont été analysées conjointement avec `XSPEC v12.4.0` (Arnaud, 1996) en utilisant un modèle de loi de puissance brisée. Ayant fixé la densité colonne d'hydrogène à $N_{\mathrm{H}} = 1.48 \times 10^{-20}\,\mathrm{cm}^{-2}$, l'indice spectral, en dessous de l'énergie de cassure $E_{br} = 4.44 \pm 0.48\,\mathrm{keV}$, est $\Gamma_1 = 2.36 \pm 0.01$. Au dessus, $\Gamma_2 = 2.67 \pm 0.01$. Le flux corrigé pour l'absorption par l'hydrogène, entre 2–10 keV est $4.99 \times 10^{-11}\,\mathrm{ergs\,cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$, deux fois plus élevé que celui mesuré durant la campagne de 2003 (Aharonian et al., 2005d).

106 observations de 60 à 200 secondes chacune, dans les bandes B,V et R, ont été menées par ATOM (Hauser et al., 2004), un télescope de 75 cm, placé sur le site de HESS. Le flux optique mesuré par ATOM est un facteur 5 plus grand que celui obtenu durant la campagne de 2003. Les estimations de la contribution de la galaxie hôte (Kotilainen et al., 1998) la place ainsi un facteur 10 en dessous du flux mesuré durant la campagne décrite ici ($F_{\rm hote} \approx 10^{-11}$erg cm^{-2} s^{-1}).

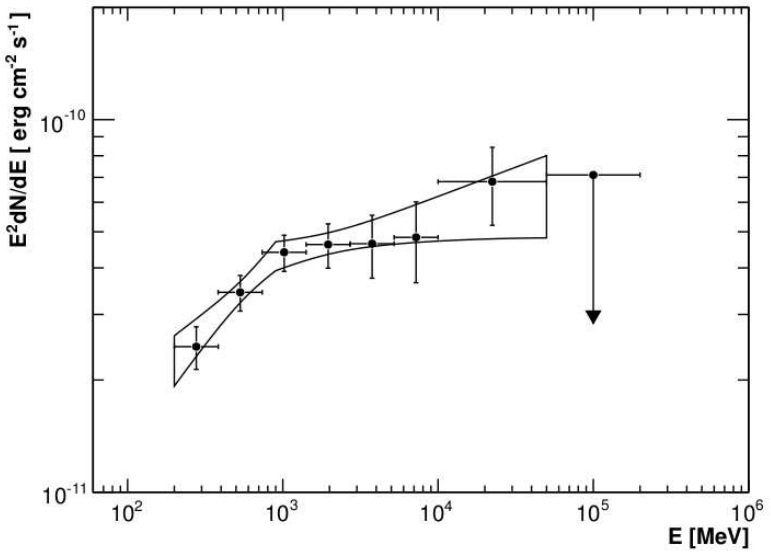


FIGURE 4.12 SED et contour à 1 σ obtenus avec 2 mois de données *Fermi* entre MJD 54682 et MJD 54743.

4.2.3 Courbes de lumière

Caractérisation de la variabilité Afin d'étudier la variabilité du flux dans différentes bandes en énergie, il faut un critère suffisamment souple pour pouvoir être appliqué à toutes les expériences et à leurs contraintes. En effet, malgré le fait que le ratio signal sur bruit soit grand en optique ou en rayons X, les observations sont courtes et entrecoupées de pratiquement un jour entre deux pointés. A contrario, on peut considérer, sur une échelle de temps de 1 jour, que le LAT observe la source en continu mais le flux au dessus de 200 MeV présente un ratio signal sur bruit moindre.

Ainsi par exemple, l'analyse par transformée de Fourier, souvent utilisée en rayons X, est inappropriée ici car elle requiert un bon ratio signal sur bruit. Nous utiliserons l'excès de variance normalisé décrit en détail par Vaughan et al. (2003).

Considérons une observable x, dans notre cas le flux, de moyenne $\bar{x}$ de variance S^2 et associée à une erreur $\sigma_{\rm err}$. L'excès de variance normalisé est

défini par :

$$\mathrm{F_{var}} = \sqrt{\frac{S^2 - \mathrm{Var_{err}}}{\bar{x}^2}} = \sqrt{\frac{\sigma^2_{\mathrm{excess}}}{\bar{x}^2}} \tag{4.49}$$

où $\mathrm{Var_{err}}$ est la moyenne du carré des erreurs σ^2_{err} :

$$\mathrm{Var_{err}} = \frac{1}{N}\sum \sigma^2_{\mathrm{err}} \tag{4.50}$$

Cette observable peut être calculée pour les 4 bandes en énergie et permet d'évaluer la variabilité en tenant compte des erreurs de mesure.

Par définition, $\mathrm{F_{var}}$ doit toujours être positif. Si $\sigma^2_{\mathrm{excess}} < 0$ alors le flux ne montre pas de signe de variabilité. Ceci indique que les variations ne sont pas mesurables à cause de la sensibilité mais il est toujours possible de mettre une limite supérieure sur ces variations. Feldman & Cousins (1998) ont développé une méthode pour calculer une limite supérieure dans le cas où l'observable physique est bornée inférieurement. Dans notre cas, la borne inférieure est la valeur $\mathrm{F_{var}} = 0$ et leur méthode est applicable à cette observable.

Résultats Les courbes de lumière sont données en figure 4.13 pour les quatre bandes en énergie.

Au dessus de 200 GeV, le flux est variable ($\mathrm{F_{var}} = 23\pm3\%$) et présente des variations d'un facteur 2 entre 2 nuits. Comme dans les mesures précédentes aucune indication de variabilité spectrale n'est présente.

La contrainte temporelle sur les périodes d'observation provenant de HESS, la courbe de lumière *Fermi* a été dérivée sur des intervalles en temps centrés sur ces observations. Le flux mesuré entre 200 MeV et 300 GeV ne présente pas de signe de variabilité sur la durée de la campagne. L'ajustement avec une constante mène à une probabilité de χ^2 de 95%, compatible avec un flux constant. Pour cette courbe de lumière, la limite supérieure sur $\mathrm{F_{var}}$ est de 20%, légèrement inférieure à la valeur au dessus de 200 GeV.

L'ajustement par une fonction constante de la valeur de l'indice Γ résulte en une probabilité de χ^2 de 19%, nettement moindre que le flux en fonction du temps. L'excès de variance normalisée pour cette quantité est $\mathrm{F_{var}} = 0.13\pm0.7$. Ce paradoxe apparent se comprend par le fait que la détermination de l'indice spectral par *Fermi* est plus précise que celle du flux. En effet, l'erreur relative moyennée sur l'indice est de $\Delta\sigma_\Gamma/\Gamma = 0.19$ et sur le flux $\Delta\sigma_\Gamma/\Gamma = 0.45$.

Les données de *RXTE* ont été analysées en groupant les observations nuit par nuit. Le flux de rayons X se trouve être le plus variable $\mathrm{F_{var}} = 35.0 \pm 0.1\%$. De plus, l'analyse temporelle des indices spectraux montre que ceux-ci deviennent plus petits lorsque le flux augmente. La variation spectrale est de l'ordre de $\Delta\Gamma = 0.5$.

Dans le domaine de l'optique, la moyenne des 3 bandes en énergie (B, V et R) est $\mathrm{F_{var}} = 8.0 \pm 0.5\%$. La valeur B-R en fonction du temps est

compatible avec une constante (probabilité de χ^2 de 66%) indiquant peu de variabilité spectrale dans cette gamme en énergie.

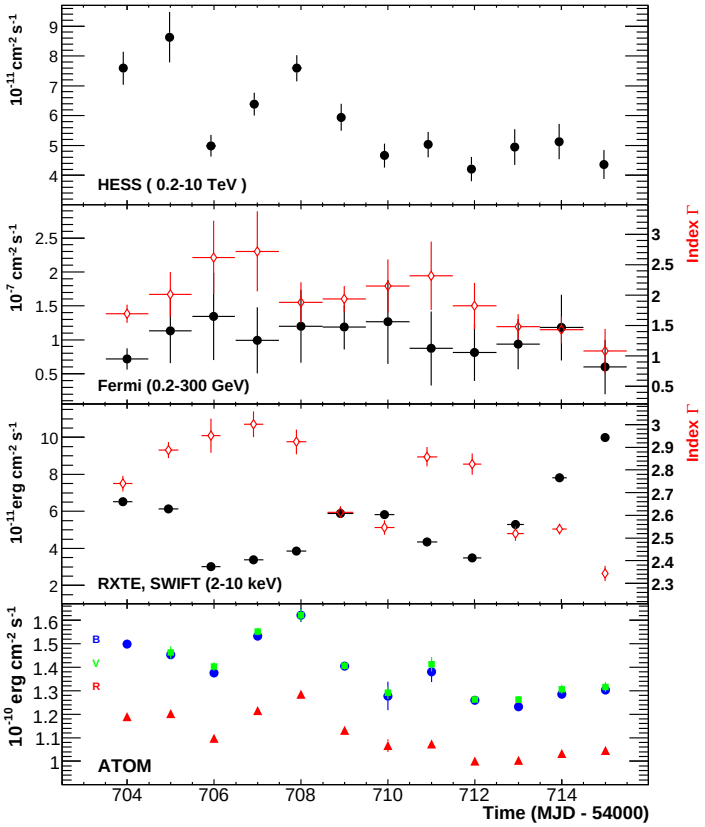


FIGURE 4.13 Courbes de lumière de HESS, *Fermi*, *RXTE-Swift* et ATOM. Pour *Fermi* et *RXTE-Swift* l'indice spectral est en rouge. Les barres d'erreurs verticales sont statistiques et les barres horizontales pour *Fermi* et *RXTE-Swift* donnent le temps d'intégration.

Corrélations L'étude des variations corrélées du flux entre différentes bandes en énergie permet d'étudier l'origine de l'émission électromagnétique en permettant d'attribuer une origine commune à différentes radiations.

Le modèle SSC prédit une corrélation naturelle entre le flux de rayons X et celui de photons du TeV puisque les deux sont produits par les mêmes électrons. Une telle corrélation a déjà été observée pour Markarian 421, Markarian 501 (Katarzyński et al., 2005) ou même pour PKS 2155-304 en juillet 2006 (Aharonian et al., 2009b). Néanmoins, le paysage n'est pas aussi clair que cela. Un épisode éruptif de 1ES 1959+650 en rayons γ du TeV a été détecté mais n'a pas été accompagné d'une activité particulière en rayons X (Krawczynski et al., 2004) et concernant PKS 2155-304, aucune corrélation

X-TeV n'est détectée lorsque la source est dans un état bas (Aharonian et al., 2005d) tout en ayant des fluctuations significatives.

Durant la campagne présentée ici, le flux au TeV était proche de celui mesuré dans l'état le plus bas et aucune corrélation entre les deux bandes en énergie n'a été trouvée, le facteur de corrélation de Pearson étant de $r = 0.12 \pm 0.10$.

La corrélation entre l'émission HE et THE de PKS 2155-304 est aussi naturellement attendue si on considère que c'est la même population de particules qui produit tous les photons γ. Néanmoins aucune corrélation n'a été trouvée entre le flux mesuré par *Fermi* et celui mesuré par HESS. De façon surprenante, la variation de l'indice spectral entre 200 MeV et 300 GeV varie de façon corrélée avec le flux de photons X ($r = -0.80 \pm 0.15$). Ceci a été observé pour la première fois dans un BL Lac durant cette campagne.

On estime que les photons optiques peuvent être la cible des électrons pour le processus Compton inverse. Une augmentation du flux optique est donc l'une des observables utilisée comme déclencheur d'observations au TeV pour la découverte de nouveaux objets comme par exemple Markarian 180 (Albert et al., 2006b). De plus, Donnarumma et al. (2009) ont mentionné, sans pouvoir la quantifier, une possible variation corrélée entre le flux optique et celui au TeV lors de l'éruption de Markarian 421 en juin 2008.

Durant cette campagne sur PKS 2155-304, les émissions optiques et TeV sont fortement corrélées avec un coefficient de Pearson allant de $r = 0.77$ à $r = 0.86$ suivant la bande optique, l'erreur associée ne dépassant pas 0.09. Ceci est la première preuve quantitative d'une telle corrélation. D'autres mesures faites, alors que la source est dans un état bas, pourraient permettre de confirmer ce fait.

La figure 4.14 résume les résultats décrits ci-dessus.

4.2.4 Modélisation SSC et discussion

La SED de PKS 2155-304 a été construite avec les données simultanées collectées durant cette campagne et présente les deux bosses typiques aux blazars (figure 4.15). Afin de reproduire cette SED et de comprendre les corrélations observées, les données ont été ajustées grâce à une version écrite en `PYTHON` du modèle SSC décrit au début du chapitre.

Dans un premier temps, la forme de la densité d'électrons N_e a été déterminée grâce aux données à basse énergie. Puisque cette émission est produite par effet synchrotron, nous avons vu qu'il existe une relation directe entre N_e et le spectre électromagnétique produit. La densité d'électrons est ainsi décrite par une triple loi de puissance d'indices spectraux p_1, p_2 et p_3 entre 1, γ_1, γ_2 et $\gamma_{\max}$.

Les autres paramètres restant sont déterminés en tenant compte des échelles de temps de variabilité et en ajustant le flux prédit aux données. En particulier, les courbes de lumière en rayons X et au dessus de 200 GeV

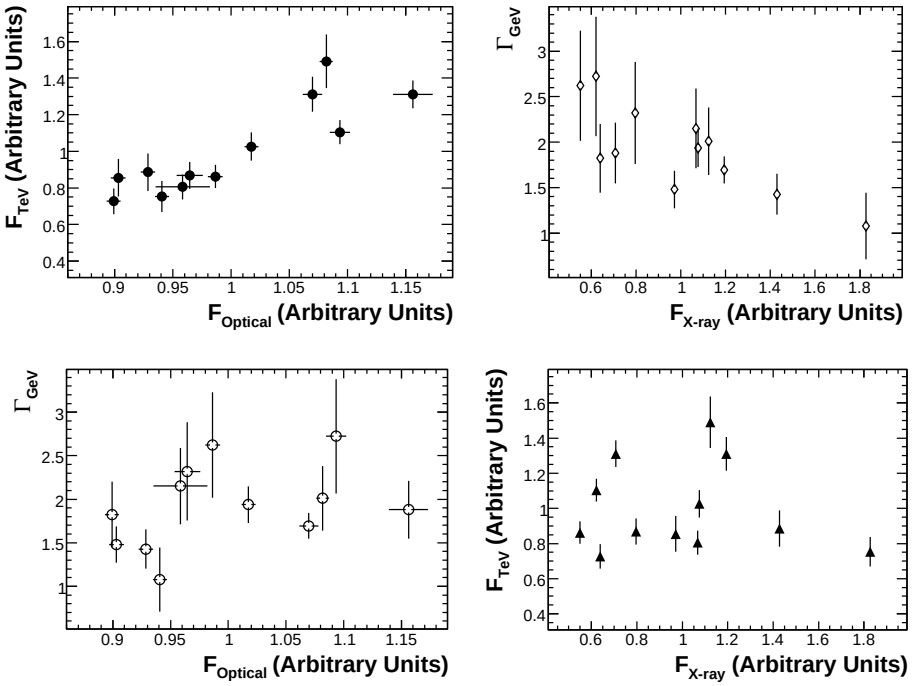


FIGURE 4.14 Corrélations trouvées durant la campagne d'observation sur PKS 2155-304 en août 2008. De haut en bas et de gauche à droite : flux au TeV – flux optique, indice spectral GeV – flux en X, indice spectral GeV – flux optique et enfin flux au TeV – flux en X.

présentent des variations sur des échelles de temps de deux jours. Ceci implique une relation entre la taille de la zone d'émission R et le facteur Doppler δ :

$$R = c\Delta t\delta/(1+z) < 4.7 \times 10^{15} \times \delta \tag{4.51}$$

Les valeurs des paramètres ainsi obtenues sont données dans le tableau 4.2 et le résultat du calcul SSC est ajouté aux données dans la figure 4.15. Notons que ces paramètres sont similaires à ceux trouvés indépendamment par Katarzyński et al. (2008) pour décrire l'émission continue [6] de PKS 2155-304 durant l'épisode éruptif de 2006.

Le but de la modélisation n'est pas seulement de reproduire la SED moyennée dans le temps mais aussi de comprendre les corrélations observées. Dans notre modèle, les électrons ayant une énergie $\gamma > \gamma_2$ produisent les rayons X. Afin de savoir si ces mêmes électrons contribuent au rayonnement au TeV, ils ont été omis lors du calcul (ligne en tiret noir). Ceci supprime

6. Cette émission est produite par une composante du jet évoluant lentement et dominante hors des épisodes éruptifs.

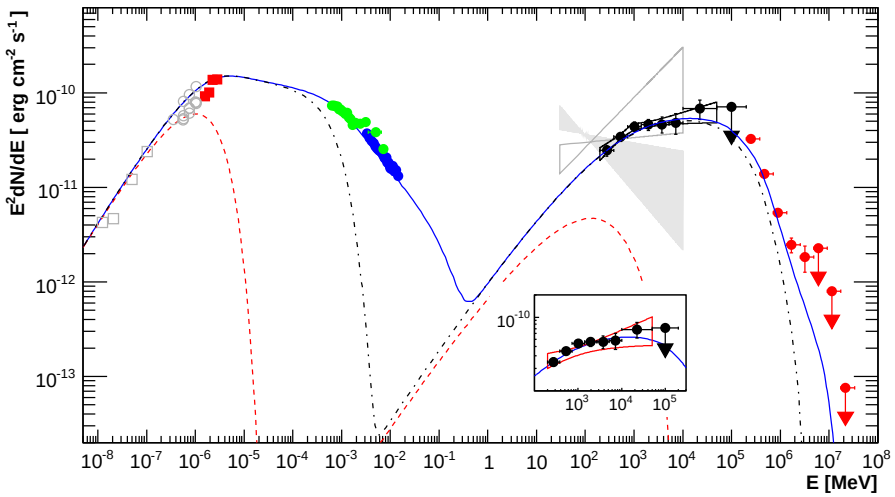


FIGURE 4.15 SED moyennée dans le temps de PKS 2155-304 . Les carrés rouges sont les points de mesure ATOM, les points verts et bleus représentent les données *Swift* et *RXTE* respectivement. Les données *Fermi* sont représentées pas les points et le contour à 1 σ noirs. À très haute énergie, les points rouges sont les mesures HESS. De plus, les points gris sont des données d'archives et les contours gris présentent les deux mesures EGRET, avec en plein, le contour reporté dans le 3$^{\text{eme}}$catalogue, l'autre contour étant celui obtenu par Vestrand et al. (1995). Dans l'encart, le contour rouge donne le flux mesuré par *Fermi* durant la campagne. La ligne bleue est le résultat du calcul SSC alors que le calcul sans les électrons de plus haute énergie ($\gamma > \gamma_2$) (resp. $\gamma > \gamma_1$) est représenté par la ligne en tiret noir (resp. rouge).

totalement l'émission en X mais n'affecte que marginalement la totalité de la bosse Compton inverse, reproduisant l'absence de corrélation entre les émissions X et TeV. Retirer les électrons ayant $\gamma > \gamma_1$ (ligne en tiret rouge) supprime totalement l'émission à haute énergie, reproduisant la corrélation optique–TeV.

Cet effet est probablement dû au faible champ magnétique utilisé dans le calcul (B=0.018 G). Les rayons X sont produits par des électrons qui doivent être d'autant plus énergétiques que le champ magnétique est faible (équation 4.8). Ces mêmes électrons émettent par processus Compton inverse dans le régime KN et leur omission dans le calcul n'affecte pas le flux au dessus de 200 GeV.

Afin de retrouver une corrélation entre le flux en X et celui au TeV, il faudrait que le champ magnétique augmente pour que les électrons de plus basse énergie atteignent le seuil de production des rayons X. Ces électrons n'émettraient alors pas dans le régime KN. Cette augmentation du champ magnétique serait mécaniquement accompagnée d'une augmentation du flux

Paramètre	Valeur
Nombre d'e^-	6.8×10^{51}
p_1	1.3
p_2	3.2
p_3	4.2
γ_1	1.4×10^4
γ_2	2.3×10^5
$\gamma_{\rm max}$	3.1×10^6
B (G)	0.018
R (cm)	1.5×10^{17}
δ	32

TABLE 4.2 Paramètres du modèle SSC décrivant le spectre de PKS 2155-304 lors de la campagne 2008 et représenté dans la figure 4.15.

aux THE[7]. Notons que Katarzyński et al. (2008) ont utilisé un champ magnétique 5 fois plus grand afin de reproduire l'épisode éruptif de juillet 2006.

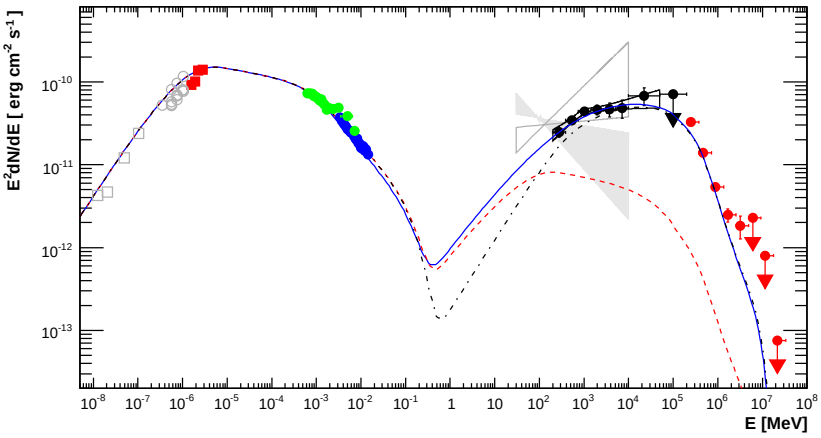


FIGURE 4.16 Identique à 4.15. La ligne en tiret noir représente le flux SSC si les photons cibles au dessous de 400 nm ne sont pas pris en compte. Pour la ligne en tiret rouge, ce sont les photons cibles au dessus de cette limite qui sont omis.

Ces résultats ont mis en lumière le rôle des électrons dans notre calcul, mais le flux reçu dépend aussi de la densité de photons cibles. Le calcul SSC a donc été refait en omettant les photons synchrotron d'une longueur d'onde soit inférieure soit supérieure à 400 nm (figure 4.16).

7. La densité de photons cibles produits par synchrotron augmente avec B, faisant augmenter le taux de production de photons par Compton inverse (figure 4.9).

La suppression des photons de plus haute énergie ($\lambda > 400$nm, UV–rayons X) n'a que peu d'incidence sur l'émission à haute énergie et on s'aperçoit, en omettant les photons cibles de $\lambda > 400$nm (gamme radio–optique), qu'ils sont ceux principalement diffusés vers le domaine des rayons γ. De ce fait, les variations corrélées optique–TeV doivent être le résultat d'une variation de la densité de photons cibles et pas de celle des électrons, imposant d'avoir différentes zones d'émission et deux populations d'électrons (une pour produire les photons cibles par synchrotron, l'autre pour le processus Compton Inverse). Bien qu'il permette d'étudier les phénomènes de base, on touche la limite du modèle SSC 1 zone homogène utilisée ici.

4.3 Détection par *Fermi* du blazar PG 1553+113

4.3.1 Observations Multi-longueur d'onde

L'émission au GeV du NAG PG 1553+113 a été détectée par *Fermi* et cette source s'avère être très peu variable entre 200 MeV et 300 GeV. Afin de pouvoir modéliser cette source, des données en UV, rayons X et au TeV, prises entre 2003 et 2009, ont été réunies.

Découvert par Green et al. (1986), le blazar PG 1553+113 fut classifié grâce à son émission dans la gamme de X et en radio. En effet, le ratio entre son flux à 2 keV et à 5 Ghz allant, suivant les mesures, de $\log(F_{2keV}/F_{5GHz})$ $=-4.99$ à -3.88 (Osterman et al., 2006; Rector et al., 2003), le plaçant parmi les blazars les plus énergétiques : les HBL.

Dans le domaine des rayons X, PG 1553+113 est une source très brillante et a été observée par beaucoup de satellites X à des flux très différents. Le résumé des observations entre 2–10 keV, faites depuis 2003 et utilisées dans la SED, est donné dans le tableau 4.3. PG 1553+113 a montré ainsi des variations d'un facteur 20 environ dans cette gamme en énergie. Le flux le plus haut est celui mesuré par *Swift* (Tramacere et al., 2007) avec $6.9 \times 10^{-11}\,\mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}}$. Néanmoins, PG 1553+113 montre peu de variation spectrale dans cette bande en énergie ($\Delta\Gamma \approx 0.3$) et le spectre est compatible avec une émission par processus synchrotron.

Au dessus de 200 GeV, PG 1553+113 fut découverte par HESS (Aharonian et al., 2006d) et confirmée par MAGIC (Albert et al., 2009). Ces observations montrent que l'indice spectral de PG 1553+113 est $\Gamma = 4.46$ (HESS) $\Gamma = 4.21$ (MAGIC) avec des incertitudes typiques de ≈ 0.3 et ne semble pas varier avec le temps.

Les mesures de flux faites entre avril 2005 et juillet 2006 indiquent des variations du flux de PG 1553+113 d'un facteur 3 sur des échelles de temps de l'ordre du mois. Néanmoins, si on prend en compte les erreurs systématiques, les flux ne sont que marginalement inconsistants. Retenons que le flux intégral au dessus de 200 GeV est environ F (E$>200\,\mathrm{GeV}$) $= (2.0-0.6)^{+0.8}_{-0.2} \times 10^{-11}\,\mathrm{cm^{-2}\,s^{-1}}$.

Table 4.3. Flux et paramètres spectraux entre 2–10 keV. Pour une loi de puissance, seul l'indice spectral est donné et dans le cas d'un logparabole, le paramètre de courbure β est aussi donné.

Observatoire	Date(s) d'observation	Flux $\times 10^{-11}$ (erg cm^{-2} s^{-1}) [Ref.]	Paramètres Spectraux a	b	[Ref.]
RXTE	22-04 05-12–2003	0.7 1	2.37	···	1
Swift-XRT	06-10–2005	6.9 2	2.14	0.24	4
	08-10–2005	6.7 2	2.11	0.23	4
Suzaku	25/24-07–2006	3.5 3	2.19	0.26[a]	3
Swift-XRT	05-03-2009	1.34	2.42	···	(5)

[a]Le spectre *Suzaku* a été mesuré entre 0.3-30 keV.

References. — (1) Osterman et al. (2006) ; (2) Tramacere et al. (2007) ; (3) Reimer et al. (2008a) ; (4) Massaro et al. (2008) ; (5) Abdo et al. (2010c).

PG 1553+113 n'était pas une source du 3$^{\text{eme}}$catalogue EGRET, cependant *Fermi* a détecté une contrepartie entre 200 MeV et 300 GeV (Abdo et al., 2010c) avec les données prises entre MJD 54682.7 et MJD 54884.2. Les données ont été analysées grâce à la procédure décrite dans le chapitre 2 avec les `ST V9R10` et les IRFS `P6_V3`.

Le spectre mesuré par le LAT, présenté en figure 4.17, est consistant avec une simple loi de puissance d'indice spectral 1.68 ± 0.03, pour un flux différentiel de $I_0 = 2.60 \pm 0.18 \times 10^{-9}$ cm^{-2} s^{-1} GeV^{-1} à l'énergie de décorrélation $E_0 = 2.4$ GeV.

Cet indice Γ fait de PG 1553+113 l'objet présentant la plus importante cassure spectrale entre les HE et les THE avec $\Delta\Gamma \approx 2.6$.

La courbe de lumière, avec des intervalles en temps de 2 jours, est donnée en figure 4.18, permettant d'avoir des détections à 3σ pour chaque intervalle. Sur les 6.7 mois utilisés pour l'analyse des données, PG 1553+113 n'a présenté aucun signe de variabilité avec une limite supérieure, à 95%, $F_{\text{var}} < 0.078\%$.

Malgré de nombreuses tentatives de mesure, le redshift de PG 1553+113 reste inconnu. Un résumé des différentes mesures, autorisant une large gamme entre $0.09 < z < 0.78$, est donné par Abdo et al. (2010c). La détection par *Fermi* de cet objet a permis d'estimer son redshift. Le spectre entre 200 MeV et 300 GeV est extrapolé et corrigé pour l'absorption due à l'EBL, prédit par le modèle de Franceschini et al. (2008), avec le redshift z comme

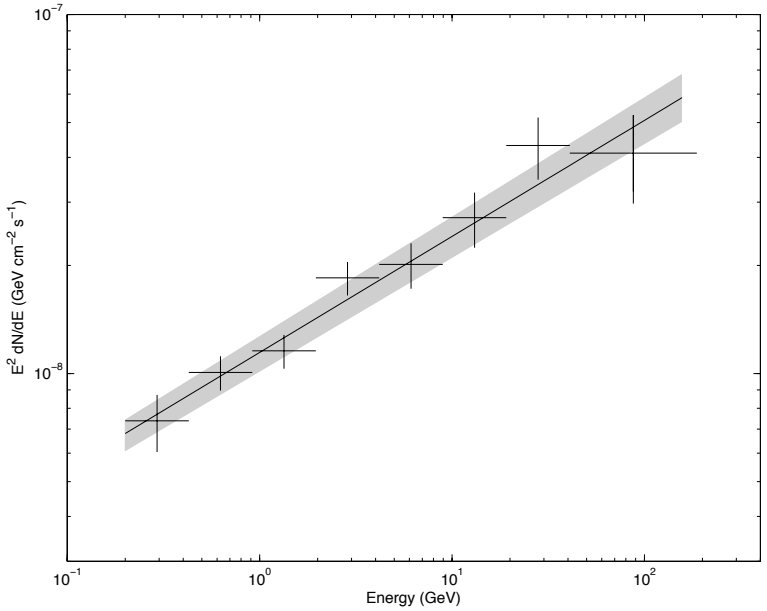


FIGURE 4.17 Spectre de PG 1553+113 obtenu par *Fermi*. La ligne noire est le meilleur ajustement aux données obtenu avec la routine de maximum de vraisemblance `gtlike` et la zone grisée est le contour d'erreur à 68% correspondant. Les points sont aussi obtenus grâce à `gtlike`.

paramètre menant à différents spectres au dessus de 200 GeV. Ceci a permis, par minimisation de χ^2, d'obtenir une valeur de z la plus probable au regard des données dans les deux bandes en énergie. La valeur de $z = 0.75^{+0.04}_{-0.05}$ est ainsi retenue mais reste, considérant les hypothèses sous-jacentes, à prendre comme une limite supérieure.

Pour résumer, PG 1553+113 présente une grande variabilité entre 2–10 keV alors que au dessus de 200 MeV, le flux semble compatible avec une constante. Afin de comprendre cette différence, les données en rayons X ainsi que le flux *Fermi*, HESS et MAGIC ont permis de construire la SED moyennée dans le temps (figure 4.19). De plus, des données optiques KVA (Reimer et al., 2008b), prises en juillet 2006 et ainsi contemporaines à celles *Suzaku*, MAGIC et HESS, ont été ajoutées (points verts). Les données *Swift*-UVOT simultanées à celles prises par *Swift*-XRT sont aussi incluses (triangles jaunes).

La SED a été ajustée avec un modèle SSC pour chaque état de flux en X. Les paramètres communs entre tous les calculs sont ceux du jet, à savoir R=1.4×10^{18}, B=0.01 Gauss et $\delta = 32$. La densité d'électrons est, comme pour PKS 2155-304, décrite par une triple loi de puissance dont les paramètres sont répertoriés, pour les différents jeux de données, dans le tableau 4.4.

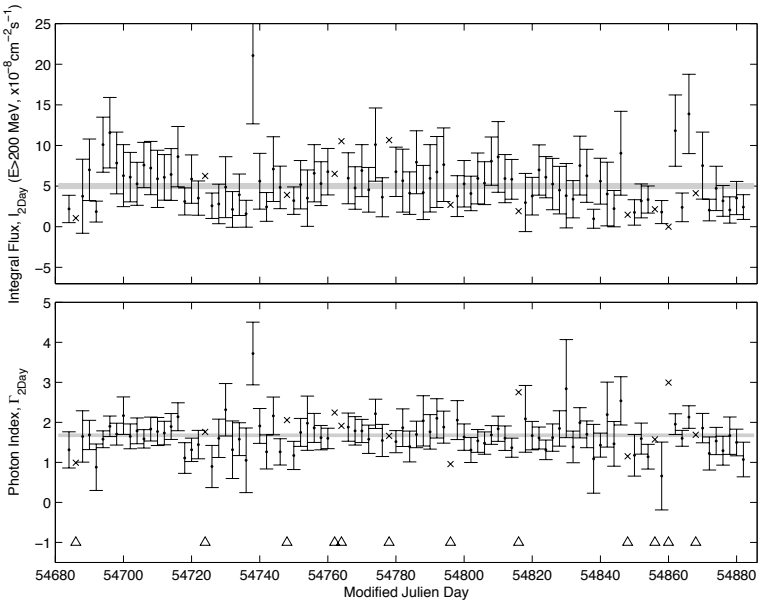


FIGURE 4.18 En haut, courbe de lumière de PG 1553+113 sur les 6.7 premiers mois de mission *Fermi*. Chaque point représente deux jours de données. Les symboles "x" représentent les intervalles dans lesquels des problèmes de minimisation ont été rencontrés, ces intervalles sont aussi repérés par un triangle. Les données ont été ajustées avec une loi de puissance et, en bas, on présente l'indice spectral correspondant en fonction du temps.

Afin d'ajuster les données en rayons X, seule la partie à haute énergie de N_e a été modifiée, changeant directement le flux et l'indice spectral au dessus de 2 keV. Pour tous les calculs, les paramètres décrivant la partie à basse énergie de la distribution d'électrons reste inchangés :

- les paramètres p_1 et p_2 (indices spectraux) restent constants d'un modèle à l'autre (sauf pour les données *Suzaku*),
- la valeur de l'énergie γ_1 ne change pas sauf pour l'état le plus bas mesuré en rayons X (*Swift*-magenta).

Comme pour PKS 2155-304, très peu de variabilité au niveau de la bosse Compton inverse est induite par ces changements. Ceci permettant de reproduire la grande variabilité entre 2–10 keV qui ne se reflète pas dans la partie à haute ou très haute énergie.

4.3.2 Comparaison Thomson et KN

Ainsi, les paramètres utilisés dans le modèle SSC reproduisent de façon satisfaisante la SED de PG 1553+113. Notamment, la différence apparente entre la variabilité importante dans le domaine des rayons X et un flux au dessus de 200 MeV qui varie peu, voire pas ($F_{var} < 0.078\%$ dans la gamme

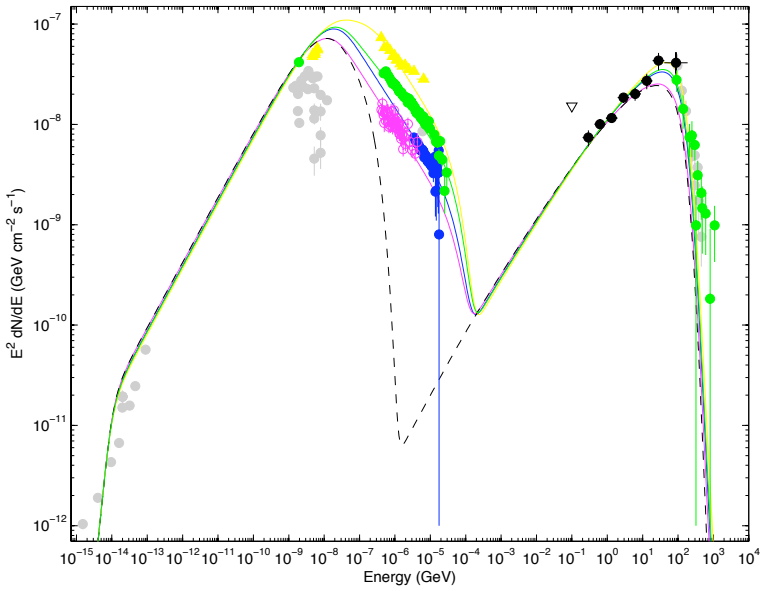


FIGURE 4.19 SED de PG 1553+113 ajustée avec le modèle SSC rendant compte d'un état de flux en rayons X. Les données entre 2–10 keV ont été corrigées par une densité colonne $N_H = 3.67 \times 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-2}$. Les points noirs sont les données obtenues par *Fermi*. En jaune et en magenta, les données de *Swift*-XRT, en vert, celles de *Suzaku*. Enfin les données bleues ont été obtenues par *RXTE*. Des données d'archives, en gris, sont aussi présentées dont les références peuvent être trouvées dans Abdo et al. (2010c).

en énergie de *Fermi* et $\Delta F(E > 200\mathrm{GeV}) = 1.6 \pm 0.8 \times 10^{-11}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$).

Deux effets peuvent expliquer ce manque de corrélation X–TeV dans notre calcul :

- le nombre d'électrons à haute énergie trop petit pour avoir un impact significatif sur l'émission au TeV,
- les effets KN de réduction de la section efficace.

Afin de tester quelle hypothèse est la bonne, les paramètres décrivant les données *Swift*-XRT de 2009 (en magenta sur la figure 4.19) ont été utilisées. Elles présentent l'avantage d'être simultanées avec les données *Fermi* et surtout représentent le flux le plus faible entre 2–10 keV présent dans cette étude. Ce calcul "*Swift*-XRT magenta" sera notre modèle de base.

Pour connaître l'impact des effets KN, nous avons remplacé le calcul prenant en compte les effets KN par la section efficace Thomson (équation 4.45).

Les électrons produisant les rayons X sont les plus énergétiques ($\gamma > \gamma_2$). Afin de mesurer leur contribution au flux par Compton inverse, ils ne sont pas pris en compte et le flux obtenu est matérialisé par les lignes en tiret noir dans la figure 4.17. Les SED correspondantes sont présentées en figure 4.20.

Table 4.4. Paramètres des distributions d'électrons utilisées dans le modèle SSC. Celles-ci sont décrites par une triple loi de puissance et le jeu de données ajustées est nommé en entête de colonne.

Paramètres	*RXTE* (Bleu)	*Swift*-XRT (Jaune)	*Suzaku* (Vert)	*Swift*-XRT (Magenta)	Sans X (Noir)
p_1	1.70	1.70	1.70	1.70	1.70
p_2	3.00	3.00	2.70	3.00	3.00
p_3	4.10	4.10	3.90	4.10	—
$\gamma_{max} \times 10^6$	3.16	3.16	3.16	3.16	0.20
$\gamma_1 \times 10^4$	6.59	6.59	6.59	5.07	5.71
$\gamma_2 \times 10^4$	7.61	22.8	7.61	6.59	—
$D_{tot} \times 10^{54}$	4.00	3.70	3.93	4.28	4.32

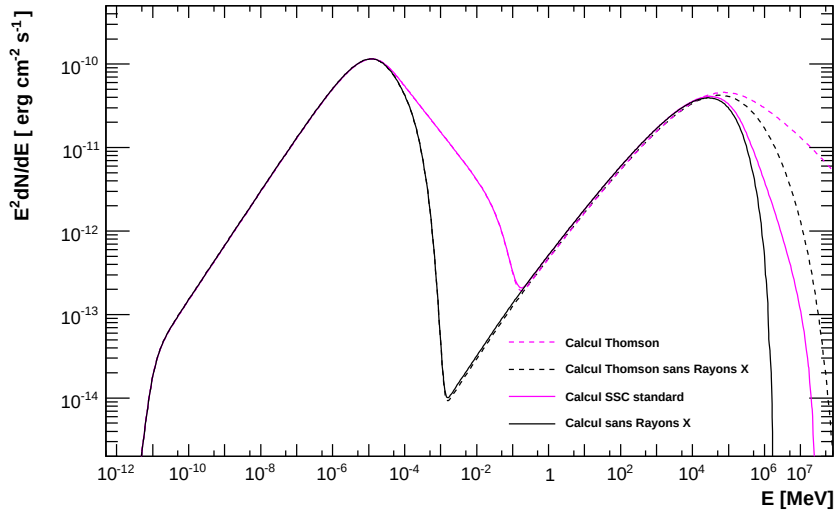


FIGURE 4.20 Résultats des différents calculs SSC. En magenta, le calcul avec les paramètres du modèle de base "*Swift*-XRT magenta". La ligne magenta pointillée donne le flux obtenu avec les mêmes paramètres mais dans l'approximation Thomson. La ligne noire est obtenue lorsque les électrons de plus haute énergie ($\gamma > \gamma_2$) sont omis du calcul.

On remarque que la différence entre l'approximation Thomson et le cas où les effets KN sont pris en compte est apparente dans le domaine du TeV seulement et se traduit par un flux nettement plus grand. Le rapport entre les différents flux obtenus permet d'être plus quantitatif, ce rapport

est présenté en figure 4.21. Explicitons la signification de ces résultats :

- la courbe bleue présente le rapport entre le modèle "*Swift*-XRT magenta" avec la section efficace Thomson et celui avec les effets KN. Apparaissent ici les effets de réduction de la section efficace impactant le flux.
- la courbe rouge est le rapport entre le modèle sans électron produisant des rayons X ($\gamma > \gamma_2$) et le modèle "*Swift*-XRT magenta". Dans ce cas, c'est le flux produit par ces électrons qui est mis en avant.

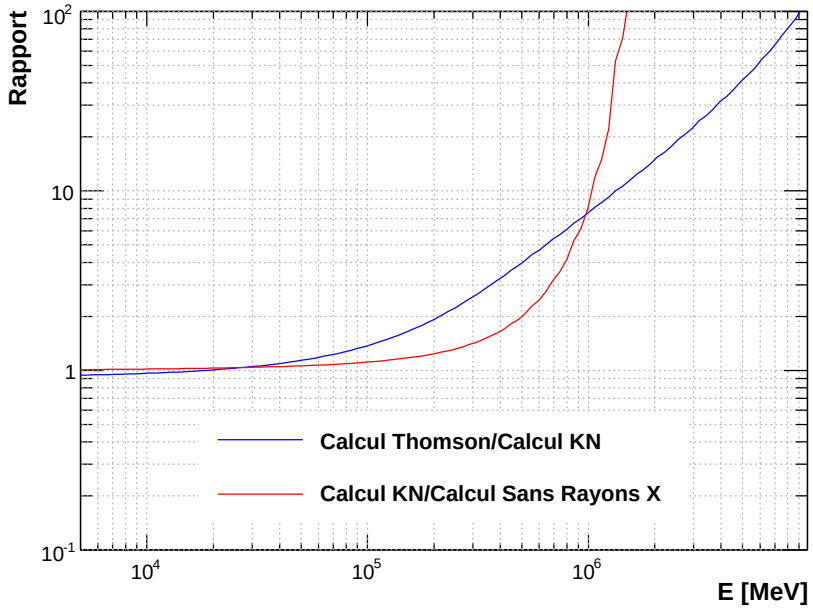


FIGURE 4.21 Rapport entre les différents flux présentés en figure 4.20 (voir texte).

Au dessous de 1 TeV, l'effet dominant est celui de la diminution de la section efficace. Le changement de régime s'opérant au dessus de cette énergie. Pour un NAG tel que PG 1553+113, les instruments actuels (HESS, MAGIC ou VERITAS) ne sont pas assez sensibles pour explorer de façon précise cette bande en énergie alors que la source est dans un état bas. Ainsi, l'effet prédominant et visible est dû au fait que les électrons produisant des rayons X, rayonnent par Compton inverse dans le régime KN.

Autrement dit, les effets KN ont bien un rôle majeur dans notre modélisation de PG 1553+113 et ceci permet d'expliquer la différence de variabilité entre la bande 2–10 keV et le flux dans le domaine du TeV.

4.4 Conclusion

Le modèle SSC est un modèle d'émission très simple dans sa formulation mais qui permet de rendre compte des SED des BL Lac de façon satisfaisante. De plus, son petit nombre de paramètres permet de pouvoir étudier les effets fondamentaux du changement de certains paramètres ou encore des processus d'émission.

Pour la première fois, une campagne conjointe HESS/*Fermi* a été menée sur le NAG PKS 2155-304. Dans un état bas, cet objet a montré des variations corrélées entre le flux optique et le flux TeV d'une part et le flux en rayon X et l'indice spectral mesuré par *Fermi* d'autre part. Ces corrélations n'ont jamais été observées auparavant et donnent un nouvel éclairage sur les mécanismes d'émission dans le jet mais restent toutefois à confirmer. La SED a été ajustée avec notre modèle SSC et il a été montré qu'une variation de 100% du flux en rayon X n'affectait pratiquement pas le flux au dessus de 200 GeV. Ceci permet d'expliquer la non corrélation entre ces deux bandes en énergie observée ici et par le passé. Avec notre jeu de paramètres, les photons cibles diffusés jusqu'au TeV par Compton inverse sont les mêmes que ceux vus en radio ou en optique. Ceci pouvant être une explication à la corrélation Optique–TeV.

Afin de confirmer que ce comportement peut s'appliquer à d'autres HBL, le cas de PG 1553+113 a été étudié. Malgré une grande variété de flux dans le domaine X, PG 1553+113 montre peu ou pas de variabilité à haute énergie. Notre modèle a pu être ajusté aux données et nous avons montré que les effets KN permettaient d'expliquer ce fait.

De cette étude, il est possible de conclure que :

- les effets KN ont un rôle important dans les processus d'émission des sources étudiées, supprimant l'émission des électrons de plus haute énergie. Ainsi, si l'on veut connaître la distribution énergétique de ces électrons, il faut se tourner vers des observations en rayons X et non pas vers les photons de très haute énergie.
- la prochaine génération de télescopes Tcherenkov, CTA et AGIS (Doro & CTA consortium, 2009; Maier & the AGIS Collaboration, 2009) aura une gamme en énergie étendue au dessus de 10 TeV et une sensibilité nettement accrue. Dès lors, on peut imaginer être capable de mesurer des variations du flux au dessus de 1 TeV pour PKS 2155-304 ou PG 1553+113 dans l'état bas. A cette énergie, la variation du nombre d'électrons devrait être prépondérante par rapport aux effets KN. Une corrélation X–TeV pourrait être alors trouvée pour ces objets, même dans l'état bas.

Chapitre 5

Observations conjointes de PKS 2155-304 avec *RXTE* et *Fermi*

5.1 Enjeux d'une campagne *RXTE-Fermi*

Une campagne d'observations conjointes *RXTE-Fermi* du HBL PKS 2155-304 s'est déroulée entre mai 2009 et décembre 2009.

Le but d'une telle campagne est de caractériser la variabilité de PKS 2155-304 sur des échelles de temps allant du jour au mois dans deux domaines en énergie et de chercher comment ils sont liés. Bien que le lien entre les rayons X et l'émission au dessus de 200 GeV pour ce type de sources soit étudié intensément grâce à la dernière génération de télescopes Tcherenkov, le lien entre les rayons X et les photons entre 200 MeV et 300 GeV reste méconnu. Avec des données entre 2–10 keV et entre 200 MeV–300 GeV, il est possible d'étudier à la fois la partie haute énergie de l'émission synchrotron et la partie basse énergie de l'émission Compton inverse.

5.2 Analyse spectrale

5.2.1 Résultats

Les données du LAT prises entre MJD 54897-55196 (du 7 mai 2009 au 31 décembre 2009) ont été analysées avec les `ST V9R16` en suivant la méthode décrite dans le chapitre 2. Les évènements de la classe `DIFFUSE`, entre 200 MeV et 300 GeV ont été sélectionnés dans une ROI de 10 degrés autour des coordonnées de PKS 2155-304. La réponse instrumentale du LAT est prise en compte au travers des IRFs `P6_V3`.

La figure 5.1 présente deux cartes en coup d'une région de 4° de rayons autour des coordonnées de PKS 2155-304 dans la bande en énergie 200 MeV-

300 GeV et 1 GeV-300 GeV, mettant en évidence la meilleure PSF du LAT à haute énergie.

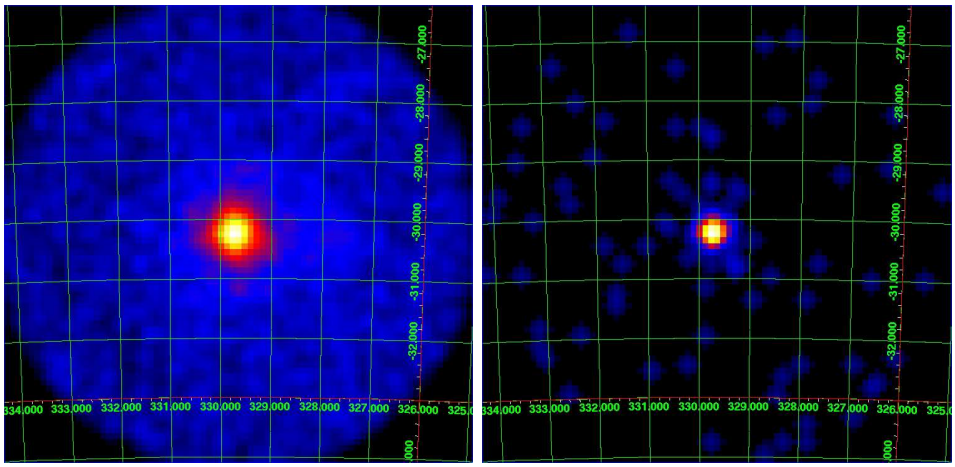


FIGURE 5.1 Carte en nombre de photons de 80 pixels de côté, lissée par une gaussienne d'une taille de 2 pixels. La région, d'un rayon de 4°, est centrée sur les coordonnées de PKS 2155-304 en projection Hammer-Aitoff. À gauche, on a utilisé les photons entre 200 MeV et 300 GeV, et à droite entre 1 GeV et 300 GeV.

Le modèle de ciel comprend toutes les sources ponctuelles présentes dans le catalogue de *Fermi* (The Fermi-LAT Collaboration, 2010), ainsi que les fonds galactique et extragalactique. Le catalogue a été élaboré avec les données prises entre MJD 54682-55016 (du 4 août 2008 au 4 juillet 2009) soit une période de 11 mois ne comprenant pas la totalité de la campagne présentée ici. Le modèle de ciel a donc été complété en utilisant une carte de TS (chapitre 2), révélant la présence de deux nouvelles sources ponctuelles dont les positions exactes ont été déterminées avec l'outil `gtfindsrc`. Ces sources ont été ajoutées au modèle de ciel et l'analyse montre qu'elles ont des TS respectifs de 302.10 et 53.57.

Sur la durée de la campagne, le spectre est compatible avec une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 1.92 \pm 0.02$ pour un flux intégré au dessus de 200 MeV de $I_0 = (1.02 \pm 0.03) \times 10^{-7} \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$. Le contour à 1σ est montré dans la figure 5.2 ainsi que des points de mesure obtenus par l'analyse standard en sélectionnant les photons entre deux seuils en énergie.

Bien que les données ne soient pas simultanées, le flux mesuré par *Fermi* durant cette campagne est similaire à celui d'août 2008, ce qui permet de comparer le spectre GeV de cette campagne 2009 et le spectre reporté par HESS en août 2008.

PKS 2155-304 présente une cassure spectrale entre le domaine du GeV et le domaine du TeV de $\Delta\Gamma = 1.42 \pm 0.05$, compatible avec celle obtenue dans le chapitre 3.

Le contour d'erreur a été étendu et corrigé pour l'absorption EBL suivant la méthode décrite dans le chapitre 3. L'extrapolation au dessus de 200 GeV prédit un flux supérieur ($\phi_{\rm ext} = 0.38\phi_{\rm Crab}$) à celui mesuré par HESS en août 2008 (chapitre 4).

Une déviation du spectre à la loi de puissance, intrinsèque à la source, est nécessaire afin de rendre compte de la différence entre l'extrapolation des données *Fermi* et le spectre mesuré aux THE. Le spectre reporté entre MJD 54688 et MJD 55087 (Sanchez & Giebels, 2009) est compatible avec une fonction logparabole indiquant que le pic à haute énergie (dans la représentation $\nu F(\nu)$) se situe aux alentours d'une vingtaine de GeV et l'extrapolation de ce spectre au dessus de 200 GeV est en meilleur accord avec les mesures faites aux THE. Malheureusement, les intervalles de temps différents utilisés et la variabilité de la source ne permettent pas d'arriver à la même conclusion.

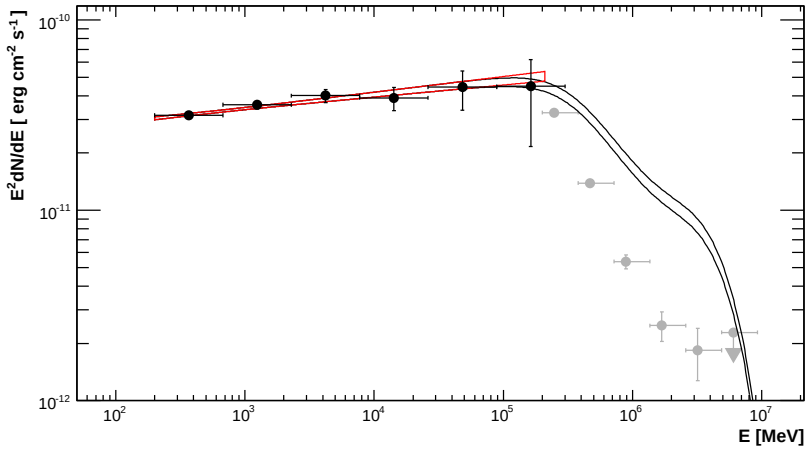


FIGURE 5.2 SED de PKS 2155-304 obtenue avec le LAT. Le contour d'erreur à 1σ est en rouge et a été extrapolé au dessus de 200 GeV (courbe noire). Les points noirs ont été obtenus par une analyse standard. Les barres horizontales présentent la bande en énergie utilisée et les barres verticales donnent les erreurs statistiques. Les points gris sont les données HESS prises durant la campagne d'observations d'août 2008.

Les données RXTE, prises durant la campagne à raison d'une observation de 4 ks tous les 3 jours environ, correspondent à une exposition totale de 2.9×10^5 secondes.

Le spectre en rayons X, obtenu en analysant les données de *RXTE* entre 2 et 10 keV avec le programme `XSPEC` (Arnaud, 1996), est compatible avec une loi de puissance brisée dont l'indice en dessous de l'énergie de cassure $E_c = 4.33 \pm 0.33$ keV est $\Gamma_1 = 2.81 \pm 0.14$. Au dessus de cette énergie E_c, l'indice spectral est $\Gamma_2 = 3.23 \pm 0.04$. Le flux total est de $(1.778 \pm 0.003) \times$

10^{-11} erg cm^{-2} s^{-1} ce qui est 2.8 fois plus petit que celui mesuré en août 2008.

5.2.2 Modélisation de la SED moyennée dans le temps

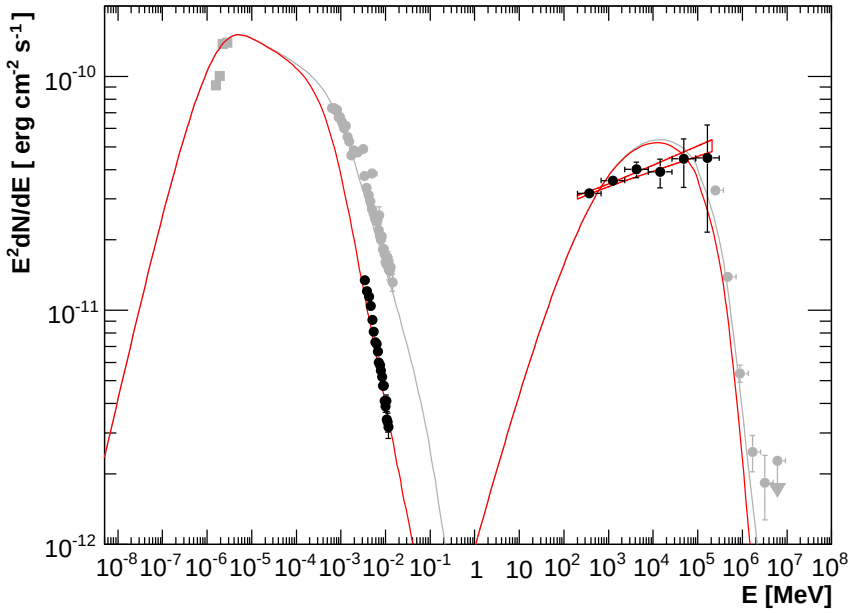


FIGURE 5.3 SED de PKS 2155-304, les points noirs sont les données *RXTE* et *Fermi* obtenus durant la campagne décrite dans ce chapitre et les points gris sont ceux obtenus durant la campagne de 2008 obtenus par ATOM pour l'optique, *RXTE* pour les rayons X et HESS pour les points au TeV. La ligne rouge est le résultat du calcul SSC.

La SED moyennée dans le temps est présentée en figure 5.3 durant cette campagne d'observation (noir). A titre de comparaison, la SED d'août 2008 est donnée (point gris).

Les données de la campagne *RXTE-Fermi* 2009 ont été ajustées avec le modèle SSC décrit dans le chapitre 4. Les paramètres utilisés (B, R, δ) sont identiques à ceux ajustant les données 2008 et la distribution d'électrons est une nouvelle fois décrite par une triple loi de puissance d'indice p_0, p_1, p_2 entre $\gamma = 1\,\gamma_1\,\gamma_2$. Les paramètres de la distribution d'électrons des deux modèles sont résumés dans le tableau 5.1. Seuls l'indice spectral p_2 et la valeur de γ_2 sont différents d'un modèle à l'autre, permettant de tenir compte des nouvelles données entre 2–10 keV sans affecter le flux au dessus de 200 MeV.

Paramètre	Valeur août 2008	Valeur 2009
p_1	1.3	1.3
p_2	3.2	3.2
p_3	4.2	5.0
γ_1	1.4×10^4	1.4×10^4
γ_2	2.3×10^5	1.7×10^5
$\gamma_{\max}$	3.1×10^6	3.1×10^6

TABLE 5.1 Paramètres décrivant les distributions d'électrons utilisées pour l'ajustement de la SED de PKS 2155-304 en août 2008 et durant l'année 2009.

5.3 Étude temporelle

5.3.1 Courbes de lumière et variabilité

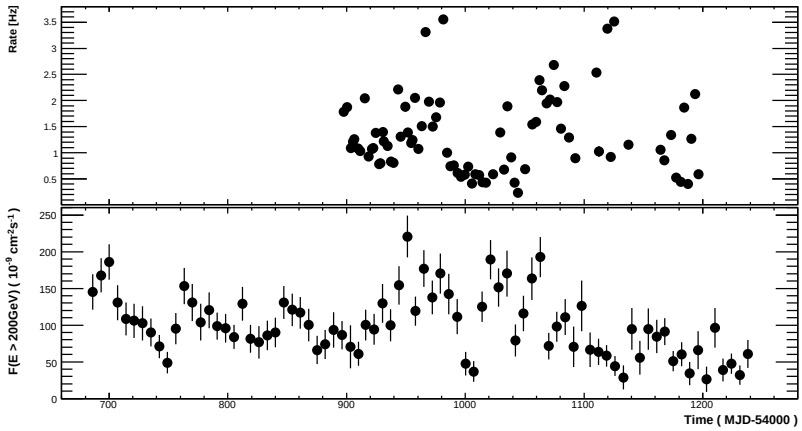


FIGURE 5.4 Courbes de lumière de PKS 2155-304. En haut, le flux en rayons X avec un point par observation. En bas, la courbe de lumière *Fermi* avec un point pour 7 jours d'intégration. Les barres verticales donnent les erreurs statistiques.

Entre 200 MeV et 300 GeV, la courbe de lumière a été calculée depuis le début de la mission *Fermi* soit MJD 54682 (4 août 2008) jusqu'à MJD 55244 (17 février 2010). Afin de mesurer de manière suffisamment précise le flux de PKS 2155-304, on a défini des intervalles en temps d'une semaine permettant ainsi d'avoir une courbe de lumière avec 79 points et effectué l'analyse avec `gtlike` (figure 5.4, en bas).

Le flux dans la gamme en énergie du LAT est variable, l'ajustement avec une fonction constante menant à une probabilité de χ^2 inférieure à 0.001 et $F_{\rm var} = 0.36 \pm 0.03$. Des courbes de lumière en dessous et au dessus de 1 GeV ont aussi été calculées (figure 5.5) et on obtient $F_{\rm var}^{<1{\rm GeV}} = 0.37 \pm 0.03$ et

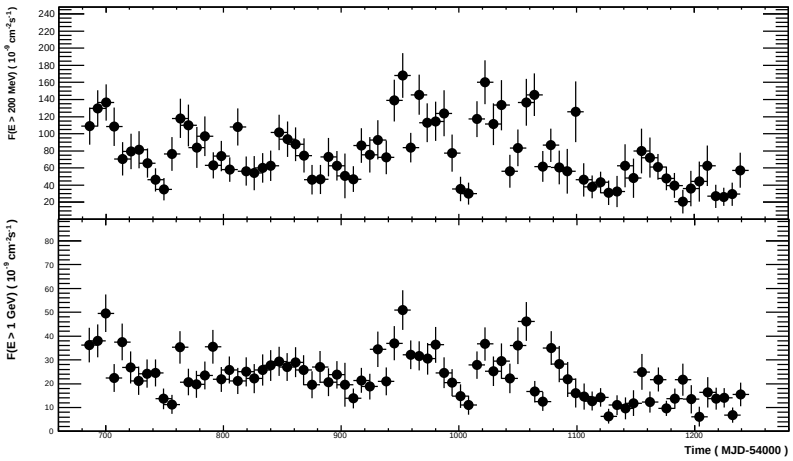


FIGURE 5.5 Courbes de lumière de PKS 2155-304 entre MJD 54686 et MJD 55120 obtenues avec le LAT entre 200 MeV–1 GeV et 1 GeV–300 GeV. Chaque point représente une semaine d'intégration. Les barres d'erreurs verticales sont statistiques.

$F_{var}^{>1GeV} = 0.33 \pm 0.03$. Ainsi, aucune différence de variabilité n'est mesurée dans les deux bandes en énergie pour des intervalles de 7 jours.

Dans le but d'étudier des variations sur des échelles de temps plus petites que la semaine, nous avons aussi calculé la courbe de lumière avec des intervalles de 3 jours mais en utilisant la méthode de la photométrie (chapitre 2) pour éviter les problèmes de convergence de la méthode de maximisation de vraisemblance. L'excès de variance normalisée est dans ce cas $F_{var} = 0.32 \pm 0.03$. Avec des intervalles en temps aussi petits, aucune variabilité n'a pu être mesurée entre 200 MeV et 1 GeV d'une part et entre 1 GeV et 300 GeV d'autre part.

La courbe de lumière de PKS 2155-304 entre 2–10 keV, donnée en figure 5.4 (en haut), est obtenue en calculant le flux pour chaque observation pointée. L'émission en rayons X est variable, la probabilité de χ^2 lors de l'ajustement avec une fonction constante est inférieure à 0.001 et $F_{var} = 0.550 \pm 0.004$.

La figure 5.6 présente la valeur de F_{var} en fonction de l'énergie du rayonnement pour des courbes de lumière avec des pas de temps de 3 jours (points rouges) et 7 jours (points noirs). Les valeurs de F_{var} obtenues pendant la campagne d'août 2008 sont aussi données (gris).

La gamme de *RXTE* a été divisée en 3 bandes en énergie : 2–4.1 keV, 4.1–7.3 keV et 7.3–14 keV, définies pour assurer un ratio signal sur bruit suffisant. Pour les deux pas de temps, F_{var} augmente avec l'énergie du rayonnement X. La valeur $F_{var}(E)$ peut être ajustée par une loi de puissance :

$$\mathrm{F_{var}}(E) \propto E^{\kappa} \tag{5.1}$$

L'indice de cette loi de puissance est $\kappa = 0.24 \pm 0.02$ pour des intervalles de 7 jours et $\kappa = 0.26 \pm 0.03$ pour 3 jours. Une extrapolation de cette loi de puissance dans le domaine de l'optique semble être en bon accord avec la valeur de $\mathrm{F_{var}}$ obtenue en 2008. Néanmoins, ceci est à prendre avec précaution car les données ne sont pas simultanées et, de plus, calculées sur des intervalles en temps différents.

Une telle dépendance de $\mathrm{F_{var}}(E)$ fut déjà observée pour PKS 2155-304 (Maraschi et al., 2002) et aussi pour Markarian 421 (Giebels et al., 2007). Pour ce dernier, la valeur de κ était 0.24 ± 0.01 proche des valeurs obtenues ici.

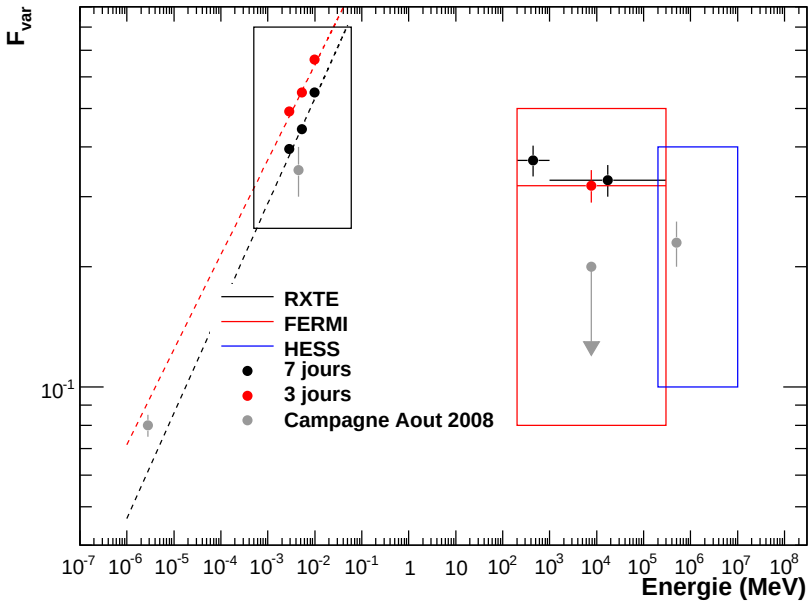


FIGURE 5.6 $\mathrm{F_{var}}$ en fonction de l'énergie. Les points noirs sont obtenus avec une courbe de lumière dont les intervalles sont de 7 jours et 3 jours pour les points rouges. Les boîtes donnent grossièrement les gammes en énergie de *RXTE* (noir), *Fermi* (rouge) et HESS (bleu). Les points gris sont les résultats de la campagne d'août 2008 avec des intervalles de 1 jour.

5.3.2 Corrélation

La méthode de calcul des courbes de lumière par photométrie est plus souple que la méthode `gtlike` et permet, entre autres, de facilement calculer

le flux dans des intervalles en temps centrés sur les observations faites par *RXTE*.

Les deux courbes de lumière ainsi obtenues, superposées en figure 5.7 (en haut), ne sont pas corrélées puisque $\rho = 0.19 \pm 0.06$, (en bas). Néanmoins, on note que si on ne tient pas compte des périodes où le flux en rayons X est supérieur à 2.5 Hz (points rouges sur la figure 5.7), le coefficient de corrélation augmente sensiblement $\rho = 0.37 \pm 0.06$ correspondant à une significativité de 6σ.

Afin d'étudier plus en détail cette corrélation, des intervalles de temps durant lesquels le flux en rayons X était entre deux seuils ont été définis et utilisés afin de mener une analyse *Fermi* standard. La figure 5.8 illustre cette méthode. En haut, on rappelle la courbe de lumière en rayons X et on montre les deux seuils utilisés pour cet exemple (lignes rouge et bleu). Les intervalles de temps obtenus sont donnés dans le panel du bas, et ont été définis dans l'analyse *Fermi* avec `gtmktime` (chapitre 2).

Trois différents découpages ont été définis, donnant respectivement 4, 7 et 11 intervalles en flux X. Les résultats sont présentés en figure 5.9. Les 3 découpages donnent des résultats similaires. Les émissions X et GeV semblent corrélées lorsque le flux en rayon X est faible. Ce n'est plus le cas à plus haut flux X, la transition apparaissant à un seuil de 1.7 coups par seconde.

Cette étude de la corrélation X–GeV montre un comportement complexe du flux au dessus de 200 MeV avec la valeur du flux en rayons X, par ailleurs resté relativement bas durant la campagne. Plus de données doivent donc être acquises, afin notamment d'étudier une possible corrélation entre les deux gammes en énergie durant un épisode éruptif.

5.3.3 Courbes de lumière sur-échantillonnées

Intérêts

Les intervalles en temps de 7 ou 3 jours permettent d'avoir une bonne précision sur la mesure du flux mais restent pénalisant dans l'étude des caractéristiques de la courbe de lumière à des échelles de temps plus petites ($\approx$ 1 jour) et notamment dans la recherche d'un possible délai entre l'émission vue par le LAT en dessous et au dessus de 1 GeV. Un tel délai peut être le signe de l'accélération des électrons, dans le cas où les photons de basse énergie arrivent avant ceux de haute énergie, ou du refroidissement dans le cas contraire. Il est toutefois possible de caractériser un décalage avec une précision meilleure que la taille de l'intervalle.

Définitions

Notons $\{x(i, \delta t)\}$ une série temporelle échantillonnée sur un pas de temps δt. Il est possible de construire M autres séries $X_M(j, \Delta t)$ avec un pas de

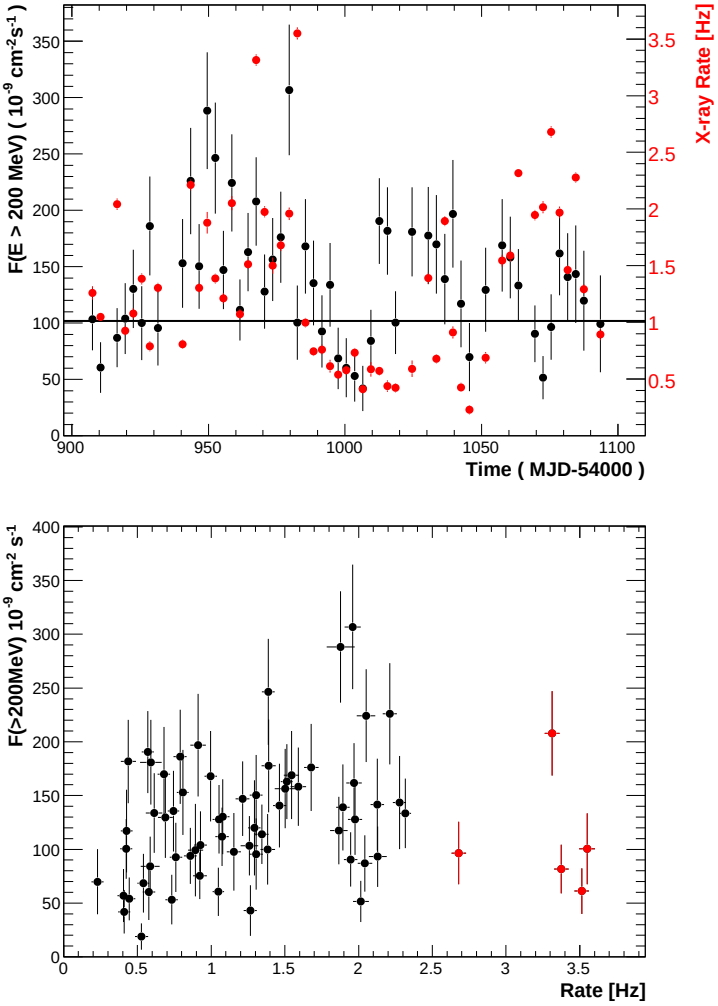


FIGURE 5.7 En haut, courbe de lumière *Fermi*, au dessus de 200 MeV, obtenue par photométrie (points noirs) et centrée sur les observations en rayons X (points rouges). La ligne noire présent le flux moyen sur la campagne. En bas, le flux γ en fonction du flux X, la corrélation est de $\rho = 0.19 \pm 0.06$. Si l'on omet les points rouges, on obtient une corrélation de $\rho = 0.37 \pm 0.06$.

temps $\Delta t = M\delta t$ et décalées les unes par rapport aux autres de δt :

$$X_M(j, \Delta t) = \sum_{j=i+m}^{(i+1)M+m-1} x(j, \delta t) \tag{5.2}$$

où m varie de 1 à M. La figure 5.10 donne un schéma explicatif avec $M = 5$.

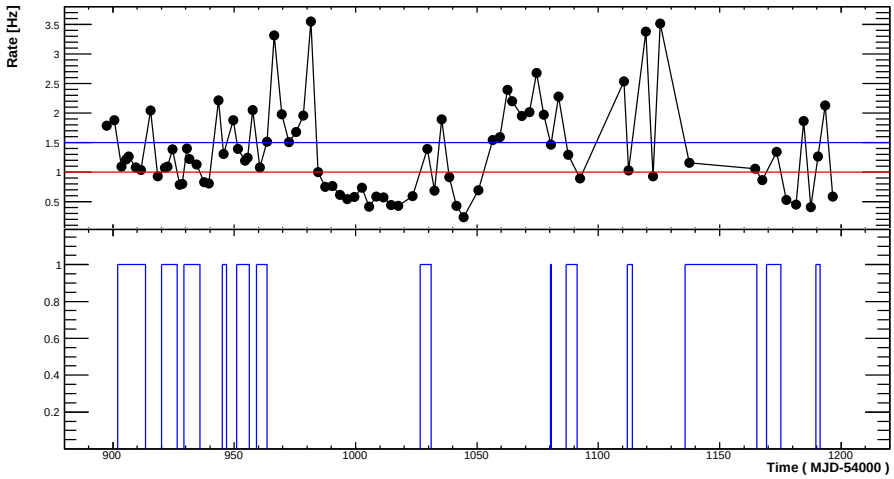


FIGURE 5.8 Illustration de la définition des intervalles en temps à partir du flux en rayons X. La courbe de lumière entre 2-10 keV est en haut, ainsi que les seuils en flux utilisés (lignes rouge et bleu). En bas, sont représentés les intervalles en temps obtenus.

Dans la suite les lettres en majuscules désignent les séries sur-échantillonnées et les lettres en minuscules la série originelle.

Considérons une valeur caractéristique de la série $\Lambda(\delta t)$ obtenue par un calcul noté $\Lambda(\delta t) = F(x(i, \delta t))$. Afin de tenir compte de toute la statistique disponible, il est possible de calculer la valeur de Λ sur les M séries X_M. Pour obtenir la valeur du paramètre sur une échelle de temps Δt, il suffit de faire la moyenne (Li et al., 2004) :

$$\Lambda(\Delta t) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^{M} F(X_M(m, \delta t)) \tag{5.3}$$

Application à l'auto-corrélation

La fonction d'auto-corrélation (CCF) entre deux séries temporelles u et v de moyenne nulle est :

$$\mathrm{CCF}(k) = \sum_i u(i)v(i+k)/\sigma(u)\sigma(v) \quad (k = 1, \pm 1, \cdots) \tag{5.4}$$

où $\sigma(u)$ (resp. $\sigma(v)$) est l'écart type de u (resp. v). La CCF permet de calculer la corrélation entre les deux séries u et v en fonction du délai τ entre ces séries et de calculer un possible retard.

En appliquant la méthode décrite précédemment, il est possible de calculer un décalage dans le temps plus petit que le temps d'échantillonnage Δt.

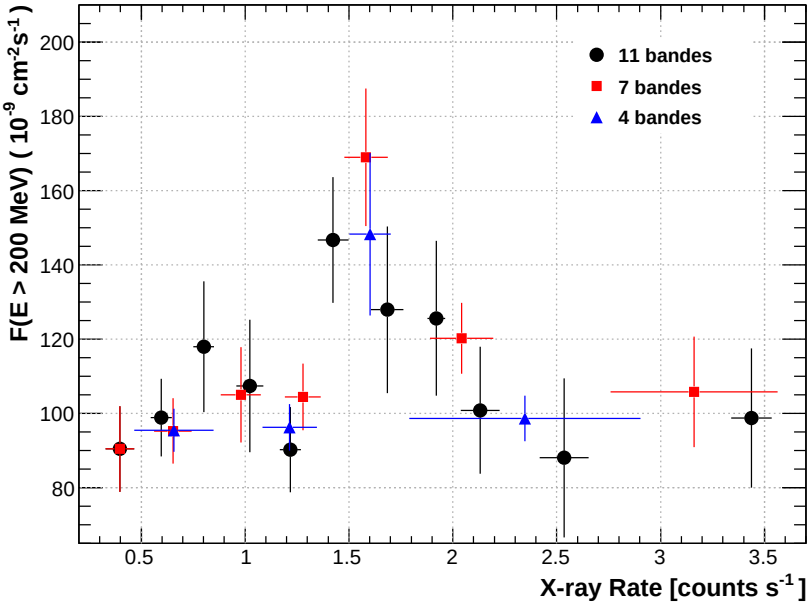


FIGURE 5.9 Flux au dessus de 200 MeV en fonction du taux de comptage en rayons X. Ce résultat a été obtenu en définissant des intervalles en temps à partir de la courbe de lumière en rayons X, découpée en 4 (triangles bleus), 7 (carrés rouges) et 11 (points noirs) bandes en flux. L'erreur sur le flux au dessus de 200 MeV est statistique alors que celle en rayons X est la variance dans la bande en flux considérée.

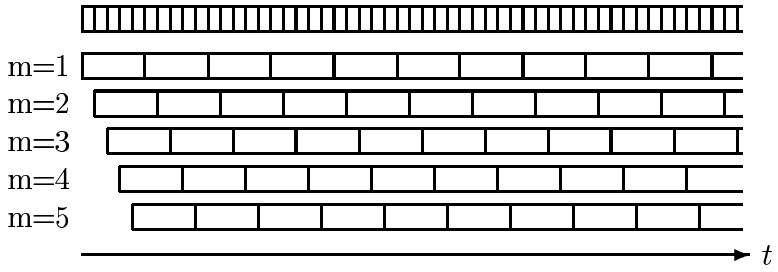


FIGURE 5.10 Schéma illustratif de la méthode de sur-échantillonnage tiré de (Li et al., 2004). Les séries $X_M(j, \Delta t)$ sont construites en moyennant la série $\{x(i, \delta t)\}$ et un décalage δt est présent entre deux séries X_M consécutives.

Li et al. (2004) ont défini la fonction d'auto-corrélation modifiée (MCCF) par :

$$\mathrm{MCCF}(k) = \frac{1}{L} \sum_{m=1}^{L} \sum_{i} U_m(i) V_{m+k}(i) / \sigma(U)\sigma(V) \tag{5.5}$$

Une application de la MCCF par Aharonian et al. (2008b) a permis de contraindre l'échelle d'énergie à laquelle pourrait apparaître la violation de l'invariance de Lorentz. Des intervalles $\Delta t = 2$ minutes et un décalage entre deux courbes de lumière de $\delta t = 5$ secondes ont été utilisés permettant de mesurer un décalage de 25 ± 28 secondes entre les courbes de lumière en dessous et au dessus de 800 GeV.

La comparaison des deux quantités, CCF et MCCF, a été faite sur des courbes de lumière simulant 600 jours d'observation avec une mesure par jour (série u). La série v est obtenue en introduisant un décalage artificiel $\tau = 10$ jours. Pour différentes tailles de sur-échantillonnage M, la CCF et la MCCF, ainsi que le délai, ont été calculés et les résultats sont donnés en figure 5.11.

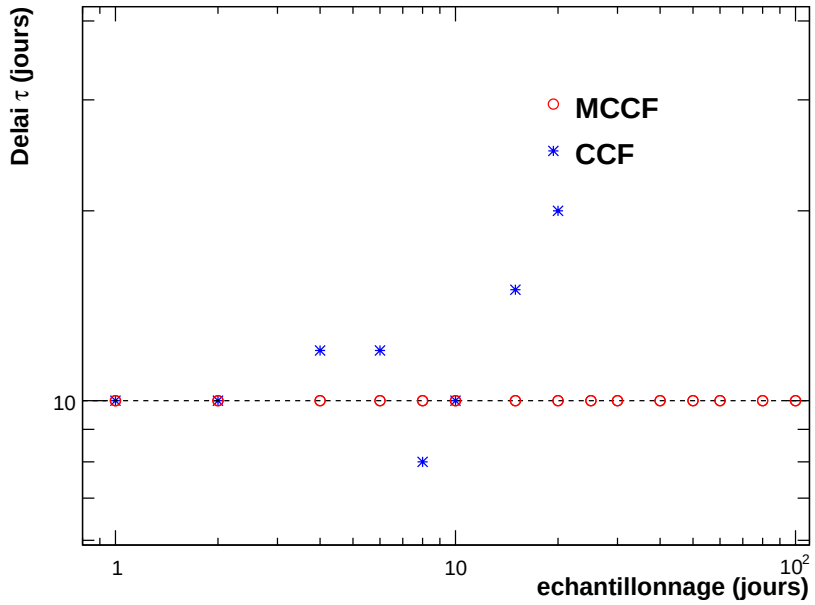


FIGURE 5.11 Comparaison des délais obtenus par la CCF (étoiles bleues) et la MCCF (cercles rouges) sur des courbes de lumière simulées, avec un décalage de 10 jours entre elles. La ligne en tirets donne le décalage simulé.

Cela illustre que la MCCF permet de déterminer le décalage τ même si le pas de l'échantillonnage Δt est supérieur à τ.

Données *Fermi*

Dans le cas des données *Fermi*, la série $\{x_i\}$ est la courbe de lumière journalière $\phi_i(t)$, qui n'est pas accessible par l'analyse. De ce fait, la philosophie du calcul change légèrement. Il est néanmoins possible de calculer les séries X_M sous la forme de M courbes de lumière $\Phi_m(t)$ avec un pas de

temps $\Delta t = 7$ jours et la courbe de lumière Φ_i est décalée dans le temps de $\delta t = 1$ jour par rapport à Φ_{i+1}. L'ensemble des $\Phi_m(t)$ est une courbe de lumière *sur-échantillonnée*.

La figure 5.12 présente la courbe de lumière entre 200 MeV et 300 GeV sur-échantillonnée.

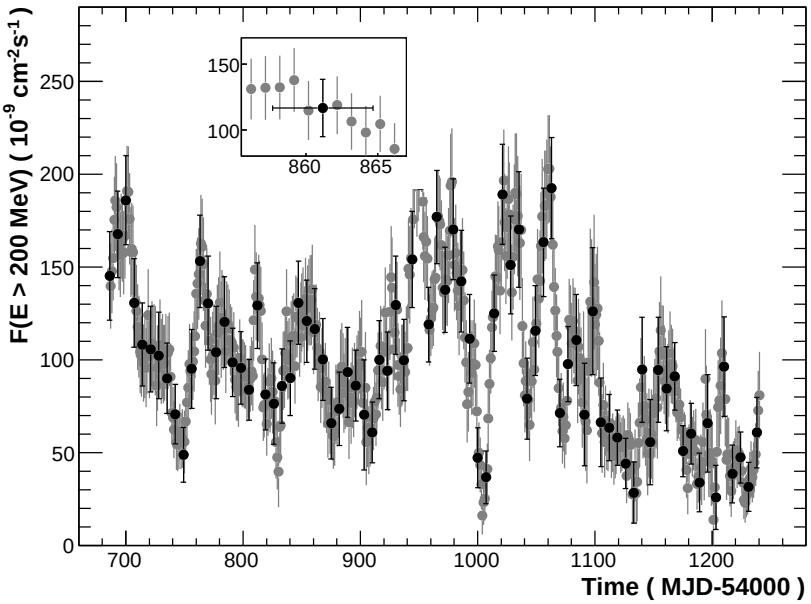


FIGURE 5.12 Courbe de lumière sur-échantillonnée avec en noir une courbe $\Phi_m(t)$ et en gris l'ensemble des courbes $\Phi_m(t)$.

Afin de calculer la MCCF, les courbes de lumière sur-échantillonnées, entre 200 MeV et 1 GeV d'un côté et 1 GeV et 300 GeV de l'autre, ont été produites avec une analyse `gtlike`. Pour comparaison, la CCF a été aussi utilisée sur les courbes de lumière non sur-échantillonnées. La figure 5.13 présente les valeurs de la CCF et de la MCCF pour différents délais. Par construction, la CCF est calculée pour des valeurs de τ proportionnelles à 7 jours alors que la MCCF est évaluée pour des décalages τ proportionnels à 1 jour.

Afin de pouvoir mesurer un délai entre les deux bandes en énergie, il faut prendre en compte l'erreur sur la mesure du flux $\Delta\Phi$. Pour cela, une variable gaussienne a été tirée pour chaque point de courbe de lumière sur-échantillonnée avec pour moyenne le flux Φ et pour dispersion l'erreur associée $\Delta\Phi$ (annexe E). Pour cette nouvelle courbe de lumière sur-échantillonnée, on évalue la MCCF et la CCF et on détermine le délai mesuré par ces deux quantités. L'opération est répétée 10000 fois et les histogrammes des décalages ainsi obtenus sont donnés en figure 5.14. L'ajustement avec

une gaussienne donne ainsi le décalage et l'erreur.

On arrive à $\tau_{\mathrm{CCF}} = -0.9 \pm 2.8$ et $\tau_{MCCF} = 0.3 \pm 1.2$. Le deux résultats sont compatibles mais celui obtenu avec la MCCF est plus contraignant puisque l'incertitude n'est que de 1.2 jours. Aucun délai entre les émissions au dessus et en dessous de 1 GeV n'a pu être mis en évidence.

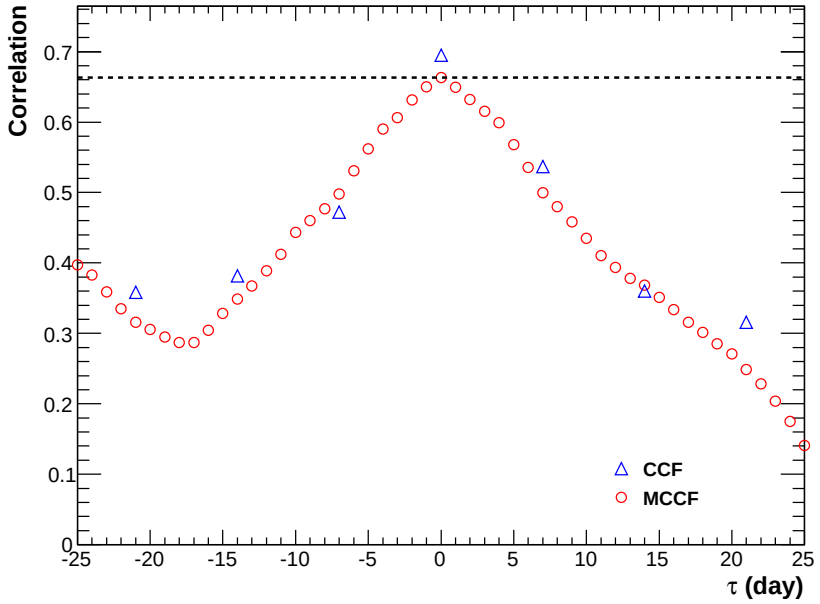


FIGURE 5.13 MCCF (cercles rouges) et CCF (triangles bleu) obtenues avec les données *Fermi* en fonction de τ.

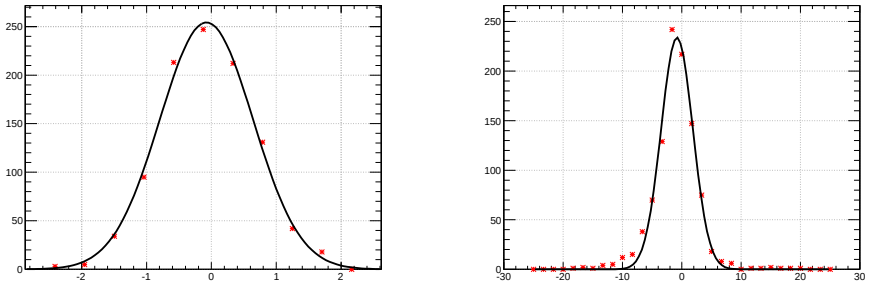


FIGURE 5.14 Histogrammes des valeurs du délai grâce à la MCCF (à gauche) et à la CCF (à droite) construit en propageant les erreurs sur la mesure du flux des courbes de lumière *Fermi* au dessus et en dessous de 1 GeV. Les courbes noires sont les résultats par un ajustement avec une gaussienne donnant la valeur du décalage et son erreur.

5.4 Étude de la période MJD 54970–55040

La période MJD 54970–55040 présente un intérêt particulier par le fait que les flux en rayons X et au GeV soient les plus bas de cette campagne. La figure 5.15 présente la courbe de lumière en rayons X (en rouge) et au GeV (en noir/gris) durant cette période.

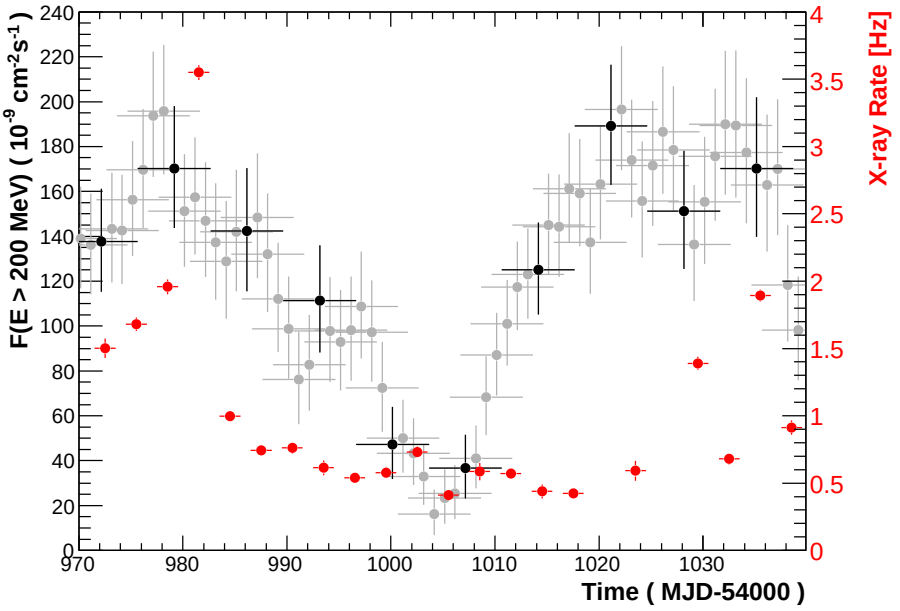


FIGURE 5.15 Courbes de lumière en rayons X (rouge) et au GeV (noir/gris) centrées sur la période MJD 54970–55040.

Entre 2 et 10 keV, des variations du taux de photons (en Hz) d'un facteur 3.5 ont été mesurées entre deux observations soit 3 jours (MJD 54981.5–54984.5). Ceci correspond à une diminution du flux de 5.5×10^{-11} erg cm^{-2} s^{-1} à 1.5×10^{-12} erg cm^{-2} s^{-1}. Pendant ensuite environ 48 jours (MJD 54984.5–55032.5), le taux mesuré est resté à un niveau très bas ($>$ 1Hz) pour remonter vers MJD 55032.

Dans la gamme en énergie de *Fermi*, le flux passe de $F(E > 200\text{MeV}) = 180 \times 10^{-9}$ cm^{-2} s^{-1} à moins de $F(E > 200\text{MeV}) = 20 \times 10^{-9}$ cm^{-2} s^{-1} entre MJD 54980 et MJD 55005 pour ensuite remonter à $F(E > 200\text{MeV}) = 190 \times 10^{-9}$ cm^{-2} s^{-1} entre MJD 55005 et MJD 55020.

Cet évènement peut être décrit en plusieurs étapes :

- le flux en rayons X atteint un maximum (MJD 54981.5) avec un taux de 3.5 Hz ainsi que le flux au GeV,
- le flux de rayons X diminue rapidement sur un temps de 3 jours environ et reste bas. Il faut environ attendre 25 jours pour que le flux au GeV

atteigne son minimum,
– le flux X reste bas pendant que celui au GeV augmente.

On observe donc la séquence suivante : le flux en rayons X diminue **plus rapidement** que le flux au GeV et le flux au GeV augmente **avant** le flux en rayons X.

Cet épisode est donc particulier de par les variations relatives de flux de l'on observe (un facteur 35 pour les rayons X et 9 pour le flux au GeV) et par la séquence qui apparait (X-GeV et GeV-X).

5.5 Modèle SSC dépendant du temps

Dans le chapitre 4, le modèle SSC statique a été décrit et utilisé pour ajuster les SED moyennées dans le temps de PKS 2155-304 et PG 1553+113. Pour se rendre compte des variations temporelles du flux et notamment de la période entre MJD 54981.5–54984.5, nous allons considérer un modèle SSC où la densité d'électrons sera dépendante du temps, les autres paramètres quant à eux seront fixes.

5.5.1 Évolution de la densité $N_e(\gamma, t)$ avec le temps

La variation de la distribution d'électrons dans le temps $\frac{\partial N_e}{\partial t}$ provient de différents phénomènes :
– des électrons, accélérés par un mécanisme que nous ne considérerons pas, sont injectés dans la zone d'émission avec un taux $Q(\gamma, t)$,
– le refroidissement de ces électrons s'effectue par les processus synchrotron et Compton inverse avec des taux $\dot{\gamma}_s$ (équation 4.3) et $\dot{\gamma}_c$ (équation 4.33),
– enfin, les électrons s'échappent de la zone radiative avec un temps caractéristique $t_{\rm esc}$, indépendant de l'énergie de l'électron.

L'équation régissant donc la distribution d'électrons est :

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma}[(\dot{\gamma}_s + \dot{\gamma}_c)N_e(\gamma, t)] + Q(\gamma, t) - \frac{N_e(\gamma, t)}{t_{\rm esc}} \tag{5.6}$$

Cette équation est de type Fokker-Planck sans terme diffusif[1] et peut être résolue numériquement en découpant le temps en N pas de taille dt et l'énergie γ en M pas de taille $d\gamma$. On utilise l'algorithme de différences finies de Chang & Cooper (1970), construit pour conserver le nombre total de particules et permettant de calculer la densité d'électrons au temps $i+1$ à partir du pas de temps i par l'inversion d'une matrice tri-diagonale.

1. Le terme diffusif est de la forme $F(\gamma)\frac{dN_e}{d\gamma}(\gamma, t)$ où $F(\gamma)$ est une fonction de γ seulement.

5.5.2 Parcours de la lumière

Pour chaque pas de temps dt, on connaît donc $N_e(\gamma, t)$ et il est possible de connaître le flux émis par la zone sphérique (de rayon R). Cependant, il faut prendre en compte l'effet du temps de propagation de la lumière dans cette zone. En effet, un photon émis à une extrémité de la zone d'émission ne va pas arriver en même temps que celui émis au centre. Pour cela, nous utiliserons une fonction de poids similaire à Kataoka (1999) permettant de rendre compte de cet effet.

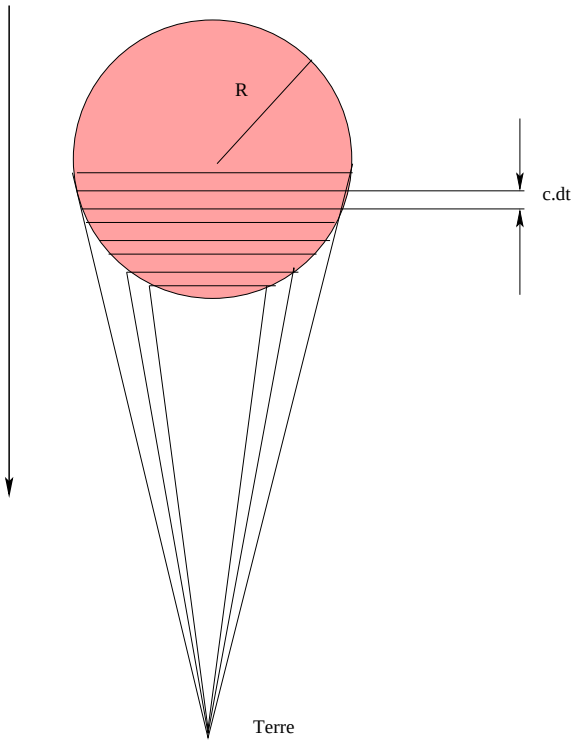


FIGURE 5.16 Découpage de la zone d'émission dans son référentiel utilisé pour prendre en compte les effets de propagation de la lumière.

Dans le référentiel de la zone d'émission, on divise celle-ci en tranches d'épaisseur ΔR perpendiculaires à la ligne de visée (figure 5.16). Le nombre de tranches n est déterminé par le pas de temps de résolution de l'équation dt suivant la formule $n = 2R/cdt$. Chaque tranche, approximée par un cylindre, est caractérisée par sa distance $r = k\Delta R$ au centre et son volume :

$$\Delta V(r) = \pi(R - r)(R + r)\delta R \tag{5.7}$$

La distance au centre peut être exprimée par le temps de propagation de la lumière $\Delta t = \Delta R/c$. La fonction de poids est obtenue en normalisant l'équation 5.7 au volume total :

$$P(r) = \frac{3(R-r)(R+r)\delta R}{4R^3} \tag{5.8}$$

La luminosité émise au temps t (correspondant à la tranche la plus proche de l'observateur), $L^{\rm emis}(t)$, est alors la somme des flux émis entre le temps $t - n\Delta t$ et t, corrigés par $P(r)$. En prenant donc la première tranche comme référence et non plus le centre, on arrive alors à :

$$L^{\rm emis}(t) = L(t)\cdot P(R) + L(t-\Delta t)\cdot P(R-c\Delta t) + ... + L(t-(n-1)\Delta t)\cdot P(R-c\Delta t) + L(t-n\Delta t)\cdot P(R) \tag{5.9}$$

où $L(t-m\cdot dt)$ est la luminosité totale de sphère ayant une densité d'électrons $N_e(\gamma, t - m \cdot dt)$ au temps $t - m \cdot dt$ calculée sur tout le volume.

5.5.3 Paramètres du modèle

Comme dans le chapitre 4, on cherche à connaître l'effet de la variation d'un paramètre du modèle sur l'émission calculée. Pour cela, on prend un modèle de référence avec une zone d'émission de taille $R = 1 \times 10^{16}$, un champ magnétique de $B = 0.1$ Gauss et un facteur Doppler de $\delta = 20$. Les particules s'échappent de la zone avec un temps caractéristique $t_{\rm esc} = 10R/c$ et sont injectées avec un taux $Q(\gamma)$ constant dans le temps :

$$Q(\gamma) = N_0 \gamma^{-p} \cdot \exp(-\gamma/\gamma_{\rm max}) \tag{5.10}$$

avec $N_0 = 6 \times 10^{-7}$ particules par cm^3 et $\gamma_{\rm max} = 8.4 \times 10^4$. On détermine alors l'état stationnaire de ce modèle et de même pour chaque changement d'un paramètre. Les résultats sont donnés dans la figure 5.17.

Le panel A présente l'effet de la variation du champ magnétique de 0.005 Gauss jusqu'à 2 Gauss. Pour B<0.1, l'augmentation de B implique une augmentation du flux synchrotron et l'augmentation du nombre de photons cibles entraîne une légère augmentation du flux émis par processus Compton inverse.

Au dessus de $B = 0.1$ G, le taux de refroidissement synchrotron $\propto B^2$, conduit à une diminution du nombre d'électrons de haute énergie dans l'état stationnaire se traduisant par une baisse du flux émis entre 10^{13} et 10^{18} Hz et l'émission Compton inverse diminue de façon spectaculaire, faute de photons cibles. Dans la gamme en énergie de *Fermi*, la source devient ainsi plus faible et son indice spectral augmente passant de ≈ 1.8 à ≈ 2.3.

Le panel B montre l'effet de l'augmentation de la taille de la zone émettrice. Le flux augmente en raison de l'augmentation du nombre total d'électrons sans déplacement des maxima dans la représentation $\nu F(\nu)$.

L'effet du changement du taux d'électrons injectés, panel C, est similaire et se traduit par une augmentation du flux total émis dans l'état stationnaire.

Dans le panel D est donné l'effet de l'injection d'électrons plus énergétiques en faisant augmenter la valeur de $\gamma_{\max}$. Les pics d'émission se déplacent vers les plus hautes énergies, accompagnés d'une augmentation du flux intégré. Ceci est aussi illustré par les changements des propriétés de l'émission vue dans la gamme du LAT : la source est plus brillante et son spectre plus dur.

Dans le panel E, on montre l'effet du paramètre $\gamma_{\min}$. Ceci revient à injecter un nombre total d'électrons plus faible mais avec une distribution dont l'énergie moyenne augmente.

Le premier effet est la diminution du flux produit par les électrons de basse énergie dans la gamme radio. L'effet de l'émission en rayons X et au dessus du MeV est complexe et lié à la diminution du champ de photons cibles faisant ainsi baisser le taux de refroidissement $\dot{\gamma}_c$.

Ainsi, le flux en 200 MeV et 1 GeV augmente dans un premier temps avec l'augmentation de $\gamma_{\min}$. Le nombre de photons cibles de basse énergie diminuant, le refroidissement par Compton inverse est moins efficace entraînant une augmentation du nombre d'électrons de haute énergie. Dans l'état stationnaire, ceci compense la diminution du nombre de photons cibles dans un premier temps. Le flux en rayon γ va ensuite diminuer. Néanmoins, l'évolution de l'indice spectral est monotone et Γ passe de 1.78 à 1.55.

5.6 Application à PKS 2155-304

5.6.1 État stationnaire

La SED de PKS 2155-304 a été ajustée par ce modèle SSC en recherchant l'état stationnaire pour 3 états de flux différents :

- le flux moyen sur toute la campagne, figure 5.18, auquel nous ferons référence par le terme **CAMPAGNE**,
- le flux à MJD 54985.5, figure 5.19 en rouge, correspondant au maximum de flux en rayons X sur la période qui nous intéresse, (référence **HS**)
- le flux entre MJD 54985-55025, figure 5.19 en bleu, correspondant au flux minimal de la période (référence **LS**).

Étant donné que la mesure du spectre entre 200 MeV et 300 GeV n'aurait pas été suffisamment précise si on avait fait un découpage temporel identique, le spectre moyen sur toute la campagne a été utilisé.

Tous les paramètres sont donnés dans le tableau 5.2 pour les 3 états de flux en rayons X (colonne 1 : CAMPAGNE, colonne 2 : HS, colonne 3 : LS). Afin d'être cohérent avec les résultats de l'ajustement obtenu par le modèle indépendant du temps, nous avons utilisé les mêmes valeurs de B, R et δ. La fonction d'injection $Q(\gamma)$ est décrite par une loi de puissance brisée d'indice p_1, p_2 entre $\gamma = 1, \gamma_c, 10^{6.5}$.

Les 3 états peuvent être ajustés par notre modèle de manière relativement correcte en ne changeant que la valeur de l'énergie de cassure de

Paramètre	Moyenne	MJD 54985.5	MJD 54985-55025
référence	Campagne	HS	LS
Couleur	noir	rouge	bleu
N_0 (cm^3)	0.004	0.004	0.004
p_1	2.38	2.38	2.38
p_2	5.5	5.5	5.5
$\log_{10}(\gamma_c)$	5.3	5.45	5.15
B (G)	0.018	0.018	0.018
R (10^{17} cm)	1.5	1.5	1.5
δ	32	32	32
$t_{\rm esc}$ (R/c)	0.9	0.9	0.9

TABLE 5.2 Paramètres du modèle SSC, dans sa version dynamique, décrivant la SED de PKS 2155-304 présentée ici et représentée dans les figures 5.18 et 5.19 .

$Q(\gamma)$: $\log_{10}(\gamma_c)$. Dans notre modèle, la différence entre le flux en rayons X le plus haut et le plus bas peut être expliquée par seulement une variation de $\Delta \log_{10}(\gamma_c) = 0.3$.

5.6.2 Modélisation dynamique de la période MJD 54970–55040

Avec le modèle SSC dépendant du temps, il devient possible d'étudier et de reproduire les variations temporelles du flux. Pour cela, on commence toujours d'un état stationnaire et on fait varier un des paramètres de l'équation 5.6 dans le temps, ici la fonction d'injection des électrons $Q(\gamma)$, pour arriver à un autre état stationnaire.

Dans la suite, on considérera que l'échelle de temps caractéristique de variation est de 16 jours [2] (référentiel de l'observateur), c'est-à-dire que le passage d'un état à l'autre dans notre calcul se produit sur une échelle de temps de 16 jours.

Variation de $\log_{10}(\gamma_c)$

Afin de reproduire la diminution des flux X et Γ, il est naturel de commencer par seulement changer la valeur de $\log_{10}(\gamma_c)$ puisque c'est le seul paramètre de notre modèle qui diffère d'un état à l'autre.

Considérons comme point de départ le temps MJD 54985.5 (état HS) faisont évoluer le paramètre $\log_{10}(\gamma_c) = 5.45$ de différentes façons afin d'arriver à l'état LS soit $\log_{10}(\gamma_c) = 5.15$.

2. C'est environ l'échelle de temps qui caractérise l'évènement que l'on souhaite reproduire.

Variation instantanée La figure 5.20 (à gauche), présente schématiquement les variations dans le temps de $\log_{10}(\gamma_c)$ que nous avons considérées. Ce paramètre passe immédiatement de $\log_{10}(\gamma_c) = 5.45$ à $\log_{10}(\gamma_c) = 5.15$. La densité N_e évolue alors pendant un temps de 16 jours en suivant l'équation 5.6 et on fait passer à nouveau la valeur de $\log_{10}(\gamma_c)$ de 5.15 à 5.45. On simule ainsi des variations du paramètre sur une échelle de temps plus petite que l'échelle de temps de refroidissement des électrons.

La figure 5.20 (à droite) donne les flux en rayons X et au dessus de 200 MeV, normalisés afin de pouvoir les comparer. Pour cette simulation, le flux en rayons X diminue pratiquement immédiatement et est suivi par une diminution du flux γ. Quand $\log_{10}(\gamma_c)$ passe de 5.15 à 5.45, le flux de rayons X retrouve son niveau initial avant le flux γ. On ne reproduit donc pas de manière qualitative l'épisode MJD 54970–55040. Un comportement similaire des deux gammes en énergie avait été remarqué par Giebels et al. (2007) dans leur propre modélisation de Markarian 421.

Variation lente Une seconde méthode, schématisée dans la figure 5.21 (à gauche), consiste à faire varier le paramètre $\log_{10}(\gamma_c)$ linéairement avec le temps. Les courbes de lumière en rayons X et en rayons γ ainsi obtenues sont présentées dans la figure 5.21. Dans ce cas, on retrouve un comportement similaire à celui observé : le flux X atteint son minimum avant le flux γ mais c'est le flux γ qui retrouve sa valeur initiale en premier quand le paramètre $\log_{10}(\gamma_c)$ augmente de 5.15 à 5.45.

La variation du paramètre $\log_{10}(\gamma_c)$ sur des échelles grandes devant le temps de refroidissement des électrons permet de reproduire qualitativement les résultats.

Ajout d'une composante

Les variations de flux peuvent être dues à l'injection d'électrons accélérés indépendamment de ceux injectés de façon continue dans l'état stationnaire avec le taux $Q(\gamma)$. Cette idée, dans une forme différente a été utilisée par (Katarzyński et al., 2008) dans la modélisation de la courbe de lumière de PKS 2155-304 en juin 2006.

Cas 1 Nous allons considérer que cette nouvelle composante $I(\gamma, t)$ dans le terme d'injection dépend du temps et s'écrit :

$$I(\gamma, t) = Q(\gamma) \cdot \Pi(\gamma_p, \delta\gamma) \tag{5.11}$$

où $\Pi(\gamma_p, \delta\gamma)$ est la fonction porte qui vaut 1 si $\gamma_p - \delta\gamma < \gamma < \gamma_p + \delta\gamma$, 0 sinon. γ_p est l'énergie caractéristique de la nouvelle composante spectrale. Le nouveau terme d'injection $Q'(\gamma)$ s'écrit :

$$Q'(\gamma) = Q(\gamma) \cdot (1 + \Pi(\gamma_p, \delta\gamma)) \tag{5.12}$$

$Q(\gamma)$ est toujours décrit par une loi de puissance et nous utiliserons l'état stationnaire LS comme point de départ pour nos simulations.

Nous allons considérer que $\gamma_p = 0$ au temps $t = 0$ et augmente linéairement avec le temps entre l'énergie $\gamma = 1$ et $\log_{10}(\gamma_c)$ puis diminue de la même manière (figure 5.22, à gauche). Du fait que la nouvelle composante soit proportionnelle à $Q(\gamma)$, le nombre d'électrons alors injectés diminue quand γ_p augmente. Ce terme $I(\gamma, t)$ permet alors de simuler l'injection de particules accélérées sur un temps caractéristique plus petit que le temps de refroidissement dans la zone d'émission.

Pendant les 16 premiers jours, le flux au GeV augmente car l'énergie caractéristique γ_p augmente mais diminue à nouveau car le nombre d'électrons supplémentaires devient trop petit (figure 5.22, à droite). Le flux en rayons X subit la même évolution mais de manière retardée.

Lorsque γ_p diminue pendant les 16 jours suivants, la courbe de lumière présente un comportement inverse. Le flux de rayons X passe par un maximum avant le flux au GeV puis les deux émissions retrouvent le niveau correspondant à l'état LS.

Cas 2 Considérons maintenant un terme $I(\gamma, t)$ que l'on écrit :

$$I(\gamma, t) = 0 \text{ si } \gamma_p > \gamma \tag{5.13}$$

$$I(\gamma, t) = Q(\gamma) \text{ si } \gamma_p < \gamma \tag{5.14}$$

Le paramètre γ_p varie dans le temps de manière linéaire passant de $\gamma = 1$ à γ_c puis $\gamma = 1$ (figure 5.23). Les courbes de lumière en rayons X et au GeV augmentent avec le paramètre γ_p et retrouvent l'état initial quand γ_p diminue. Néanmoins les variations ne reproduisent pas les observations puisque le flux en rayons X augmente avant le flux au GeV mais diminue après celui-ci.

Cas 3 Le dernier cas que nous allons considérer est proche du cas précédent. Le terme d'injection s'écrit (figure 5.24, à gauche) :

$$I(\gamma, t) = 0 \text{ si } \gamma_p < \gamma \tag{5.15}$$

$$I(\gamma, t) = Q(\gamma) \text{ si } \gamma_p > \gamma \tag{5.16}$$

Le résultat du calcul est présenté dans la figure 5.24 (à droite). On retrouve ici le même schéma que celui observé, c'est-à-dire :

– lors de l'augmentation du flux, le flux au GeV atteint un maximum avant le flux en rayons X,

– lors de la phase de diminution du flux, c'est le flux en rayons X qui retrouve un niveau minimum en premier.

5.6.3 Conclusion

Le modèle SSC dynamique permet de rendre compte de façon raisonnable de la SED de PKS 2155-304 durant cette campagne avec des paramètres B, R et δ identiques à ceux utilisés dans le modèle statique.

De plus, il a été possible de reproduire qualitativement l'épisode entre MJD 54970 et MJD 55040. Deux configurations permettent de retrouver la séquence X-GeV puis GeV-X :

– en partant de l'état HS, on fait varier "lentement" le paramètre $\log_{10}(\gamma_c)$ jusqu'à l'état LS et inversement (figure 5.25, à gauche). La variation doit se faire sur un temps plus grand que le temps de refroidissement des électrons,
– on considère une autre composante dans l'injection des électrons ayant une énergie comprise entre γ_p et γ_c. En faisant diminuer γ_p avec le temps puis augmenter, on obtient la courbe de lumière figure 5.25, à droite.

On est encore loin de pouvoir reproduire en détail la courbe de lumière de PKS 2155-304 avec une modélisation aussi simple. En effet, bien que la séquence X-GeV puis GeV-X soit reproduite, les échelles de temps ne sont pas respectées et en particulier la rapide diminution du flux X (< 3 jours) et la longue période de bas flux ensuite (≈ 48 jours).

De plus, bien que la variation de l'énergie de cassure de la loi de puissance brisée injectée (terme $Q(\gamma)$) soit possible, on imagine mal comment il est possible de se placer dans les conditions de la seconde solution. On a néanmoins montré qu'il était possible de rendre compte de certaines observations avec notre modèle, ce qui pourrait servir de base pour une modélisation plus complexe.

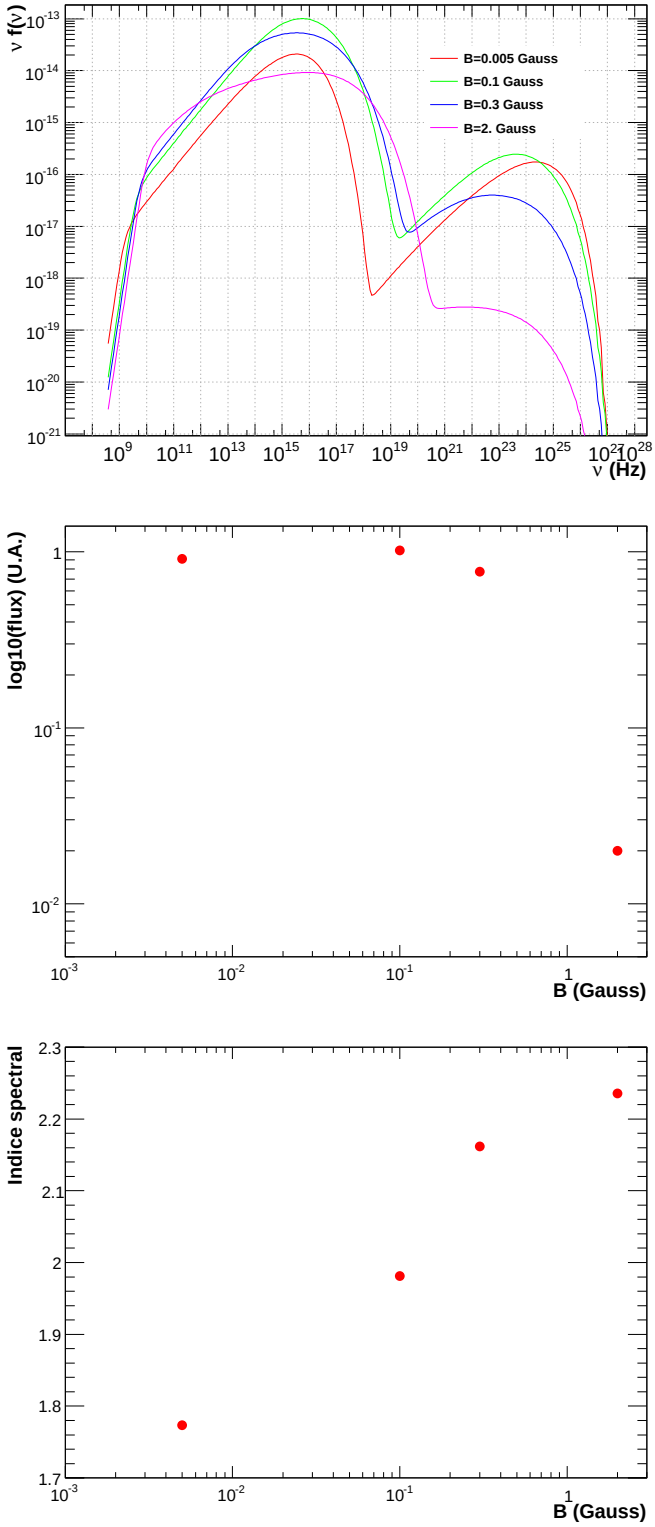


FIGURE 5.17 Effets de la variation des différents paramètres du modèle SSC dépendant du temps. Pour chaque paramètre, les SED calculées dans l'état stationnaire sont présentées (en haut), ainsi que le flux normalisé entre 200 MeV et 10 GeV (au milieu) et l'indice spectral correspondant (en bas).

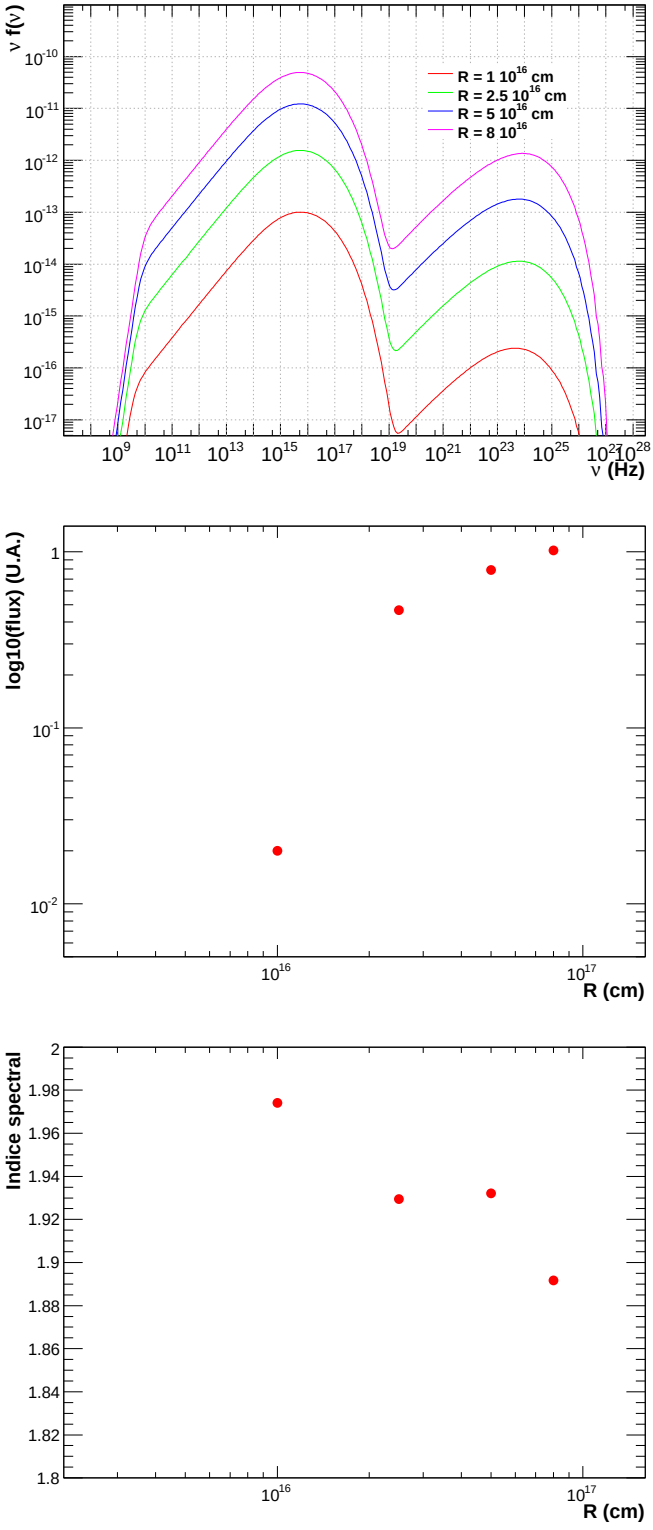


FIGURE 5.17 Suite, panel B

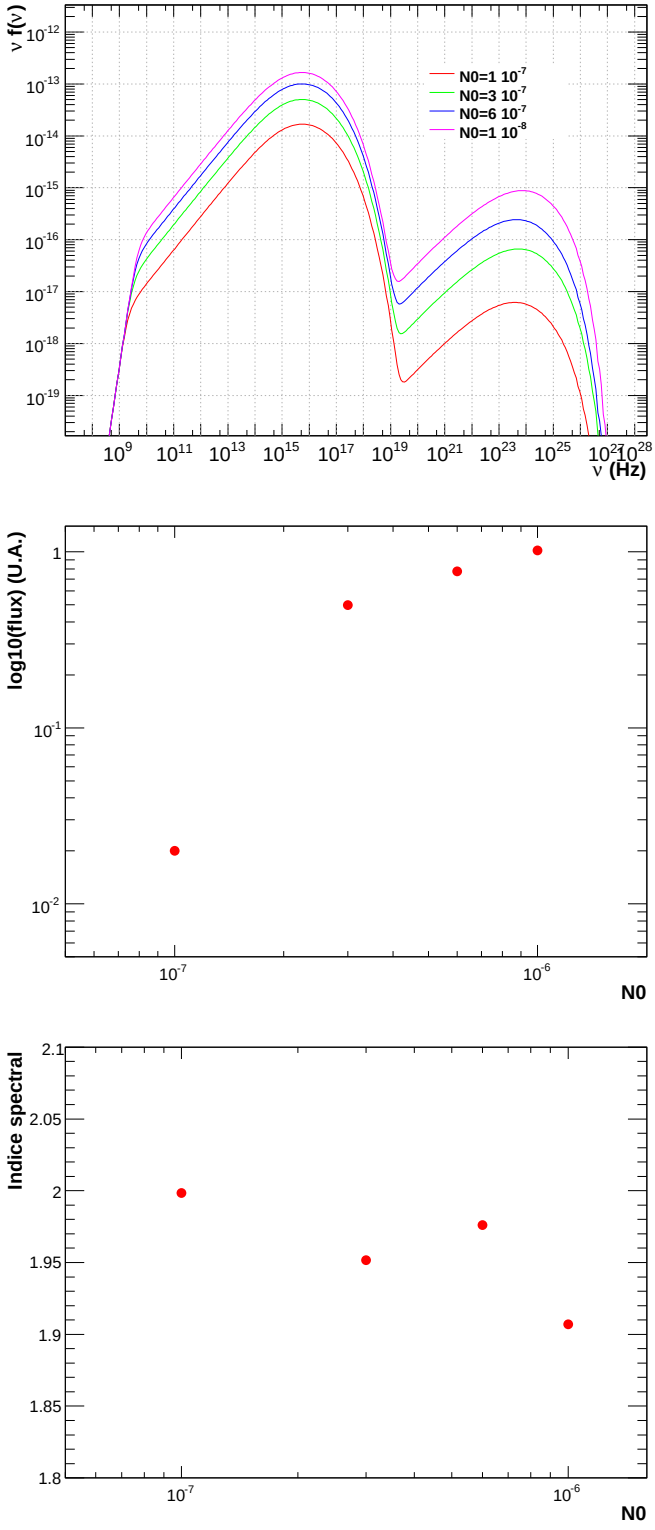


FIGURE 5.17 Suite, panel C

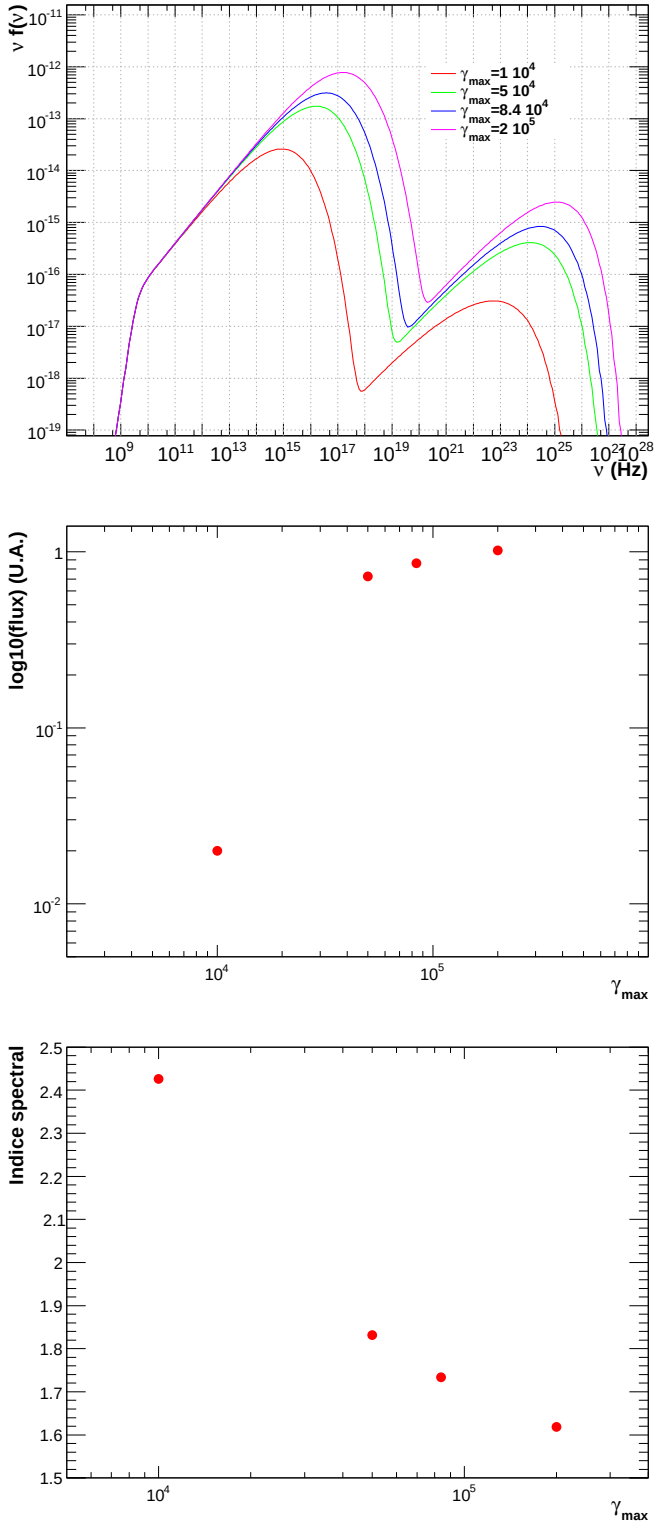


FIGURE 5.17 Suite, panel D

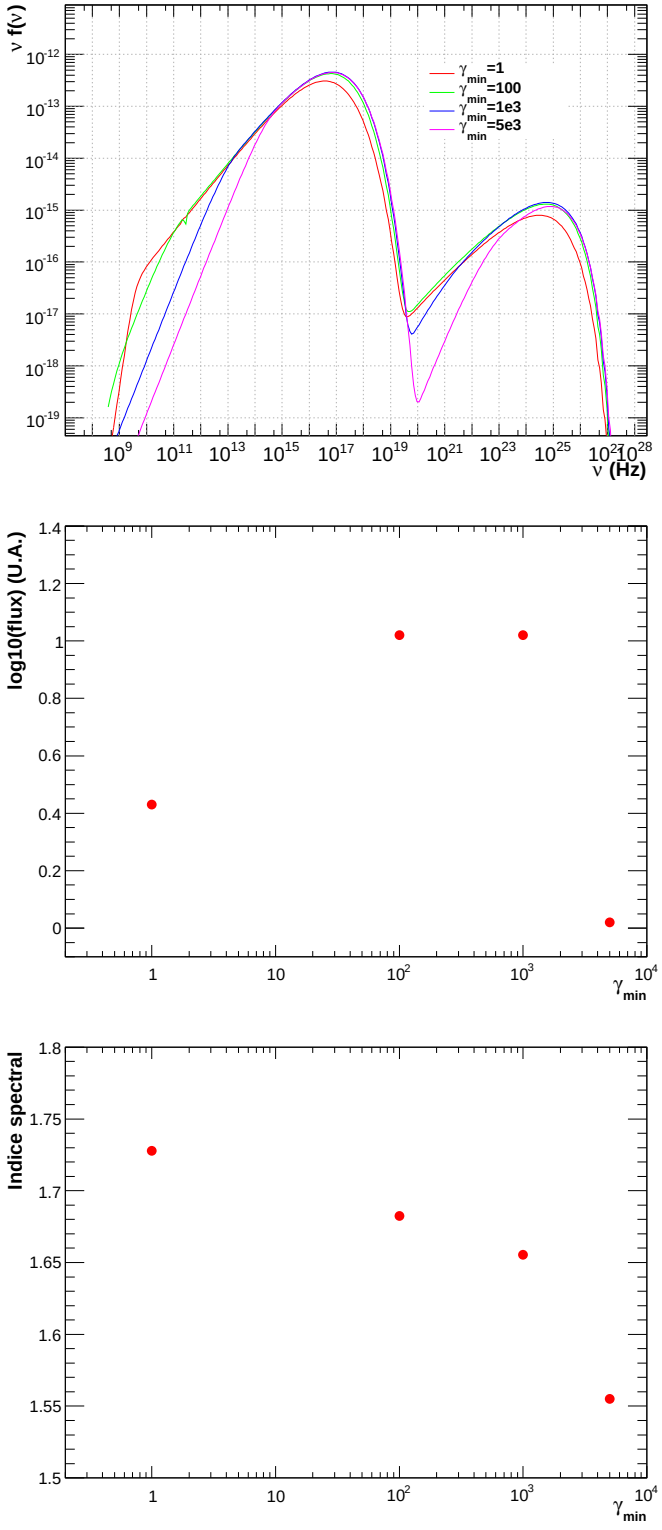


FIGURE 5.17 Suite, panel E

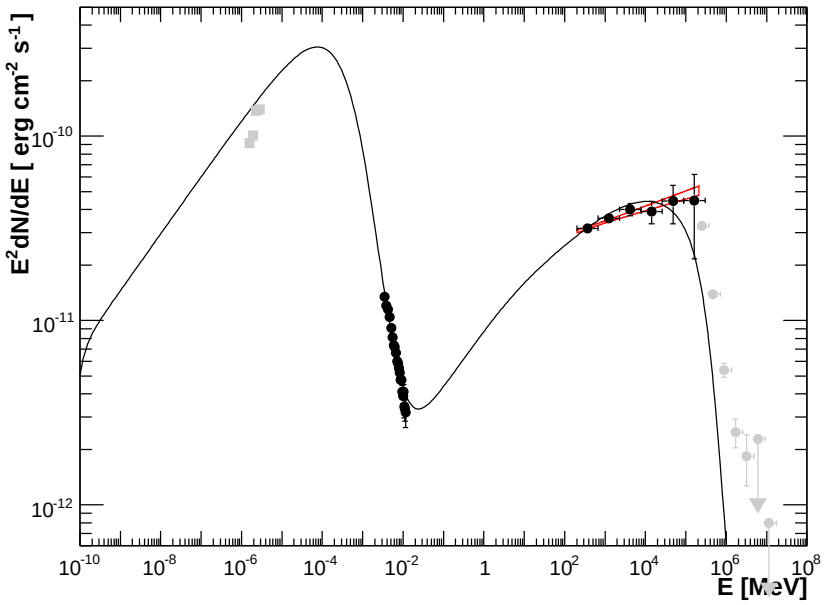


FIGURE 5.18 SED de PKS 2155-304 identique à 5.3. La ligne noire est l'état stationnaire résultant du calcul SSC avec les paramètres référencés CAMPAGNE (tableau 5.2).

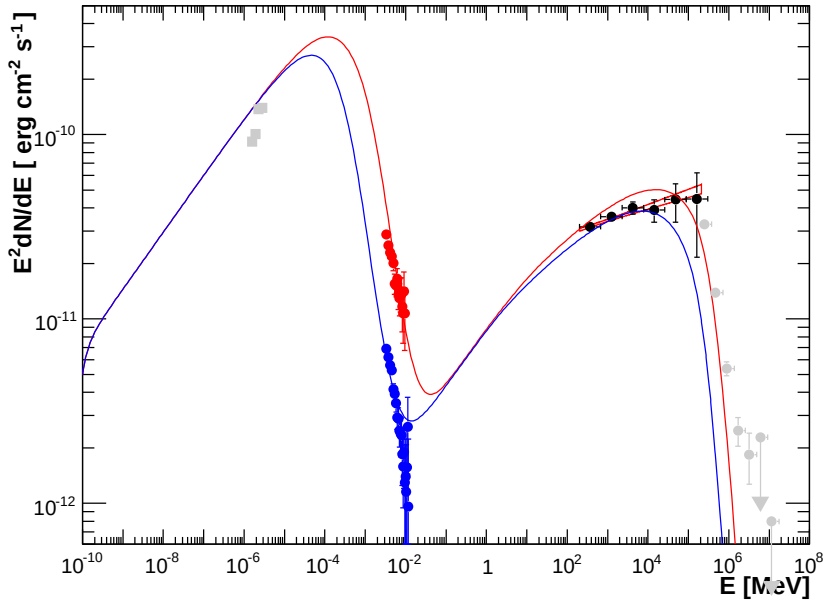


FIGURE 5.19 SED de PKS 2155-304 identique à 5.3. La ligne rouge est l'état stationnaire résultant du calcul SSC avec les paramètres référencés HS et la ligne bleu avec les paramètres référencés LS (tableau 5.2).

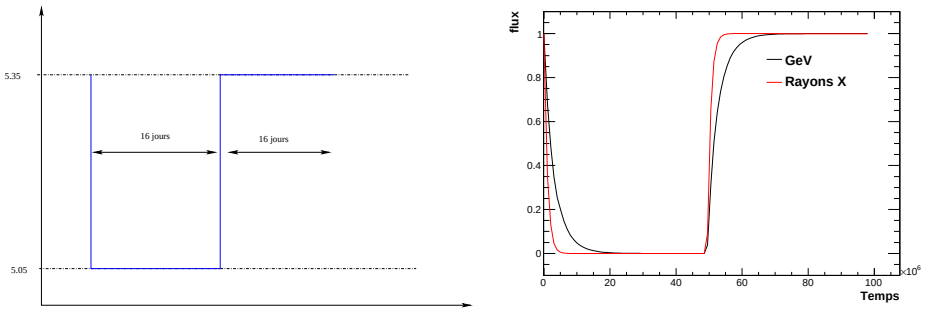


FIGURE 5.20 À droite, schéma de variation $\log_{10}(\gamma_c)$ dans le cas où celui-ci varie instantanément. À gauche, les courbes de lumière en rayons X (ligne noire) et au GeV (ligne rouge) obtenues par le calcul SSC.

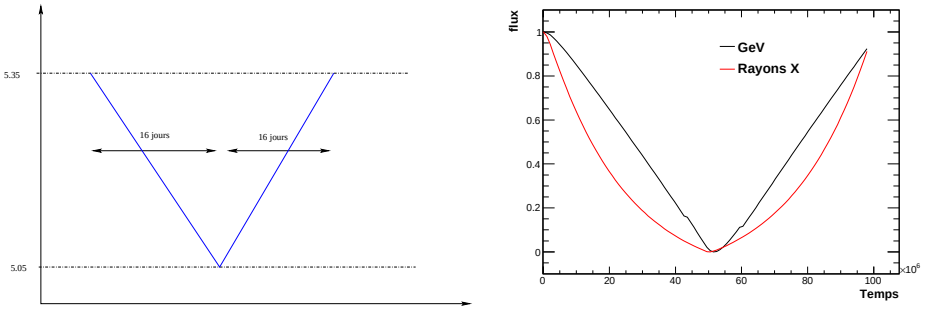


FIGURE 5.21 À droite, schéma de variation $\log_{10}(\gamma_c)$ dans le cas où celui-ci varie linéairement avec le temps. À gauche, les courbes de lumière en rayons X (ligne noire) et au GeV (ligne rouge) obtenues par le calcul SSC.

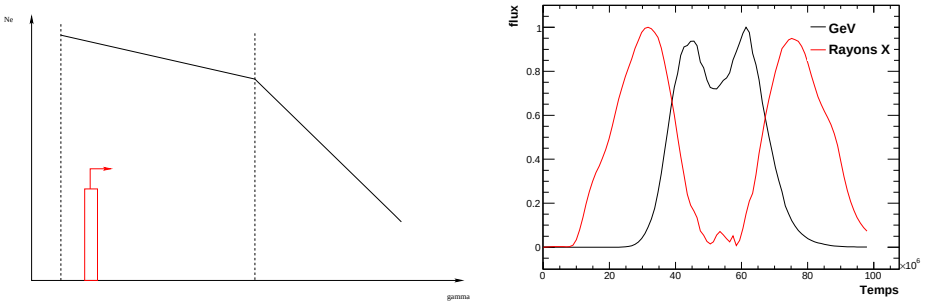


FIGURE 5.22 À droite, schéma de variation de la composante $I(\gamma, t)$ dans le cas où celui-ci est décrit par une fonction porte (**cas 1**). À gauche, les courbes de lumière en rayons X (ligne noire) et au GeV (ligne rouge) obtenues par le calcul SSC.

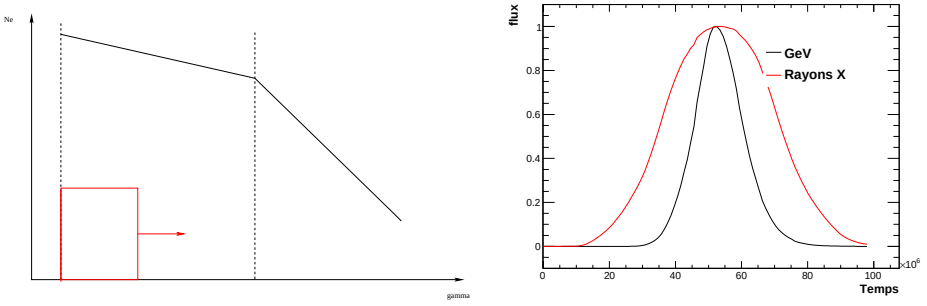


FIGURE 5.23 À droite, schéma de variation de la composante $I(\gamma, t)$ dans le **cas 2**. À gauche, les courbes de lumière en rayons X (ligne noire) et au GeV (ligne rouge) obtenues par le calcul SSC.

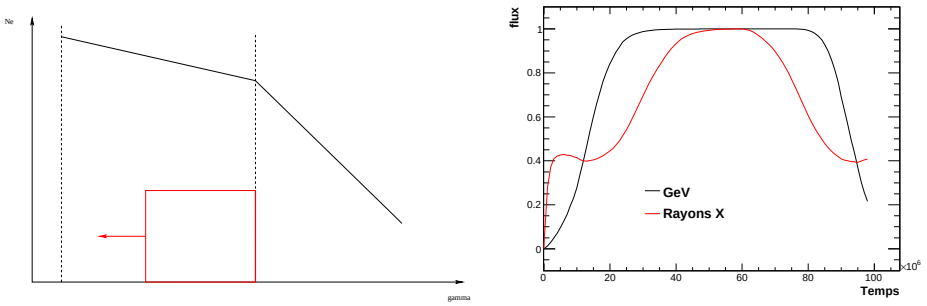


FIGURE 5.24 À droite, schéma de variation de la composante $I(\gamma, t)$ dans le **cas 3**. À gauche, les courbes de lumière en rayons X (ligne noire) et au GeV (ligne rouge) obtenues par le calcul SSC.

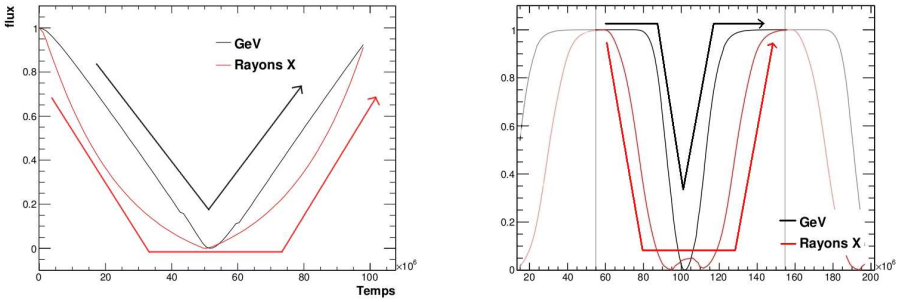


FIGURE 5.25 Courbes de lumière reproduisant la séquence observée dans la période MJD 54970-55040. Les lignes noires donnent le flux en rayons X et les rouges le flux en rayons γ. On a aussi ajouté des flèches de couleur correspondantes afin de rendre apparent le comportement obtenu.

Chapitre 6

Conclusion

Lancé en juin 2008, le satellite *Fermi* opère depuis plus de 18 mois maintenant. À son bord, le LAT détecte des photons γ entre 200 MeV et 300 GeV avec une sensibilité qui lui a déjà permis de détecter 1451 sources en seulement 11 mois.

Cette thèse présente des données obtenues avec le LAT, entre 200 MeV et 300 GeV, sur des noyaux actifs de galaxie particuliers, appelés blazars et possédant un jet de plasma en direction de la Terre. Les plus énergétiques de ces blazars sont détectés jusqu'aux très hautes énergies (au dessus de 200 GeV) par les télescopes Tcherenkov de la dernière génération. En 2010, 29 blazars et 3 radio-galaxies ont été vus au TeV et de nouvelles sources sont détectées chaque mois. La plupart de ces objets extragalactiques ont une contrepartie *Fermi* et seulement 4 n'ont pas encore été détectés. L'étude spectrale de cette population avec *Fermi*, ainsi que la comparaison des résultats avec ceux obtenus au dessus de 200 GeV, ont permis de mettre en évidence une différence entre les indices spectraux mesurés dans les deux gammes en énergie $\Delta\Gamma$ dont la valeur est dépendante du redshift z de la source. Nous avons montré que cette évolution était compatible avec une absorption minimale du flux de photons par la lumière de fond extragalactique (EBL).

Des études individuelles sont aussi présentées, entre autres, sur le blazar PKS 2155-304 qui fut l'objet de la première campagne d'observations conjointes *Fermi*-HESS impliquant aussi le télescope optique ATOM et les satellites en rayons X *RXTE* et *Swift*. Pendant 11 jours, le flux de PKS 2155-304 et ses variations temporelles ont été mesurés sur tout le spectre électromagnétique alors que la source présentait un flux moyen de photons γ d'un niveau relativement bas. Durant ces observations, aucune corrélation entre le flux de rayons X et en rayons γ au dessus de 200 Gev n'a été détectée mais des variations corrélées de ce dernier et du flux en optique ont été mesurées. Si elle était confirmée indépendamment et aussi vue durant une phase éruptive sur cet objet ou sur d'autres, une telle corrélation serait une contrainte importante pour les modèles d'émission qui tentent d'expliquer les mécanismes

en jeu dans le jet. Des observations simultanées plus nombreuses et sur différents objets sont donc nécessaires pour confirmer ou infirmer cette corrélation.

L'émission de PKS 2155-304 sur tout le spectre électromagnétique, moyennée sur les 11 jours d'observations, a été ajustée par un modèle SSC, à 1 zone homogène, décrit dans ce manuscrit. Ce calcul SSC nous a permis d'expliquer pourquoi l'émission de rayons X et celle de photons au dessus de 200 GeV n'étaient pas corrélées alors que l'on pense qu'elles sont produites par la même population d'électrons. Les effets Klein-Nishina, réduisant la section efficace de l'interaction Compton inverse, jouent un rôle très important dans notre modèle et les électrons émettant des rayons X, émettent par diffusion Compton inverse dans le régime Klein-Nishina. Des conclusions similaires ont pu être faites pour le blazar PG 1553+113, dont le flux en rayons X était très variable alors que celui au dessus de 200 MeV ne montre pas de signe de variabilité. À terme, il sera possible avec *Fermi* de généraliser ces observations à d'autres blazars et de savoir si les effets Klein-Nishina ont un rôle majeur dans l'émission de très haute énergie des blazars.

Le lien entre le flux de rayons X et celui entre 200 MeV et 300 GeV est encore mal connu. Les observations de PKS 2155-304 faites pendant 8 mois conjointement avec *Fermi* et *RXTE* semblent montrer une relation complexe et dépendante du flux. Plus de données sont nécessaires afin d'affirmer l'existence d'une relation, de la caractériser et de la comprendre. De plus, des données durant un état éruptif manquent pour étudier la possible apparition d'une corrélation X-GeV comme on voit une corrélation X-TeV dans l'état de flux haut.

Prévu pour voler 5 ans, renouvelable 5 ans, *Fermi* détectera des sources de plus en plus faibles dans le futur et peut-être des objets prédits par Ghisellini (1999), appelés "blazars au MeV" et dont l'émission électromagnétique jusqu'à la centaine de GeV serait dominée par le processus synchrotron et non pas par la diffusion Compton inverse.

Nomenclature

ACD	Anti-Coincidence Detector
AGILE	Astro-rivelatore Gamma a Immagini Leggero
AMS	Alpha Magnetic Spectrometer
BATSE	Burst And Transient Source Experiment
BL Lac	BL Lactae
BLR	Broad Line Region
CANGAROO	Collaboration of Australia and Nippon (Japan) for a GAmma Ray Observatory in the Outback
CCF	Cross Corelation Function
CGRO	Compton Gamma Ray Observatory
COMPTEL	the Imaging Compton Telescope
EBL	Extragalactic Background Light
EGRET	Energetic Gamma Ray Experiment Telescope
eV	electron-volt, 1 eV= $1.602 \cdot 10^{-19}$ J
FR	Galaxie Fanaroff-Rilley
FSRQ	Flat Spectrum Radio Quasar
GBM	Gamma-ray Brust Monitor
GCFE	GLAST Calorimeter Front End
GeV	Giga electron-volt, 10^9 eV
GRB	Gamma-Ray Burst
GZK	Greisen, Zatsepin et Kuz'nin
HBL	High-peaked BL Lac
HE	Haute Énergie, E>200 MeV
HESS	High Energy Stereoscopic System

HiRes	High Resolution Fly's Eye
IRFs	Instrument Responce Functions
KN	Klein-Nishina
L&EO	Launch and Early Operation
LAT	Large Area Telescope
LBL	Low-peaked BL Lac
MAGIC	Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov
MCFF	Modified Cross Corelation Function
MET	Mission Elapsed Time
MeV	Mega electron-volt, 10^6 eV
MJD	Modified Julian Date
NAG	Noyaux Actifs de Galaxie ou sursaut gamma
NGC	New General Catalog
NLR	Narrow Line Region
PeV	Péta electron-volt, 10^{19} eV
PSF	Point Sperad Function
RXTE	Rossi X-Ray Timing Explorer
SED	Spectral Energy Distribution
SNR	Supernova remnants, restes de supernovæ
SSC	synchrotron self-Compton
SSD	Silicon Strip Dector
ST	Science Tools
TeV	Tera electron-volt, 10^{12} eV
THE	Très Haute Énergie, E> 200 GeV
VERITAS	Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System
Swift-UVOT	*Swift*-Ultra-Violet/Optical Telescope
Swift-XRT	*Swift*-X-ray Telescope

Annexe A

Modèles XML et Scripts python pour l'analyse des données *Fermi*

A.1 Modèle de ciel en format XML

Dans cette section, nous donnons la description, en format XML, des spectres des sources ponctuelles utilisés dans l'analyse des données *Fermi*.

Loi de puissance

La loi de puissance peut se définir sous deux formes différentes : la `POWERLAW1`, dont les paramètres sont le flux différentiel N_0 et l'indice spectral Γ, et la `POWERLAW2` avec pour paramètres le flux total I_0 et l'indice spectral Γ.

```
<source name="PowerLaw_source" type="PointSource">
<!-- point source units are cm^-2 s^-1 MeV^-1 -->
  <spectrum type="PowerLaw">
    <parameter free="1" max="1000.0" min="0.001" name="Prefactor" scale="1e-09" value="1"/>
    <parameter free="1" max="-1.0" min="-5." name="Index" scale="1.0" value="-2.1"/>
    <parameter free="0" max="2000.0" min="30.0" name="Scale" scale="1.0" value="100.0"/>
  </spectrum>
  <spatialModel type="SkyDirFunction">
    <parameter free="0" max="360." min="-360." name="RA" scale="1.0" value="83.45"/>
    <parameter free="0" max="90." min="-90." name="DEC" scale="1.0" value="21.72"/>
  </spatialModel>    </source>
```

```
<source name="PowerLaw2_source" type="PointSource">
<!-- point source units are cm^-2 s^-1 MeV^-1 -->
    <spectrum type="PowerLaw2">
    <parameter free="1" max="1000.0" min="1e-05" name="Integral" scale="1e-06" value="1.0"/>
    <parameter free="1" max="-1.0" min="-5.0" name="Index" scale="1.0" value="-2.0"/>
    <parameter free="0" max="200000.0" min="20.0" name="LowerLimit" scale="1.0" value="20.0"/>
    <parameter free="0" max="200000.0" min="20.0" name="UpperLimit" scale="1.0" value="2e5"/>
  </spectrum>
  <spatialModel type="SkyDirFunction">
    <parameter free="0" max="360." min="-360." name="RA" scale="1.0" value="83.45"/>
    <parameter free="0" max="90." min="-90." name="DEC" scale="1.0" value="21.72"/>
  </spatialModel>    </source>
```

Loi de puissance brisée

La loi de puissance brisée a pour paramètres :

– l'énergie de cassure E_b ou *BreakValue*,

– le spectre différentiel à cette énergie,

– l'indice spectral en dessous de E_b, Γ_1,
– l'indice spectral au dessus de E_b, Γ_2.

```
<source name="BrokenPowerLaw_source" type="PointSource">
<!-- point source units are cm^-2 s^-1 MeV^-1 -->
  <spectrum type="BrokenPowerLaw">
    <parameter free="1" max="1000.0" min="0.001" name="Prefactor" scale="1e-09" value="1"/>
    <parameter free="1" max="-1.0" min="-5." name="Index1" scale="1.0" value="-1.8"/>
    <parameter free="1" max="2000.0" min="30.0" name="BreakValue" scale="1.0" value="1000.0"/>
    <parameter free="1" max="-1.0" min="-5." name="Index2" scale="1.0" value="-2.3"/>
  </spectrum>
  <spatialModel type="SkyDirFunction">
    <parameter free="0" max="360." min="-360." name="RA" scale="1.0" value="83.45"/>
    <parameter free="0" max="90." min="-90." name="DEC" scale="1.0" value="21.72"/>
  </spatialModel>
    </source>
```

Loi logparabole

La fonction logparabole comprend 3 paramètres
– le spectre différentiel N_0 à une énergie arbitraire E_0
– l'indice spectral α
– le paramètre de courbure β

```
<source name="LogParabola_source" type="PointSource">
<!-- point source units are cm^-2 s^-1 MeV^-1 -->
  <spectrum type="LogParabola">
    <parameter free="1" max="1000.0" min="0.001" name="norm" scale="1e-9" value="1"/>
    <parameter free="1" max="10" min="0" name="alpha" scale="1.0" value="1"/>
    <parameter free="1" max="1e4" min="20" name="Eb" scale="1" value="300."/>
    <parameter free="1" max="10" min="0" name="beta" scale="1.0" value="2"/>
  </spectrum>
  <spatialModel type="SkyDirFunction">
    <parameter free="0" max="360." min="-360." name="RA" scale="1.0" value="83.45"/>
    <parameter free="0" max="90." min="-90." name="DEC" scale="1.0" value="21.72"/>
  </spatialModel>
    </source>
```

Enfin nous donnons la description XML utilisée pour les fonds diffus extragalactiques *GalProp Diffuse* et galactiques *EG_v02*.

```
  <source name="GalProp_Diffuse" type="DiffuseSource">
    <spectrum type="ConstantValue">
  <parameter error="0.06" free="1" max="10" min="0" name="Value" scale="1" value="1." />
    </spectrum>
    <spatialModel file="GALModel.fit" type="MapCubeFunction">
  <parameter free="0" max="1000" min="0.001" name="Normalization" scale="1" value="1" />
    </spatialModel>
  </source>
  <source name="EG_v02" type="DiffuseSource">
    <spectrum file="ISOModel.txt" type="FileFunction">
  <parameter error="0.05" free="1" max="1000" min="0" name="Normalization" scale="1" value="1." />
    </spectrum>
    <spatialModel type="ConstantValue">
  <parameter free="0" max="10" min="0" name="Value" scale="1" value="1" />
    </spatialModel>
  </source>
```

A.2 Fonctions Python

Les fonctions écrites en langage Python utilisées dans ce mémoire pour l'analyse des données *Fermi* sont données, de même que quelques commandes utiles. La description des différents outils des ST est faite dans le chapitre 2.

Outil gtselec

```
def FirstCut(ft1,ra,dec,Emin,Emax,Tstart,Tstop):
  print
  print '# ********************************'
  print '# * - Select data from library - GTSELECT'
  print '# ********************************'
  filter['infile'] = ft1
  filter['outfile'] = "events_filtered.fits"
  filter['ra'] = ra
  filter['dec'] = dec
  filter['rad'] = 10
  filter['emin'] = Emin
  filter['emax'] = Emax
  filter['tmin'] = Tstart
  filter['tmax'] = Tstop
  filter['zmax'] = 105
  filter['evclsmin'] = 3
  filter['evclsmax'] = 3
  filter['convtype'] = -1 #Tous les evt, front et back
  filter.run()
```

Outil `gtmktime`

```
def MkTime(ft2):
  print
  print '# ********************************'
  print '# * - Update the GTI and cut data
  print '# *    based on ROI - GTMKTIME'
  print '# ********************************'
  maketime['scfile'] = ft2
  maketime['filter'] = "IN_SAA!=T"
  maketime['roicut'] = 'yes'
  maketime['evfile'] = "events_filtered.fits"
  maketime['outfile'] = "events_filtered_gti.fits"
  maketime.run()
```

Outil `gtdiffrsp`

```
def DiffResps(ft2,Modelxml):
  print
  print '# ********************************'
  print '# * - Compute the diffuse response - GTDIFFRP'
  print '# ********************************'
  diffResps['evfile'] = "events_filtered_gti.fits"
  diffResps['scfile'] = ft2
```

```
  # fichier xml : modele du ciel
  diffResps['srcmdl'] = Modelxml
  diffResps['irfs'] = 'P6_V3_DIFFUSE'
  diffResps['convert'] = "true"
  diffResps['evclsmin'] = 3
  diffResps.run()
```

Outil `gtltcube`

```
def ExpCube(ft2):
  print
  print '# ================================'
  print '# * - Make live time cube - GTLTCUBE'
  print '# ================================'
  expCube['evfile'] = "events_filtered_gti.fits"
  expCube['scfile'] = ft2
  expCube['outfile'] = "cube.fits"
  expCube['dcostheta'] = 0.025
  expCube['binsz'] = 1
  expCube.run()
```

Outil `gtexpmap`

```
def ExpMap(ft2,Emin,Emax):
  print
  print '# ================================'
  print '# * 5 - Make exposure map - GTEXPMAP'
  print '# ================================'
  expMap['evfile'] = "events_filtered_gti.fits"
  expMap['scfile'] = ft2
  expMap['expcube'] = "cube.fits"
  expMap['outfile'] = "expmap.fits"
  expMap['irfs']= 'P6_V3_DIFFUSE'
  expMap['srcrad']=20
  expMap['nenergies']=int(10*(log10(Emax)-log10(Emin)))+1
  expMap.run()
```

Outil `gtobsim`

```
def Simul(Outft1,ft2,startdate="2008-08-11 00:00:00",
          simtime=604800):
  # generation du nombre seed
  random.seed = time.time()
  seedNumber = int(random.random()*100000)

  obsSim['infile'] = "SimuModel.xml"
```

```
  if ft2=='NONE' :
    obsSim['scfile'] = 'NONE'
  else :
    obsSim['scfile'] = ft2
  # liste de sources a modeliser
  obsSim['srclist'] = "source.list"
  obsSim['evroot'] = "SIMU" # tag
  obsSim['irfs'] = irfs
  obsSim['simtime'] = simtime
  obsSim['startdate'] = startdate
  obsSim['use_ac'] = 'no'
  obsSim['seed'] = seedNumber
  obsSim.run()
```

Outil `gttsmap`

```
def TSMap(ra,dec,ft2):
  print
  print '# ********************************'
  print '# * - Compute a TS map - GTTSMAP'
  print '# ********************************'
  TsMap['evfile'] = "events_filtered_gti.fits"
  TsMap['scfile'] = ft2
  TsMap['expcube'] = "cube.fits"
  TsMap['expmap'] = "expmap.fits"
  TsMap['outfile'] = "TSmap.fits"
  TsMap['irfs'] = 'P6_V3_DIFFUSE'
  TsMap['srcmdl'] = "OutModel.xml"
  TsMap['optimizer'] = 'MINUIT'
  TsMap['nxpix'] = 40
  TsMap['nypix'] = 40
  TsMap['coordsys']= 'CEL'
  TsMap['binsz'] = .5
  TsMap['ftol'] = 1e-06
  # centre de la carte = position
  # de la source
  TsMap['xref'] = ra
  TsMap['yref'] = dec
  TsMap['proj']= 'TAN'
  TsMap.run()
```

Outil `gtlike`

```
print
print '# ********************************'
print '# * - Likelihood analysis - GTLIKE'
```

```
print '# ********************************'
# creation d'une instance de la classe UnbinnedObs
Obs=UnbinnedObs(eventfile,ft2file,expMap=Mapname,
  expCube=Cubename,irfs=irfs)

# creation d'une instance de la classe
# UnbinnedAnalysis derivant de UnbinnedObs
Fit = UnbinnedAnalysis(Obs,xmlfile,optimizer='DRMNGB')
Fit.ftol=1e-7

#premier ajustement avec DRMNGB
Fit.fit()

#deuxieme ajustement avec MINUIT
# l'option 'covar=True' permet d'obtenir
# la matrice de covariance
Fit.fit(covar=True,optimizer='MINUIT')
```

Les ligne suivantes permettent d'obtenir les paramètres finaux d'un ajustement avec une fonction `POWERLAW2`

```
# dans le cas d'une loi de puissance PL2
# valeur et erreur symetrique
print "Integral :"
print Fit['srcname'].funcs['Spectrum']. \
  getParam('Integral').value()
print Fit['srcname'].funcs['Spectrum']. \
  getParam('Integral').error()
print "Index :"
print Fit['srcname'].funcs['Spectrum']. \
  getParam('Index').value()
print Fit['srcname'].funcs['Spectrum']. \
  getParam('Index').error()
```

Le TS de la source est obtenue par :

```
# valeur du TS de la source 'srcname'
print Fit.Ts('srcname')
```

Les erreurs peuvent être calculées avec le package `MINOS` :

```
# erreurs avec MINOS
print  Fit.minosError('srcname', 'Integral')
print  Fit.minosError('srcname', 'Index')
```

Annexe B

Contours d'erreur à 1σ dans les SED : le diagramme en "papillon"

Afin de tracer le contour d'erreur d'un spectre dans une représentation $\nu F(\nu)$, on utilise est le diagramme en 'papillon'. Les outils d'analyse *Fermi* et en particulier *gtlike* permettent, avec une interface en code *python*, de tracer ce genre de diagramme. On utilise pour cela la matrice de corrélation obtenue après l'ajustement des données.

B.1 Description mathématique

Notons le flux différentiel $\phi = \frac{dN}{dE}$. En général, ϕ est une fonction non-linéaire de l'énergie E et des n paramètres de l'ajustement. La fonction ϕ peut être dérivée par rapport aux n paramètres et on peut ainsi former le vecteur X_{der} dépendant de l'énergie E :

$$X_{der}(E) = \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi}{\partial p_0} \\ \vdots \\ \frac{\partial \phi}{\partial p_i} \\ \vdots \\ \frac{\partial \phi}{\partial p_n} \end{pmatrix} \tag{B.1}$$

La matrice de corrélation M peut être écrite sous la forme :

$$M = \begin{pmatrix} \delta_{0,0} & \dots & \delta_{0,i} & \delta_{0,i+1} & \dots & \delta_{0,n} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \\ \delta_{i,0} & \dots & \delta_{i,i} & \delta_{i+1,i} & \dots & \delta_{i,n} \\ \delta_{i+1,0} & \dots & \delta_{i+1,i} & \delta_{i+1,i+1} & \dots & \delta_{i+1,n} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \\ \delta_{n,0} & \dots & \delta_{n,i} & \delta_{n,i+1} & \dots & \delta_{n,n} \end{pmatrix} \tag{B.2}$$

Le terme $\delta_{i,j}$ décrit la corrélation entre le paramètre i et le paramètre j et le terme $\delta_{k,k}$ est le carré de l'erreur sur le paramètre k.

La matrice de corrélation défini ainsi une forme quadratique σ_ϕ^2 qui est le carré de l'erreur sur la mesure du flux ϕ en fonction de E :

$$\sigma_\phi^2 = X_{der}^{\mathrm{T}} M X_{der} \tag{B.3}$$

L'équation B.3 permet de tracer le contour d'erreur $\phi \pm \sigma_\phi$ dans une représentation du spectre différentiel. Pour une SED, on tracera $E^2\phi \pm E^2\sigma_\phi$.

Le spectre est représenté par un diagramme en 'papillon' entre $E_{\min}$ et $E_{\max}$. Par défaut, $E_{\max} = 300$ GeV, mais cette limite est artificielle en l'absence de signal à ces énergies. L'on fait ici le choix de représenter le spectre jusqu'à l'énergie du photon de plus haute énergie détecté dans une région de la taille de la PSF.

B.2 Application à la loi de puissance

La plupart des spectres des sources de *Fermi* peuvent être ajustés par une loi de puissance :

$$\phi = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \tag{B.4}$$

Dans ce cas, ϕ est une fonction de deux paramètres : le préfacteur N_0 et l'indice spectral Γ. Le préfacteur est le flux différentiel mesuré à une énergie arbitraire E_0. La matrice de corrélation est de la forme :

$$M = \begin{pmatrix} \sigma_{N_0}^2 & \mathrm{cov}(N_0, \Gamma) \\ \mathrm{cov}(N_0, \Gamma) & \sigma_\Gamma^2 \end{pmatrix} \tag{B.5}$$

et l'erreur vaut :

$$\sigma_\phi^2 = \begin{pmatrix} \frac{\partial\phi}{\partial N_0} & \frac{\partial\phi}{\partial\Gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{N_0}^2 & \mathrm{cov}(N_0, \Gamma) \\ \mathrm{cov}(N_0, \Gamma) & \sigma_\Gamma^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial\phi}{\partial N_0} \\ \frac{\partial\phi}{\partial\Gamma} \end{pmatrix} \tag{B.6}$$

$$\sigma_\phi^2 = \left(\frac{\partial\phi}{\partial N_0} \right)^2 \sigma_{N_0}^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial\Gamma} \right)^2 \sigma_\Gamma^2 + 2\mathrm{cov}(N_0, \Gamma) \frac{\partial\phi}{\partial N_0} \frac{\partial\phi}{\partial\Gamma} \tag{B.7}$$

Dans le cas d'une loi de puissance, les dérivés partielles sont :

$$\frac{\partial \phi}{\partial N_0} = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} = \frac{\phi}{N_0} \tag{B.8}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \Gamma} = -N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} \ln(E/E_0) = -\phi \ln(E/E_0) \tag{B.9}$$

et en injectant dans B.7 :

$$\sigma_\phi^2 = \left(\frac{\phi}{N_0}\right)^2 \sigma_{N_0}^2 + \phi^2 \ln^2(E/E_0)\sigma_\Gamma^2 - 2\mathrm{cov}(N_0, \Gamma)\frac{\phi}{N_0}\phi \ln(E/E_0) \tag{B.10}$$

Cette expression mathématique définit ainsi le diagramme en papillon. La valeur de σ_ϕ^2 est minimale pour l'énergie de décorrélation, notée E_{dec}, définie par :

$$E_{dec} = E_0 \exp\left(\frac{\mathrm{cov}(N_0, \Gamma)}{N_0 \sigma_\Gamma^2}\right) \tag{B.11}$$

C'est le point où le spectre est le mieux contraint par les données.

B.3 Application à la fonction log-parabole

Certaines sources présentent des spectres avec une courbure qui doivent être ajustés par une fonction dite log-parabole dont la formule est :

$$\phi = N_0 E^{-(\alpha + \beta \cdot \log_{10}(E))} \tag{B.12}$$

et dépend de 3 termes. La nouvelle dérivée partielle est ainsi :

$$\frac{d\phi}{d\beta} = -\phi \cdot \log_{10}(E) \cdot \ln(E) \tag{B.13}$$

On peut appliquer l'équation B.3 pour calculer le contour d'erreur d'une telle fonction.

La figure B.1 montre des exemples de diagramme en papillon pour une loi de puissance et une log-parabole. Ici, on a représenté une SED en multipliant par E^2.

B.4 Application à la loi de puissance brisée

La loi de puissance brisée est définie par :

$$\begin{aligned} \phi &= N_0 \left(\frac{E}{E_{\mathrm{br}}}\right)^{-\Gamma_1} \text{ si } E < E_{\mathrm{br}} \\ \phi &= N_0 \left(\frac{E}{E_{\mathrm{br}}}\right)^{-\Gamma_2} \text{ si } E > E_{\mathrm{br}} \end{aligned} \tag{B.14}$$

avec $E_{\rm br}$, l'énergie de cassure.

Le contour d'erreur est calculé avec la formule B.7 en prenant $\Gamma = \Gamma_1$ si $E < E_{\rm br}$ et $\Gamma = \Gamma_2$ si $E > E_{\rm br}$. Il faut néanmoins y ajouter un terme provenant de l'erreur sur $E_{\rm br}$ et les termes croisés de la matrice de corrélation. La dérivée partielle par rapport à $E_{\rm br}$ est :

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{dE_{\rm br}} &= \phi\Gamma_1 \left(\frac{1}{E_{\rm br}}\right) \text{ si } E < E_{\rm br} \\ \frac{d\phi}{dE_{\rm br}} &= \phi\Gamma_2 \left(\frac{1}{E_{\rm br}}\right) \text{ si } E > E_{\rm br} \end{aligned} \tag{B.15}$$

B.5 Conclusion

Le contour d'erreur à 1σ obtenu avec le diagramme en papillon permet de représenter les résultats de *Fermi* de façon précise en tenant compte des corrélations entres les différents paramètres de l'ajustement aux données. Ceci permet alors de comparer ces résultats avec ceux d'autres instruments et particulièrement, à haute énergie, avec les résultats des expériences Tcherenkov. On remarquera à ce titre que ce diagramme est défini par une formule mathématique et peut donc être extrapolé de manière exacte jusqu'à n'importe quelle énergie.

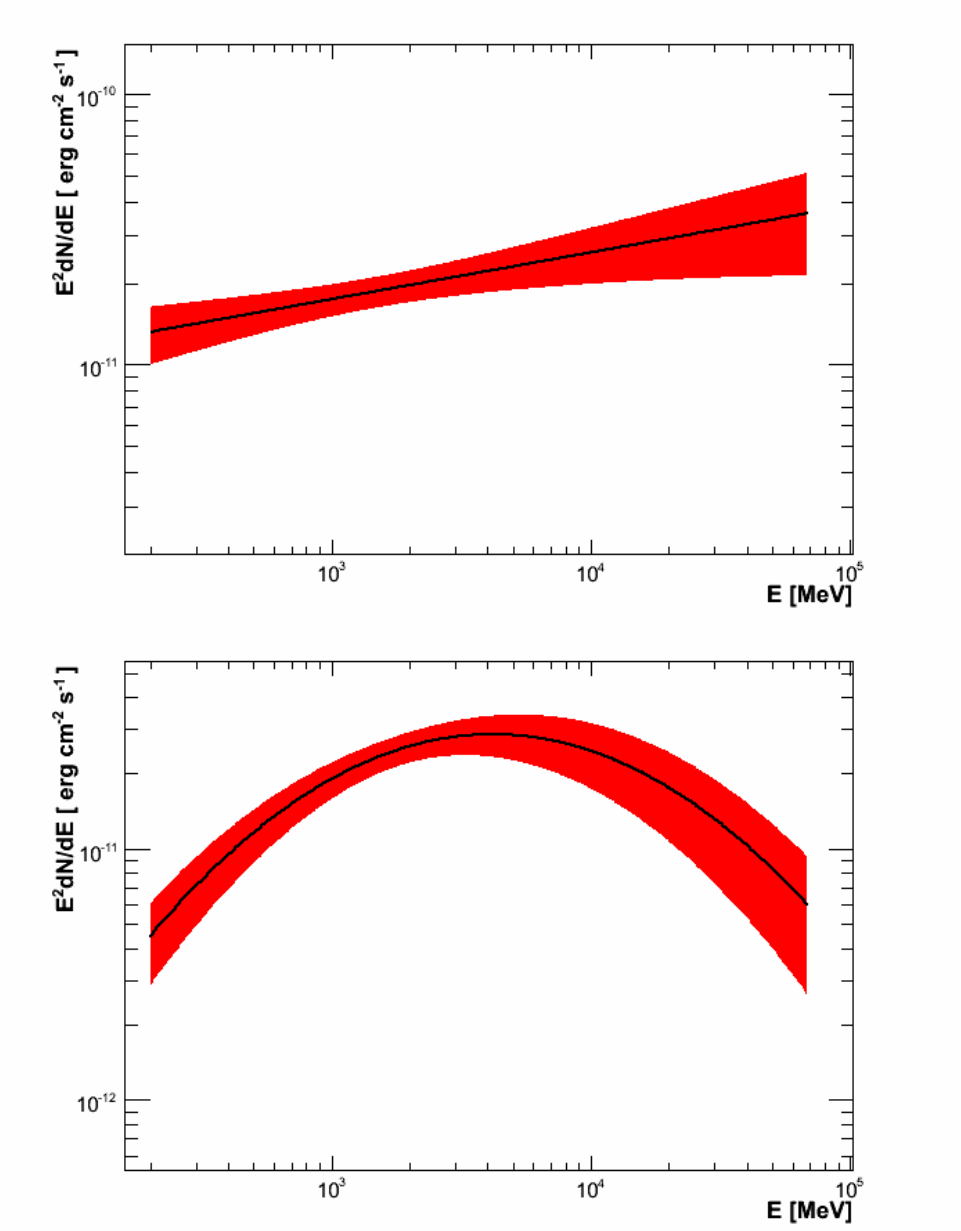


FIGURE B.1 Contour d'erreur pour une loi de puissance (en haut) et pour une log-parabole (en bas).

Annexe C

Calcul de l'opacité τ due à la lumière extragalactique EBL

Le champ de photons de l'EBL (chapitre 3) interagit avec les photons γ de très haute énergie pour former des paires $e^+ + e^-$ suivant l'interaction :

$$\gamma + \gamma \rightarrow \ e^+ + e^- \tag{C.1}$$

Le flux de photons mesuré sur Terre $F_{\rm Obs}(E_\gamma)$ diffère de celui émis par la source $F_{\rm Int}(E_\gamma)$ et on défini la profondeur optique, ou opacité, τ de telle manière que :

$$F_{\rm Obs}(E_\gamma) = e^{-\tau(E_\gamma, z)} F_{\rm Int}(E_\gamma). \tag{C.2}$$

τ dépend de l'énergie du photon E_γ et aussi de la distance entre la source et la Terre z.

C.1 Calcul de l'opacité

La section efficace de la création de paire est donnée par (Peskin & Schroeder, 1995) :

$$\sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma,\ E_{\rm EBL},\ \mu) = \frac{3\sigma_T}{16}\ (1-\beta^2)\left[2\beta(\beta^2-2) + (3-\beta^4)\ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)\right] \tag{C.3}$$

où $\beta = \sqrt{1 - \frac{E_{\rm s}}{E_{\rm EBL}}}$, l'énergie seuil $E_{\rm s} = \frac{2(m_e c^2)^2}{E_\gamma(1-\mu)}$ et $\mu \equiv \cos\theta$ est l'angle entre les deux photons incidents dans le référentiel du centre de masse (figure C.1, à gauche).

La section efficace d'interaction $\gamma\gamma$ atteint un maximum pour $\beta = 0.70$ (figure C.1, à droite), soit, en utilisant la définition de β :

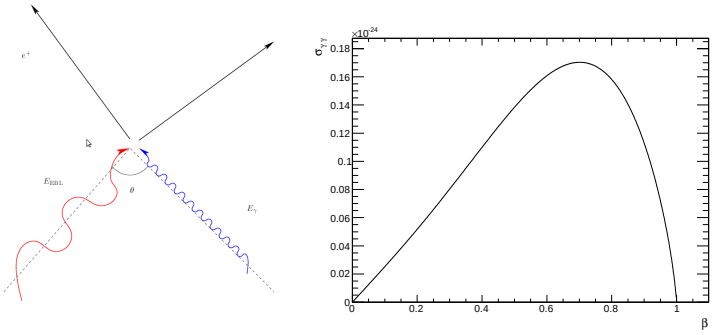


FIGURE C.1 À gauche, schéma de l'interaction $\gamma\gamma$. À droite, la section efficace $\sigma_{\gamma\gamma}$ en fonction du paramètre β et pour une collision frontale.

$$E_{\rm EBL} \approx \left(\frac{E_\gamma}{1{\rm TeV}}\right)^{-1} {\rm eV} \tag{C.4}$$

Pour un photon de 1 TeV, la section efficace est donc maximale pour un photon de l'EBL d'une énergie de l'ordre de 1 eV. La profondeur optique traversée par un photon, intégrée sur la distance parcourue depuis son émission à un redshift z, est :

$$\tau(E_\gamma,\, z) = \int_0^z \left(\frac{{\rm d}\ell}{{\rm d}z'}\right) {\rm d}z' \int_{-1}^{+1} {\rm d}\mu\, \frac{1-\mu}{2} \int_{E'_{\rm s}}^{\infty} {\rm d}E'_{\rm EBL}\, n(E'_{\rm EBL}, z')\, \sigma_{\gamma\gamma}(E'_\gamma,\, E'_{\rm EBL},\, \mu) \tag{C.5}$$

avec $n(E'_{\rm EBL},\, z'){\rm d}E'_{\rm EBL}$ la densité comobile de photons d'EBL entre $E_{\rm EBL}$ et $E_{\rm EBL}+{\rm d}E'_{\rm EBL}$ et $E'_\gamma = E_\gamma(1+z)$. Le terme ${\rm d}\ell/{\rm d}z$ est induit par l'expansion de l'univers et vaut :

$$\left(\frac{{\rm d}\ell}{{\rm d}z}\right) = \frac{R_H}{(1+z)E(z)} \tag{C.6}$$

où R_H est le rayon de Hubble et dans un modèle d'univers ΛCDM, :

$$E(z) \equiv \left\{(1+z)^2(\Omega_m z+1) + z(2+z)[(1+z)^2\Omega_r - \Omega_\Lambda]\right\}^{1/2} \tag{C.7}$$

Dans cette équation, Ω_m est la densité d'énergie de la matière dans l'univers, Ω_r la densité d'énergie radiative. De plus, $\Omega_\Lambda = \Lambda/3H_0^2$ et Λ est la constante cosmologique.

Toute la difficulté est de mesurer expérimentalement le terme $n(E'_{\rm EBL},\, z')$ pour différentes énergies. La dépendance en z est due à l'évolution dans le temps des sources qui émettent les photons infrarouges (galaxies, étoiles de population III).

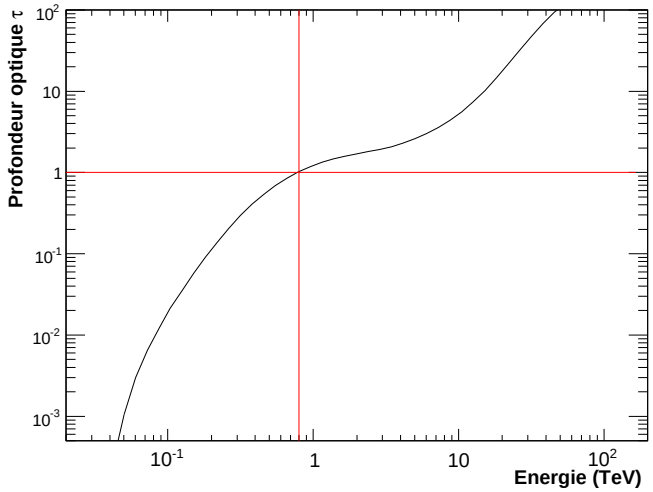


FIGURE C.2 Valeur de τ en fonction de l'énergie E pour une source placée au redshift de PKS 2155-304 . Les lignes rouges repèrent l'énergie pour laquelle τ=1.

C.2 Absorption pour PKS 2155-304

PKS 2155-304 est un HBL situé à $z = 0.117$. La figure C.3 présente la valeur de τ en fonction de l'énergie pour une source au redshift de PKS 2155-304 avec le modèle de Franceschini et al. (2008) utilisé dans ce mémoire. À cette distance $\tau = 1$ pour des photons de 800 GeV et l'absorption du flux est $1 - \exp(-\tau) \approx 0.77$ à 300 GeV.

La figure C.3 présente le spectre absorbé (trait plein) et intrinsèque (trait pointillé) d'une source fictive placée à un redshift de $z = 0.117$.

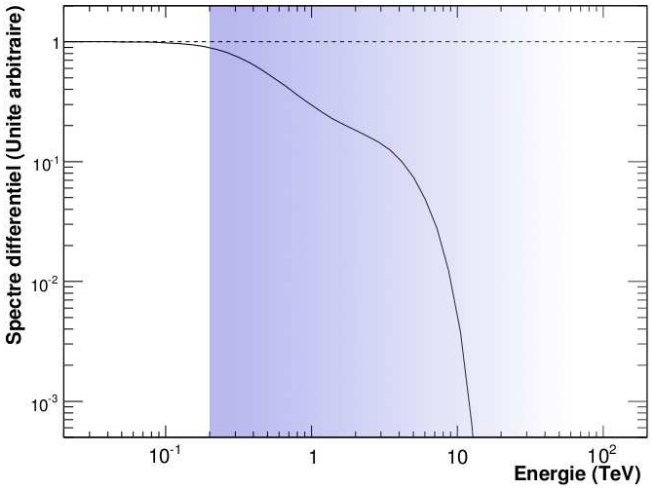


FIGURE C.3 Flux d'une source fictive à z=0.117. En trait plein, le flux corrigé pour l'absorption due à l'EBL, en traits pointillés, le flux intrinsèque. La zone bleue présente la zone de sensibilité des expériences Tcherenkov.

Annexe D

Contribution à la calibration du calorimètre

Le calorimètre du LAT a pour but principal la mesure de l'énergie de la particule incidente. Dans cette annexe, nous décrivons une partie de l'électronique de lecture du calorimètre ainsi que la calibration des seuils de déclenchement.

D.1 Description de l'électronique du calorimètre

Le calorimètre du LAT est composé de 16 modules de 96 cristaux, possédant chacun 4 diodes (LE et HE, voir chapitre 2) soit 2 sur chaque extrémité (ou face). Chaque diode possède sa propre chaîne d'électronique de lecture appelée *GLAST Calorimeter Front End* (CGFE), schématisée en figure D.1.

Chaque chaîne est constituée :

- d'un pré-amplificateur,
- de deux voies avec des gains respectifs $\times 1$ et $\times 8$,
- d'un convertisseur 12 bits analogique vers digital, convertissant l'énergie, en MeV, en ADC.

Chaque face d'un barreau a donc 4 sorties notées LEX1 et LEX2 pour la diode LE et HEX1 et HEX8 pour la diode HE, permettant d'avoir une gamme dynamique allant de 2 MeV à 70 GeV. Le tableau D.1 donne un résumé des gammes en énergie en fonction des voies et aussi de la conversion MEV/ADC. Les diodes LE permettent de mesurer les petits signaux (2-1000 MeV) alors que les diodes HE donnent accès aux signaux de plus grande énergie (60-70000 MeV).

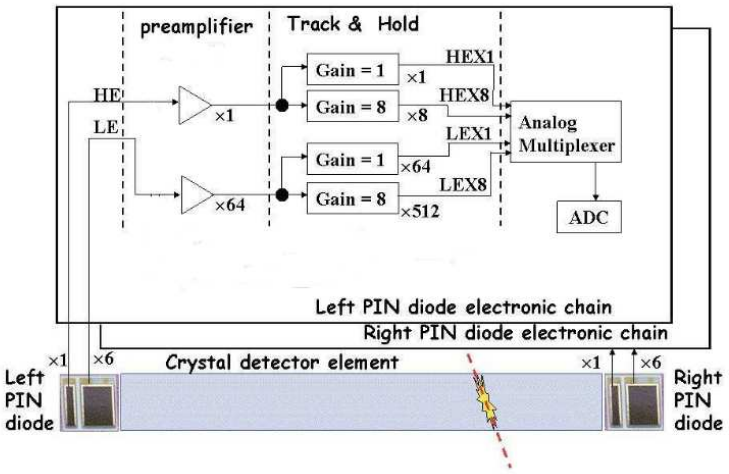


FIGURE D.1

Gamme	énergie minimale (MeV)	énergie maximale (MeV)	MeV/ADC
LEX8	2	100	0.03
LEX1	2	1000	0.27
HEX8	60	8000	2.2
HEX1	60	70000	19

TABLE D.1 Gamme dynamique des 4 gains. Les petites et grandes diodes couvrent les gammes HE et LE respectivement. La dernière colonne donne la conversion MeV en ADC pour la conversion analogique-digitale.

D.2 Déclenchement par le calorimètre

Le déclenchement de l'acquisition des données peut être fait par le calorimètre, en particulier pour les évènements qui ne se convertissent que dans le calorimètre. Deux déclenchements, fournis par le calorimètre, sont possibles :

- CAL-HI : ce déclenchement est donné lorsqu'une énergie mesurée par une diode HE dépasse le seuil de discrimination, appelé FHE, de 1 GeV.
- CAL-LO : identique au déclenchement CAL-HI mais pour la diode LE et le seuil de discrimination, noté FLE, est à 100 MeV.

Pour chaque diode de chaque face, les seuils FLE et FHE sont individuellement réglables.

D'autres types de déclenchement sont possibles et notamment ceux donnés par le trajectographe [1] et permettent de former alors un OU logique pour un évènement. La liste des déclenchements pour un même évènement est aussi transmise au sol sous forme d'un nombre binaire à 5 bits.

D.3 Piédestaux

Des bruits dus aux diodes et à l'électronique de lecture induisent un signal, appelé piédestal, d'un certain niveau x_{ped} ADC, toujours présent et qu'il faut supprimer lors de la lecture des données. On parle de suppression de zéro.

Afin de connaître la valeur x_{ped}, un déclenchement périodique à une fréquence de 2 Hz est utilisé. En supposant qu'aucun signal provenant d'une particule n'est présent lors de la lecture, le signal obtenu ne provient que du bruit de l'électronique et permet de connaître le piédestal. La figure D.2 présente un signal de piédestal pour une diode, ajusté par une gaussienne $\text{Gaus}_{\text{ped}}(x)$ dont la position du maximum donne la valeur x_{ped} ADC et la largeur de la gaussienne donne la contamination σ_{ped} ADC.

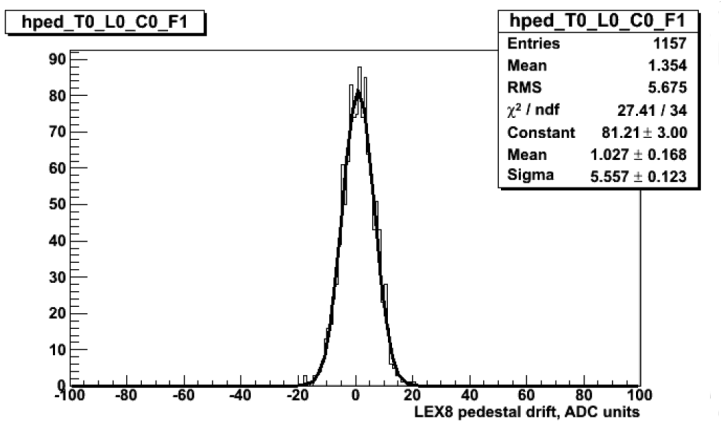


FIGURE D.2 Histogramme du signal obtenu grâce au déclenchement périodique et provenant de l'électronique. La ligne noire est un ajustement par une gaussienne.

D.4 Log Accept ou LAC

Afin de réduire le temps mort ainsi que la quantité de données transférée au sol (voir chapitre 2), les données digitisées correspondant à un dépôt d'énergie sur une face inférieure à un seuil appelé *Log Accept* (LAC) sont

1. Le déclenchement L1T est donné quand 3 pistes SSD consécutives sont activées.

supprimées. Ainsi, il y a 2 valeurs du seuil LAC par cristal, qui sont réglables individuellement.

Afin de calibrer la valeur de ces seuils, des prises de données au sol ont été effectuées au *Naval Research Laboratory* (NRL), pour différentes températures en utilisant les rayons cosmiques comme particules test.

Le flux de rayons cosmiques mesuré par face de cristal est modélisé par :

$$F_{\text{signal}}(x) = \frac{b_1}{x + b_2} \tag{D.1}$$

avec x l'énergie en ADC. L'efficacité de détection, si on prend en compte le seuil LAC, est donnée par une fonction sigmoïde de la forme :

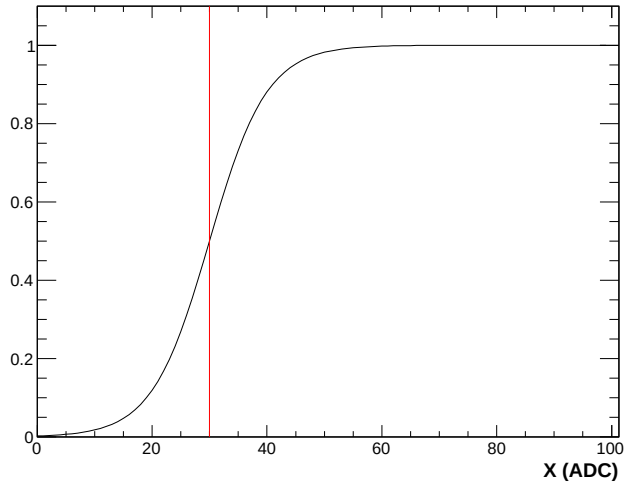


FIGURE D.3 Fonction sigmoïde donnée par l'équation D.2.

$$F_{\text{eff}}(x) = \frac{1}{1 + \exp\left((a_0 - x)/a_1\right)} \tag{D.2}$$

où dans le cas idéal (sans piédestal), la valeur du seuil LAC est a_0. Cette fonction, tendant vers 1 quand X tend vers l'infini, est présentée en figure D.3. L'ajustement des données, pour chaque face, est alors fait par la fonction :

$$F(x) = F_{\text{eff}}(x) \times F_{\text{signal}}(x) = \frac{1}{1 + \exp\left((a_0 - x)/a_1\right)} \times \frac{b_1}{x + b_2} \tag{D.3}$$

La figure D.4 montre l'ajustement réalisé pour une face prise au hasard. Il faut encore supprimer le piédestal et la valeur du seuil LAC est alors $a_0 - x_{\text{ped}}$.

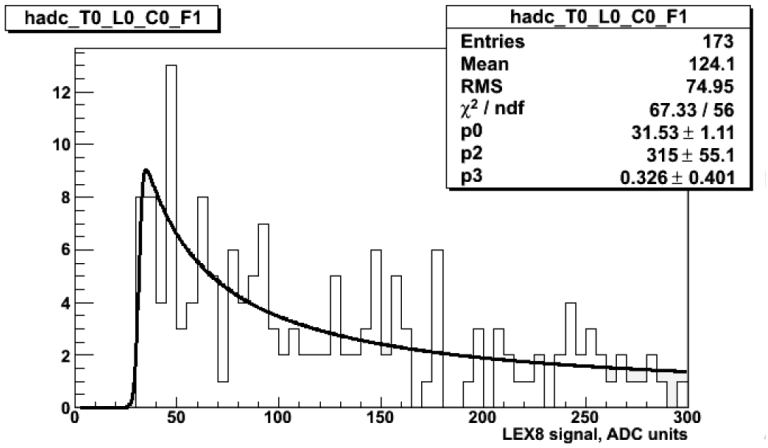


FIGURE D.4 Histogramme du signal obtenu lors d'une prise de données, la courbe noire est l'ajustement par la fonction de l'équation D.3.

Cette méthode fonctionne parfaitement tant que la valeur du piédestal n'est pas trop grande par rapport à la valeur du seuil LAC et que le bruit électronique ne contamine pas les données. Dans le cas contraire [2], c'est à dire quand la valeur du seuil LAC est inférieure à $x_{\text{ped}} + 3\sigma_{\text{ped}}$ ADC, il faut tenir compte de ce bruit électronique, mesuré, par ailleurs, grâce au déclenchement périodique. Dans ce but, nous avons implémenté dans le code de reconstruction la fonction :

$$F(x) = F_{\text{eff}}(x) \times F_{\text{signal}}(x) = \frac{1}{1 + \exp\left((a_0 - x)/a_1\right)} \times \left(\frac{b_1}{x + b_2} + \text{Gaus}_{\text{ped}}(x) \right) \tag{D.4}$$

Cette méthode, testée avec des simulations Monte-Carlo et appliquée aux données réelles, permet d'améliorer l'ajustement et la détermination de la valeur du seuil LAC lorsque celui-ci est entre x_{ped} et $x_{\text{ped}} + 3\sigma_{\text{ped}}$ ADC.

D.5 Surveillance des seuils en vol

Durant la mission *Fermi*, les différents seuils (LAC, FLE, FHE) ainsi que la valeur des piédestaux sont surveillés. Ceci permet, entre autres, de s'assurer de la bonne calibration du calorimètre, indispensable dans la reconstruction des évènements.

Les effets des manœuvres du vaisseau sont également visibles sur les valeurs des différents seuils en fonction du temps. En effet, en avril 2010, *Fermi* a effectué ses premières observations ToO (Target of Opportunity)

2. environ 2% des cristaux lors des tests au sol.

en pointant, pendant une période de 2 jours, sur le FSRQ 3C454.3. Dans la suite cette période est repérée dans les graphiques D.5, D.7 et D.8 par une bande de couleur jaune ou verte.

La chaîne de reconstruction des évènements du LAT délivre aussi la valeur de ces seuils permettant alors leur surveillance, contact après contact, via un script de lecture en `Python`.

LAC La figure D.5 présente la valeur des seuils LAC, en MeV, en fonction du temps, en MJD, moyennée sur toutes les faces de tous les cristaux et la dispersion est donnée par la barre d'erreur. L'effet des observations pointées, repérées en jaune, est faible ($< 1\%$) sur les seuils LAC.

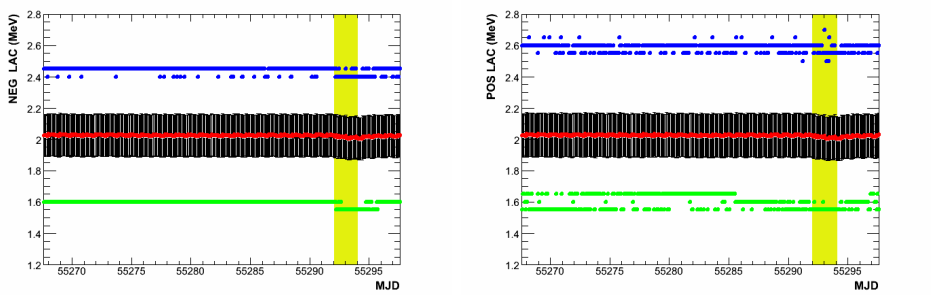


FIGURE D.5 Valeurs moyennes des seuils LAC (points rouges), les barres d'erreurs présentent la dispersion de ces valeurs et les points bleu et vert donnent les valeurs extrêmes.

FLE et FHE Pour connaître la valeur du seuil FLE en vol, on utilise la distribution en énergie des évènements ayant activé le déclenchement CAL-LO et on l'ajuste avec une fonction proche de l'équation D.3, à savoir :

$$F_{\mathrm{FLE}}(x) = \left(\frac{1}{1+\exp\left((a_0-x)/a_1\right)} \times \frac{b_1}{x}\right) + c_1 \qquad \text{(D.5)}$$

Le seuil FLE est donné par le paramètre a_0. Un exemple est donné dans la figure D.6. La même procédure est menée pour le seuil FHE avec la distribution en énergie des évènements ayant activé le déclenchement CAL-HI.

La figure D.7 donne les valeurs moyennes des seuils FLE (à gauche) et FHE (à droite), en MeV, en fonction du temps. La variation à l'échelle de temps de la journée est dû à l'orbite du vaisseau. On note un effet dû aux observations pointées sur les seuils FLE de l'ordre de 1%.

Piédestal La figure D.8, à gauche, présente la moyenne de la déviation des piédestaux à la valeur calibrée pour toutes les voies LEX8 et à droite la valeur de ces piédestaux. Ici encore la variation journalière est due à

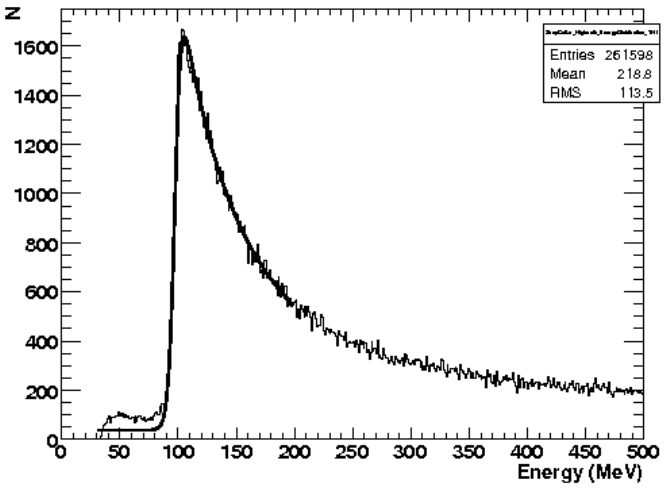


FIGURE D.6 Résultat d'un ajustement de la distribution en énergie des évènements ayant activé le déclenchement CAL-LO par la fonction de l'équation D.5.

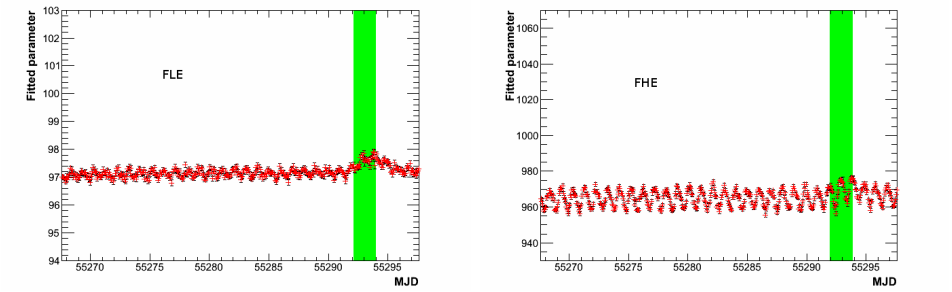


FIGURE D.7 Valeurs moyennes des seuils FLE (à gauche) et FHE (à droite), en MeV, en fonction du temps.

l'orbite du vaisseau. La période d'observation pointée a induit une déviation supplémentaire des piédestaux à la valeur calibrée, ainsi qu'une plus grande dispersion de celle-ci ($\approx 40\%$).

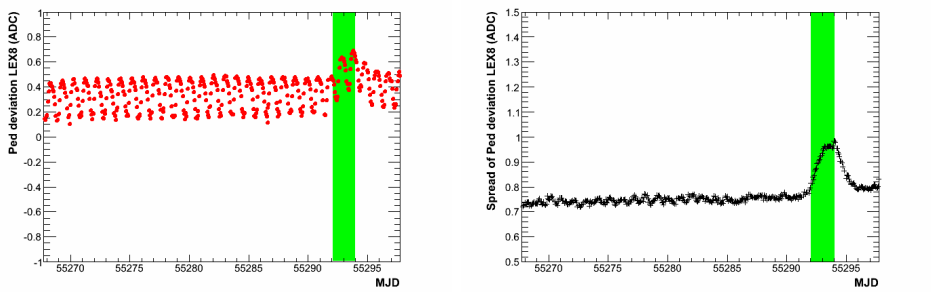


FIGURE D.8 Valeur moyenne (gauche) et dispersion (droite) de la déviation à la valeur calibrée des valeurs pour les voies LEX8.

Annexe E

Méthodes Monte-Carlo de calcul d'erreur

Le calcul des erreurs est primordiale en physique et permet de connaître la précision d'une mesure. Dans cette annexe, nous donnons la méthode utilisée dans ce mémoire pour calculer l'erreur sur différentes quantités comme la corrélation, le coefficient de Kendall (chapitre 3) ou encore la MCCF (chapitre 5).

E.1 Méthode

Considérons deux séries de mesures $\{x_i\}$ et $\{y_i\}$ et leurs erreurs[1] associées $\{\Delta x_i\}$ et $\{\Delta y_i\}$. On cherche à évaluer l'erreur sur une quantité λ obtenue par le calcul :

$$\lambda = F(\{x_i\}, \{y_i\}) \tag{E.1}$$

Pour calculer l'erreur sur λ, notée $\Delta\lambda$, on procède comme suit :
- pour chaque terme i de la série $\{x_i\}$, on tire une variable gaussienne de moyenne x_i et d'écart type Δx_i : $\{x'_i\} = \{\mathcal{N}(x_i, \Delta x_i)\}$,
- on fait de même pour la série $\{y_i\}$ et on calcul $\lambda' = F(\{x'_i\}, \{y'_i\})$,
- en répétant l'opération, on obtient une distribution de λ qui est ajustée par une fonction gaussienne et permettant d'obtenir l'erreur $\Delta\lambda$.

La figure E.1 présente deux séries $\{x_i\}$ et $\{y_i\}$, tirées aléatoirement, l'une en fonction de l'autre. Afin d'illustrer la description, le calcul présenté précédemment a été mené pour le facteur de corrélation ρ :

$$\lambda = \rho(\{x_i\}, \{y_i\}) \tag{E.2}$$

1. On considère dans un premier temps des erreurs symétriques.

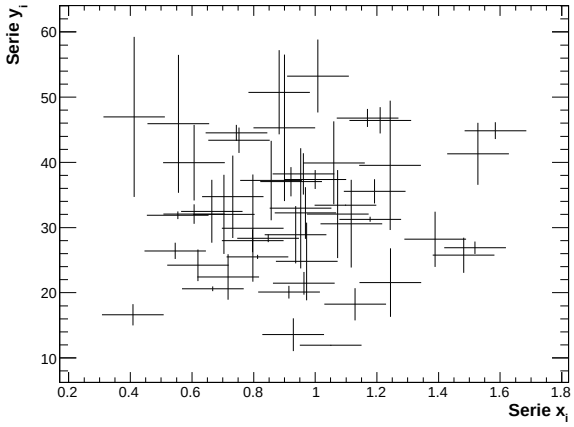


FIGURE E.1 Séries $\{x_i\}$ et $\{y_i\}$ et leurs erreurs, tirées aléatoirement et utilisées à titre d'illustration.

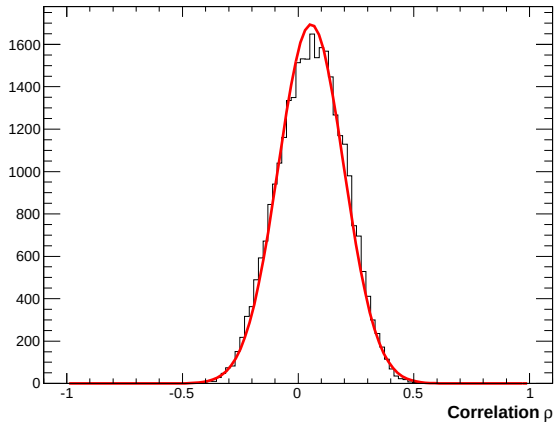


FIGURE E.2 Histogramme des valeurs du facteur de corrélation.

La figure présente l'histogramme, obtenu par la méthode décrite précédemment, pour cette quantité et l'ajustement avec une gaussienne afin de connaître la largeur de celle-ci et donc $\Delta\rho$.

E.2 Intérêt

Cette méthode permet de calculer des erreurs pour toutes les quantités λ même dans le cas où aucune expression mathématique pour l'erreur ne peut être calculée par différentiation de la fonction F (équation E.1). C'est le cas pour le coefficient de Kendall utilisé au chapitre 3. La figure E.3 présente un histogramme des valeurs de coefficient de Kendall calculé à partir des séries

$\{x_i\}$ et $\{y_i\}$ de la figure E.1.

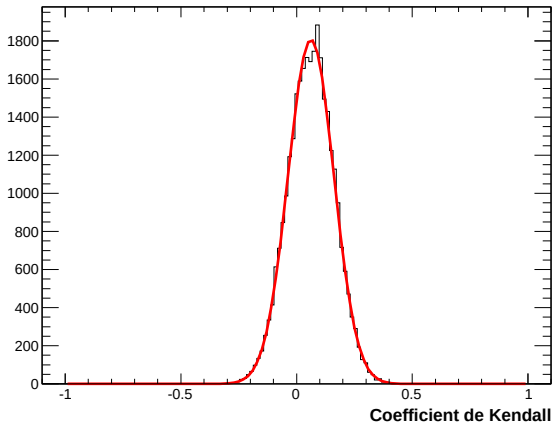


FIGURE E.3 Histogramme des valeurs de coefficient de Kendall.

E.3 Prise en compte des erreurs asymétriques

Le cas où les erreurs sur les séries ne sont pas symétriques, c'est-à-dire que les erreurs positives et négatives sont différentes, est aussi traitable par cette méthode.

Considérons les termes positifs $\{\Delta^p x_i\}$ et négatifs $\{\Delta^n x_i\}$ d'erreurs sur la série $\{x_i\}$. Le tirage de la variable gaussienne $\mathcal{N}(x_i, \Delta x_i)$ est légèrement modifié :

- on tire une variable uniforme p entre 0 et 1,
- si $p > 0.5$ alors on tire une variable $\mathcal{N}(0, \Delta^p x_i)$ et $x'_i = x_i + \mathcal{N}(0, \Delta^p x_i)$
- si $p < 0.5$ alors on tire une variable $\mathcal{N}(0, \Delta^m x_i)$ et $x'_i = x_i - \mathcal{N}(0, \Delta^m x_i)$

En répétant ceci, on obtient, comme précédemment un histogramme pour la quantité Λ qui permet d'obtenir l'erreur.

Annexe F

Modélisation de la variabilité des blazars dépendante de l'énergie

F.1 Motivation

La caractérisation de la variabilité des blazars permet d'étudier les mécanismes en jeu dans le jet. Nous avons vu que, pour PKS 2155-304 et Marakarian 421 (Giebels et al., 2007), la valeur de F_{var} était dépendant de l'énergie dans le domaine des rayons X et pouvait être ajustée par une loi de puissance.

Nous avons utilisé notre modèle SSC dépendant du temps afin de reproduire ce comportement dépendant de l'énergie en nous basant sur l'ajustement de la SED de Marakarian 421 proposé par Giebels et al. (2007).

F.2 Modèlisation de Markarian 421

Dans le modèle SSC dépendant du temps, la densité d'électrons est donnée par l'équation différentielle :

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial}[(\dot{\gamma}_s + \dot{\gamma}_c)N_e(\gamma, t)] + Q(\gamma, t) - \frac{N_e(\gamma, t)}{t_{esc}} \tag{F.1}$$

En suivant, la modélisation de Marakarian 421 de Giebels et al. (2007), nous décrivons le terme d'injection par une fonction maxwellienne :

$$Q(t, \gamma) = K\gamma^2 \exp(-2\gamma/\gamma_b(t)) \tag{F.2}$$

Les paramètres physiques du modèle sont : $B = 0.2$ G, $R = 2 \times 10^{15}$ cm et $\Gamma = 40$. Les paramètres du terme d'injection F.2 sont $\gamma_b = 5.3 \times 10^3$ et $K = 7.9 \times 10^{18}\mathrm{cm}^{-3}$ et permettent de décrire la SED moyennée dans le temps de Markarian 421 (figure F.1).

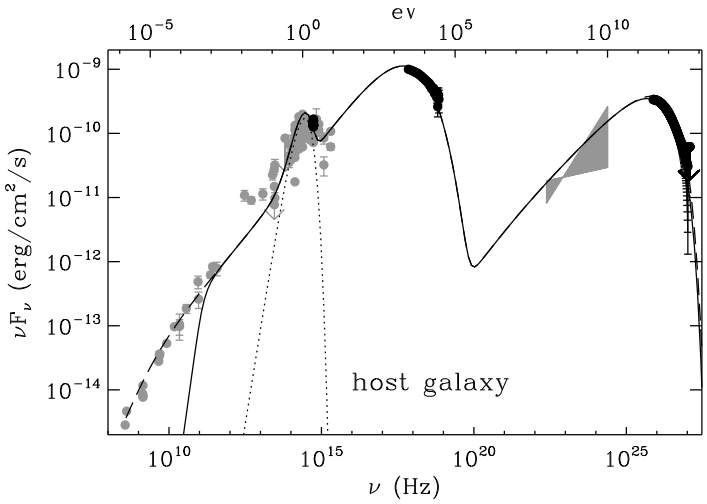


FIGURE F.1 SED moyennée dans le temps de Markarian 421 entre MJD 51987 et MJD 51993.5 et tirée de Giebels et al. (2007). Les points de données ont été obtenus par CAT (THE), *RXTE* (Rayons X) et KVA (Optique).

F.3 Génération de bruit rouge

L'injection des particules dépend des mécanismes d'accélération et d'injection. Nous allons considérer un processus stochastique en faisant varier un paramètre de l'injection, ici γ_b, suivant un bruit rouge. Un tel processus est indépendant des mécanismes d'émissions et peut être induit par des processus d'accrétion comme dans le modèle de McHardy (2008).

La série temporelle $f(t)$ est générée selon la méthode de Timmer & Koenig (1995) avec une spectre de puissance $\propto w^{-2}$ où w est la fréquence en Hz. On suit la procédure suivante :

- dans un premier temps, la fonction $s(w) = w^{-2}$ est calculée
- on tire deux variables gaussiennes $x, y = \mathcal{N}(0, 1)$
- la transformée de Fourier de la série $f(t)$ est alors :

$$\tilde{f}(w) = \sqrt{\frac{1}{2} s(w)(x + iy)} \tag{F.3}$$

La figure F.2 est un exemple de spectre de puissance simulé par cette méthode et comparé avec le spectre voulu (ligne rouge). Afin de tenir compte des basses fréquences du spectre de puissance, on simule des séries temporelles de 5120 points dont on ne garde que les 512 premiers points. Un exemple de série est présenté en figure F.3.

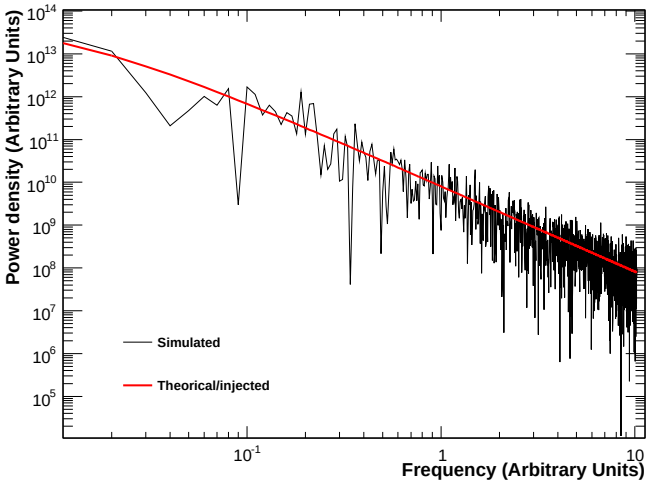


FIGURE F.2 Spectre de puissance simulé par la méthode de Timmer & Koenig (1995). La droite rouge est la fonction théorique $s(w) = w^{-2}$.

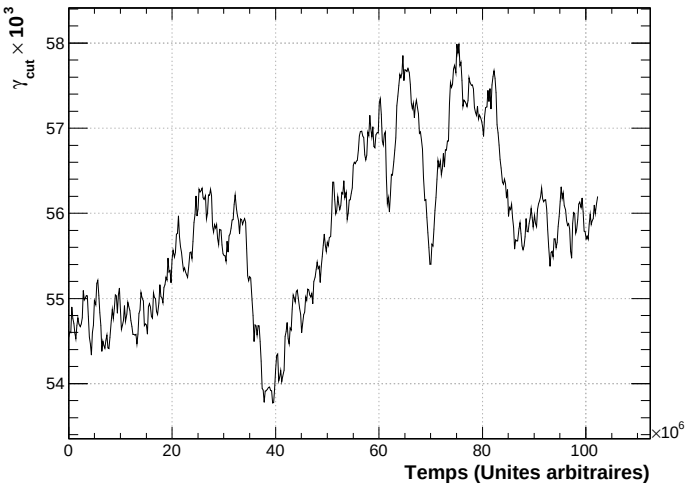


FIGURE F.3 Exemple de série temporelle $f(t)$ générée par la méthode de Timmer & Koenig (1995).

F.4 Simulations

Dans un premier temps, nous calculons l'état stationnaire avec les paramètres définis. Une fois cet état stationnaire atteint, nous faisons varier le paramètre γ_b en suivant la série temporelle $f(t)$ en gardant le paramètre K constant.

L'injection est fait avec une échelle de temps Δt_{inj} plus grande que le temps de parcours de la lumière dans la zone émettrice soit $\Delta t_{inj} = 3R/c$.

Les 521 points de la série correspondent à une simulation de $\Gamma^{-1}R/c = 29.6$ jours dans le référentiel de l'observateur

F.5 Résultats

Nous avons mené 50 simulations identiques avec 50 séries temporelles générées indépendamment. Pour chaque série, la valeur de F_{var} en fonction de l'énergie des photons sur Terre est calculée. La figure F.4 donne le résultat pour ces 50 simulations et les points sont les valeurs moyennes de F_{var} alors que l'écart type est représenté par les barres d'erreurs.

Dans la gamme en énergie de *RXTE*, F_{var} est une fonction croissante de l'énergie. L'ajustement avec une loi de puissance donne une valeur de l'indice de $\kappa = 2.61 \pm 0.08$ en bon accord avec celui de 0.24 trouvé par Giebels et al. (2007).

À plus haute énergie, on prédit une variabilité moindre dans la gamme en énergie de LAT que dans le domaine des THE.

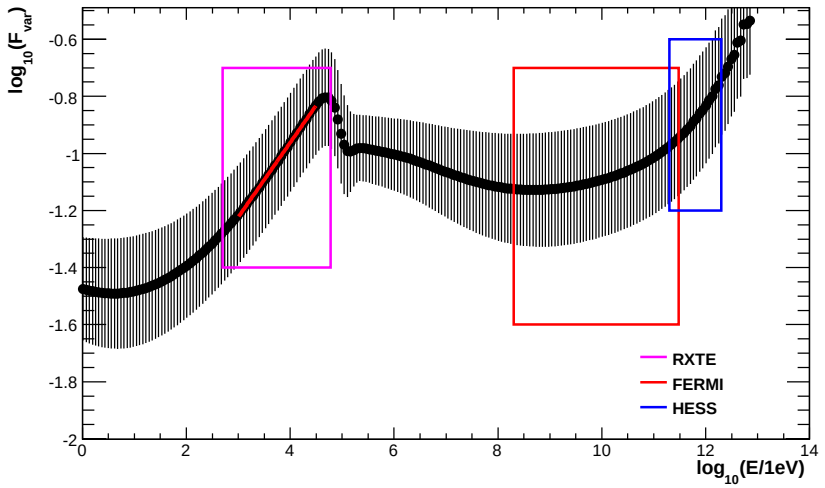


FIGURE F.4 Valeurs moyenne de F_{var} en fonction de l'énergie pour 50 simulations indépendantes. Les barres d'erreurs donne la dispersion de F_{var}. La ligne rouge est le résultats de l'ajustement par une loi de puissance dans la gamma en énergie de *RXTE*. Les boîtes donnent les gammes en énergies des expériences *RXTE*, *Fermi* et enfin des télescopes Tcherenkov.

Table des figures

1.1 Spectre différentiel des rayons cosmiques mesuré sur Terre. On notera la présence du genou et de la cheville qui sont indiqués. 11

1.2 En haut, spectre différentiel des rayons cosmiques au dessus de 10^{18} eV. En bas, les mêmes données mais le spectre est multiplié par $E^{2.69}$ afin de faire apparaitre la cheville et la coupure GZK. Les points blancs sont les données HiRes et les noirs les données AUGER. Figure tirée de Abraham et al. (2008). 12

1.3 Schéma d'un cycle d'accélération par un choc. 15

1.4 Diagramme de Hillas. La ligne pleine rouge représente la relation R–B pour un proton accéléré à 1 ZeV $= 1 \times 10^{21}$ eV. La droite bleue est obtenue pour un atome de fer à 100 EeV, la ligne pointillé rouge pour un proton à la même énergie. Chaque type de source est repéré dans ce diagramme par une ellipse violette donnant les valeurs de B et R typiques de ces sources. Plus une source se situe vers le haut et la droite de cette figure, plus l'énergie maximale atteinte peut être grande. 18

1.5 En haut, émission synchrotron par une population de particules décrite par une loi de puissance d'indice $p = 2, 3, 4$ entre deux bornes en énergie $\gamma_{\min} = 0$ et $\gamma_{\max} = 10^6$. En bas, le taux de polarisation correspondant (Eq 1.16). 20

1.6 À gauche : photo du satellite *CGRO* lors de son déploiement par la navette spatiale, le 5 avril 1991. À droite : schéma du satellite et des 4 instruments à bord : BATSE (20 keV-100 keV), OSSE (50 keV-10 MeV), COMPTEL (1 MeV-30 MeV) et EGRET (30 MeV-10 GeV). 24

1.7 Principe de détection des télescopes au sol. À gauche, la gerbe électromagnétique est accompagnée d'un cône de lumière Tcherenkov pouvant être détecté par les télescopes au sol (à gauche). La détection par plusieurs télescopes permet une estimation de la direction d'arrivée. 27

1.8 Localisation sur Terre des expériences Tcherenkov majeures. . 28

1.9 Photos des 4 expériences majeures en 2010. De gauche à droite et de haut en bas : HESS, MAGIC I et II, CANGAROO et VERITAS. 29
1.10 Images du ciel (simulé) entre 200 MeV et 300 GeV dans les coordonnées galactiques et en projection Hammer-Aitoff. Dans ce système, la Galaxie est située sur l'axe horizontal. En haut, on a présenté les axes du système de coordonnées galactiques, en bas, ceux du système écliptique. 30
1.11 En haut : Le premier catalogue *Fermi*. En bas, le catalogue TeVCat répertoriant toutes les sources THE connues au 03 janvier 2010. 31
1.12 Simulation faite à partir du fond galactique utilisé dans l'analyse des données *Fermi* et obtenue par le programme GALPROP. La simulation représente 10^7 secondes d'observation *Fermi* 32
1.13 Schéma d'un pulsar, le faisceau radio, le cylindre de lumière et les lignes de champs ouvertes, entre autres, sont repérés. . 33
1.14 Distribution des GRB vus par BATSE (Paciesas et al., 1999) en projection Hammer-Aitoff et coordonnées galactiques. . . . 35
1.15 À gauche : la galaxie 3C 296 de type FR-I. À droite 3C 47, une galaxie FR-II. 37
1.16 Diagramme de la luminosité radio en fonction de la luminosité optique. Les FR-I sont représentées par un petit 1 et les FR-II par un 2, tiré de Ledlow & Owen (1996). 38
1.17 Schéma d'unification des NAG suivant le modèle de Urry et al. (Urry & Padovani, 1995). 39
1.18 À gauche : le spectre optique d'un FSRQ, à droite le spectre optique d'un BL Lac. 40
1.19 SED de plusieurs blazars, de gauche à droite et de haut en bas : PKS 2005-489 (The HESS Collaboration, 2009), PKS 1424+240 (The VERITAS Collaboration et al., 2009), 3C 454.3 (Abdo et al., 2009d), Markarian 421 (Horan et al., 2009). 41
1.20 Schéma d'un jet. Les électrons sont accélérés proche du trou noir central. Ils émettent des photons par rayonnement synchrotron ou par interaction avec des photons cibles de différentes origines (disque, BLR ou même photons synchrotron). 41
1.21 Mouvement supra-luminique observé dans le jet de la galaxie M 87 (Biretta et al., 1999). 43
1.22 À gauche : schéma explicatif des mouvements supra-luminiques. À droite : vitesse apparente en fonction de l'angle θ pour différentes valeurs de β_s. 44

1.23 À gauche : SED moyennes d'un échantillon de blazar, tiré de (Fossati et al., 1999). À droite : fréquence du pic synchrotron en fonction de la densité d'énergie (radiative et magnétique) dans le jet (Ghisellini et al., 1998). 46
1.24 Figures tirées (Abdo et al., 2010d), liste des sources *Fermi* probablement associées avec des NAG. En haut, la distribution des indices spectraux pour les FSRQ et les BL Lac. La ligne pointillée bleu est la distribution des indices spectraux des BL Lac vus au TeV. En bas : l'indice spectral *Fermi* en fonction de la position du pic synchrotron. En rouge se trouvent les FSRQ, les autres sources sont des BL Lac et les HBL sont en bleu. 47
1.25 SED du HBL PKS 2155-304 tirée de Aharonian et al. (2007a). En noir, la SED dans un état bas. Les points en rouge et en noir représentent le flux à deux instants différents lors de l'épisode éruptif. 48

2.1 Vue du satellite *Fermi* lors des tests finaux (à gauche) et lors de son montage sur la fusée Delta II (à droite). Le LAT est la partie supérieure recouverte d'une protection grise. 52
2.2 Schéma du LAT, composé de 16 tours avec chacune un trajectographe et un calorimètre. Les axes xyz du LAT sont aussi indiqués. 53
2.3 Fond de particules moyenné en orbite, figure tirée de Atwood et al. (2009) 55
2.4 Candidat photon dans le LAT. Les lignes bleues présentent les trajectoires de la paire e^+e^- et les jaunes, la direction reconstruite du photon incident. Les carrés rouges donnent les barreaux du calorimètre touchés et les lignes vertes, les pistes SSD touchées. 56
2.5 Schéma de fonctionnement d'un barreau du calorimètre du LAT. 57
2.6 Image d'un module du calorimètre lors de la mise en place des barreaux dans la structure en epoxy (noir). 58
2.7 Résolution angulaire (PSF) du LAT en fonction de l'énergie pour les évènements "front" et une incidence normale (ligne), pour une incidence à 60 degrés (tirets). 59
2.8 Surface effective en fonction de l'énergie pour les 3 différentes classes d'évènements, TRANSIENT (pointillés), SOURCE (ligne), DIFFUSE (tirets). 60
2.9 Résolution en énergie en fonction de l'énergie pour des évènements avec une incidence normale (plein), pour une incidence à 60 degrés (tirets). 61
2.10 Déformation de la ROI due à la coupure sur l'angle zénithal. 64

2.11 Projection Hammer-Aitoff de la carte d'exposition obtenue lors de la détermination de la liste des sources les plus brillantes (3 mois de données) en coordonnées galactiques (Abdo et al., 2009b). 66
2.12 En haut, nombre de photons reçus en fonction de l'énergie. Sont aussi présentées, les contributions des différentes sources et la somme de celles-ci : fond diffus galactique (vert), et deux sources ponctuelles (violet et bleu). Le graphique du bas donne les résidus de l'ajustement en fonction de l'énergie. 68
2.13 Profils de vraisemblance : à gauche, $\mathcal{L}(P)$ pour une source brillante pour laquelle l'approximation gaussienne est correcte, à droite, une source faible pour laquelle il faut utiliser le package MINOS. 69
2.14 Carte en nombre de photons et carte de significativité d'une ROI simulée. Les deux sources simulées sont marquées avec un cercle vert. 70
2.15 Schéma des cas possibles pour le calcul des limites supérieures. À gauche, le paramètre maximisant $\mathcal{L}$ est dans la zone physique mais le profil n'est pas symétrique, à droite, il est dans la zone interdite. 72
2.16 Comparaison entre les résultats obtenus avec la méthode photométrique et `gtlike`. La ligne rouge présente l'égalité des flux obtenus par les deux méthodes. 74

3.1 Évolution du nombre de sources aux THE avec le temps. Les points en rouge représentent les sources annoncées après le lancement de *Fermi*, et dont certaines ont été guidées par ses observations. 78
3.2 Figure tirée de (Costamante & Ghisellini, 2002) donnant, en représentation $\nu F(\nu)$, l'émission radio à 5 Ghz en fonction de l'émission en rayons X à 1 keV. Chaque symbole représente des données obtenues par une expérience dont le nom est donné en légende. Les cercles noirs sont, de droite à gauche, les HBL : 1ES 1426+428, 1ES 2344+514, PKS 2155-304, Markarian 421, et Markarian 501. Deux valeurs du flux en rayons X sont données pour ces objets indiquant un état haut et un état bas dans ce domaine. Le rectangle indiquant les sources les plus intéressantes est défini par F(1 keV) = 1.46 μJy et F(5 Ghz) = 31.6 mJy. 83
3.3 SED de l'EBL mesurée par différentes expériences dont les données sont représentées par les points et les zones hachurées. La liste détaillée peut être trouvée dans la légende de la figure 1 de Franceschini et al. (2008). La ligne noire est le résultat du modèle développé par les auteurs. 85

3.4 Énergie pour laquelle $\tau = 1$ en fonction du redshift z suivant les modèles de (Franceschini et al., 2008; Primack et al., 2005; Kneiske et al., 2004; Stecker et al., 2006; Finke et al., 2010; Gilmore et al., 2009). 86

3.5 Profondeur optique, calculée selon le modèle de Franceschini et al. (2008), en fonction de l'énergie du photon incident pour différentes valeurs du redshift z. La ligne $\tau = 1$, correspondant à une absorption de $1/e$, est marquée en pointillé. 87

3.6 Principe d'extrapolation des contours à 1 σ. Une fois le calcul de ce contour effectué (étape 1), on extrapole avec la formule mathématique (étape 2) et on effectue la correction pour l'absorption due à l'EBL (étape 3). 97

3.7 Flux différentiel, à 100 GeV, estimé grâce aux données du LAT en fonction de celui obtenu à partir des données Tcherenkov. Dans le cas où deux mesures indépendantes ont été reportées les deux points (colorés) sont reliés par une ligne. La ligne en tirets représente la droite $x = y$. 99

3.8 Carte de TS de la région de 3C 66A/B. La croix 'x' indique la position radio de 3C 66A et le symbole '+', la position de 3C 66B. Les lignes noires représentent les contours à 68%, 90% et 99% de confiance. 100

3.9 La différence $\Delta\Gamma$ entre le spectre mesuré aux THE et celui mesuré aux HE en fonction de z. Les cercles vides sont les BL Lac, le cercle plein est Centaurus A et le carré noir M 87. Le spectre de Cen A a été obtenu sans prendre en compte l'extention de la source. Il apparaît une corrélation $\rho = 0.76 \pm 0.16$. La ligne noire est la prédiction minimale des effets de l'EBL. La zone en gris sombre présente l'incertitude liée au calcul de cet effet. La zone gris clair est une représentation de l'erreur statistique ajoutée. 107

3.10 Cartes de TS couvrant $1^\circ \times 1^\circ$. Les 4 premières figures (pour les sources PKS 2155-304, M 87, 3C 279 et 0N 325) illustrent des cas où la source est dans le contour d'erreur à 68%. Les 4 figures du bas (1ES 1218+304, 1ES 1028+511, 1ES 1118+424 et I Zw 187) sont les seuls cas où la position radio du NAG n'est pas dans ce contour d'erreur à 90%. 110

3.11 Spectre des 21 objets détectés conjointement dans les domaines du GeV et du TeV. Les observations *Fermi* sont représentées par un contour d'erreur à 1σ (ligne solide). Pour les sources les plus brillantes (tableau 3.6), ce contour correspond au spectre au dessus de 1 GeV et la zone grisée au spectre sur toute la gamme en énergie. Le contour extrapolé est représenté par les lignes avec des tirets. Les spectres au TeV publiés par HESS (cercles), VERITAS/Whipple (carrés) et MAGIC (triangles) sont donnés. 111

3.11 Suite 112

3.11 Suite 113

3.12 Limites supérieures des 6 objets sans contrepartie vues par *Fermi*. En bleu, le résultat pour un indice spectral fixé à 2 et, en rouge, à 1.5. Pour les sources 1ES 1101-232 et H 2356-309, les contours à 68% sont tirés du catalogue *Fermi* obtenu avec 11 mois de données. 114

3.13 Courbes de lumière avec des intervalles de 28 jours pour les sources détectées par *Fermi*. Les barres d'erreurs sont statistiques. Le flux moyen est donné par la ligne en pointillée, la zone grise représentant l'erreur statistique. 115

3.13 Suite 116

3.13 Suite 117

3.13 Suite 118

3.13 Suite 119

3.14 Courbes de lumière avec des intervalles de 10 jours pour les sources les plus brillantes listées dans le tableau 3.6. Les barres d'erreurs sont statistiques. Le flux moyen est donné par la ligne en pointillée, la zone grise représentant l'erreur statistique. 120

3.14 Suite 121

4.1 Principe du modèle SSC pour les blazars. L'émission électromagnétique de la radio jusqu'aux rayons X est produite par le processus synchrotron. Les photons γ proviennent du processus Compton inverse. 124

4.2 Schéma de la zone d'émission dans son propre référentiel R'. Les lignes de champ B (en rouge) sont parallèles dans ce référentiel. Dans le référentiel de l'observateur R, la zone d'émission est contenue dans un cône d'ouverture $1/\Gamma$. . . . 125

4.3 Fonction F décrivant l'émission synchrotron pour un seul électron relativiste. 126

4.4 Puissance synchrotron totale émise par une distribution d'électrons en loi de puissance. Le spectre émis est aussi une loi de puissance. Les lignes discontinues représentent l'émission d'une population quasi mono-énergétique et les lignes rouges, les pulsations $\omega_{\max}$ correspondantes aux énergies $\gamma_{\min}$ et $\gamma_{\max}$. . 128

4.5 Vue schématique de l'émission synchrotron. Dans le régime optiquement épais, le flux suit une loi de puissance d'indice 5/2, dans le régime optiquement mince (auto-absorption négligeable), l'indice est $\alpha = (p-1)/2$ (voir texte). 129

4.6 Schéma de la diffusion inverse Compton dans le referentiel de l'observateur. 130

4.7 En noir, la section efficace Compton inverse diminuant du fait des effets KN (équation 4.25). En vert, l'approximation classique et en rouge, le régime KN. La ligne en tirets bleu indique la valeur x=1 au dessus de laquelle l'approximation du régime Thomson n'est plus valable. 132

4.8 Ratio $\dot{\gamma}_s/\dot{\gamma}_c$ en fonction de l'énergie pour des facteurs de Lorentz maximums $\gamma_{\max} = 10^4,\ 10^5,\ 10^6$. 134

4.9 Effets de la variation des différents paramètres du modèle SSC. Pour chaque paramètre, les SED calculées sont présentées (en haut) ainsi que le flux normalisé entre 200 MeV et 10 GeV, soit entre 4.8×10^{22} et 2.4×10^{24} Hz, (au milieu) et l'indice spectral correspondant (en bas). Panel A 138

4.9 Suite, panel B 139

4.9 Suite, panel C 140

4.9 Suite, panel D 141

4.9 Suite, panel E 142

4.9 Suite, panel F 143

4.9 Suite, panel G 144

4.9 PKS 2155-304 vu, de droite à gauche et de haut en bas, en optique (4680 A), en rayons X (ROSAT, 0.1-2.4keV), au GeV (*Fermi*)et au TeV (HESS). Les images optique et X proviennent de la base de donnée NED. Le champ de vue est de 4 degrés sauf pour l'optique (6 arcmin). 146

4.10 SED et contour à 1 σ obtenus avec 11 jours de données *Fermi* entre MJD 54704 et MJD 54715. 147

4.11 Courbes de lumière de PKS 2155-304 au dessus de 200 MeV entre MJD 54682 et MJD 54743. Chaque point représente 3 jours d'observation. 148

4.12 SED et contour à 1 σ obtenus avec 2 mois de données *Fermi* entre MJD 54682 et MJD 54743. 149

4.13 Courbes de lumière de HESS, *Fermi*, *RXTE-Swift* et ATOM. Pour *Fermi* et *RXTE-Swift* l'indice spectral est en rouge. Les barres d'erreurs verticales sont statistiques et les barres horizontales pour *Fermi* et *RXTE-Swift* donnent le temps d'intégration. 151

4.14 Corrélations trouvées durant la campagne d'observation sur PKS 2155-304 en août 2008. De haut en bas et de gauche à droite : flux au TeV – flux optique, indice spectral GeV – flux en X, indice spectral GeV – flux optique et enfin flux au TeV – flux en X. 153

4.15 SED moyennée dans le temps de PKS 2155-304 . Les carrés rouges sont les points de mesure ATOM, les points verts et bleus représentent les données *Swift* et *RXTE* respectivement. Les données *Fermi* sont représentées pas les points et le contour à 1 σ noirs. À très haute énergie, les points rouges sont les mesures HESS. De plus, les points gris sont des données d'archives et les contours gris présentent les deux mesures EGRET, avec en plein, le contour reporté dans le 3^{eme}catalogue, l'autre contour étant celui obtenu par Vestrand et al. (1995). Dans l'encart, le contour rouge donne le flux mesuré par *Fermi* durant la campagne. La ligne bleue est le résultat du calcul SSC alors que le calcul sans les électrons de plus haute énergie ($\gamma > \gamma_2$) (resp. $\gamma > \gamma_1$) est représenté par la ligne en tiret noir (resp. rouge). 154

4.16 Identique à 4.15. La ligne en tiret noir représente le flux SSC si les photons cibles au dessous de 400 nm ne sont pas pris en compte. Pour la ligne en tiret rouge, ce sont les photons cibles au dessus de cette limite qui sont omis. 155

4.17 Spectre de PG 1553+113 obtenu par *Fermi*. La ligne noire est le meilleur ajustement aux données obtenu avec la routine de maximum de vraisemblance `gtlike` et la zone grisée est le contour d'erreur à 68% correspondant. Les points sont aussi obtenus grâce à `gtlike`. 158

4.18 En haut, courbe de lumière de PG 1553+113 sur les 6.7 premiers mois de mission *Fermi*. Chaque point représente deux jours de données. Les symboles "x" représentent les intervalles dans lesquels des problèmes de minimisation ont été rencontrés, ces intervalles sont aussi repérés par un triangle. Les données ont été ajustées avec une loi de puissance et, en bas, on présente l'indice spectral correspondant en fonction du temps. 159

4.19 SED de PG 1553+113 ajustée avec le modèle SSC rendant compte d'un état de flux en rayons X. Les données entre 2–10 keV ont été corrigées par une densité colonne $N_H = 3.67 \times 10^{20}$ cm^{-2}. Les points noirs sont les données obtenues par *Fermi*. En jaune et en magenta, les données de *Swift*-XRT, en vert, celles de *Suzaku*. Enfin les données bleues ont été obtenues par *RXTE*. Des données d'archives, en gris, sont aussi présentées dont les références peuvent être trouvées dans Abdo et al. (2010c). 160
4.20 Résultats des différents calculs SSC. En magenta, le calcul avec les paramètres du modèle de base "*Swift*-XRT magenta". La ligne magenta pointillée donne le flux obtenu avec les mêmes paramètres mais dans l'approximation Thomson. La ligne noire est obtenue lorsque les électrons de plus haute énergie ($\gamma > \gamma_2$) sont omis du calcul. 161
4.21 Rapport entre les différents flux présentés en figure 4.20 (voir texte). 162

5.1 Carte en nombre de photons de 80 pixels de côté, lissée par une gaussienne d'une taille de 2 pixels. La région, d'un rayon de 4°, est centrée sur les coordonnées de PKS 2155-304 en projection Hammer-Aitoff. À gauche, on a utilisé les photons entre 200 MeV et 300 GeV, et à droite entre 1 GeV et 300 GeV. 166
5.2 SED de PKS 2155-304 obtenue avec le LAT. Le contour d'erreur à 1σ est en rouge et a été extrapolé au dessus de 200 GeV (courbe noire). Les points noirs ont été obtenus par une analyse standard. Les barres horizontales présentent la bande en énergie utilisée et les barres verticales donnent les erreurs statistiques. Les points gris sont les données HESS prises durant la campagne d'observations d'août 2008. 167
5.3 SED de PKS 2155-304, les points noirs sont les données *RXTE* et *Fermi* obtenus durant la campagne décrite dans ce chapitre et les points gris sont ceux obtenus durant la campagne de 2008 obtenus par ATOM pour l'optique, *RXTE* pour les rayons X et HESS pour les points au TeV. La ligne rouge est le résultat du calcul SSC. 168
5.4 Courbes de lumière de PKS 2155-304. En haut, le flux en rayons X avec un point par observation. En bas, la courbe de lumière *Fermi* avec un point pour 7 jours d'intégration. Les barres verticales donnent les erreurs statistiques. 169
5.5 Courbes de lumière de PKS 2155-304 entre MJD 54686 et MJD 55120 obtenues avec le LAT entre 200 MeV–1 GeV et 1 GeV–300 GeV. Chaque point représente une semaine d'intégration. Les barres d'erreurs verticales sont statistiques. 170

5.6 F_{var} en fonction de l'énergie. Les points noirs sont obtenus avec une courbe de lumière dont les intervalles sont de 7 jours et 3 jours pour les points rouges. Les boîtes donnent grossièrement les gammes en énergie de *RXTE* (noir), *Fermi* (rouge) et HESS (bleu). Les points gris sont les résultats de la campagne d'août 2008 avec des intervalles de 1 jour. 171
5.7 En haut, courbe de lumière *Fermi*, au dessus de 200 MeV, obtenue par photométrie (points noirs) et centrée sur les observations en rayons X (points rouges). La ligne noire présent le flux moyen sur la campagne. En bas, le flux γ en fonction du flux X, la corrélation est de $\rho = 0.19 \pm 0.06$. Si l'on omet les points rouges, on obtient une corrélation de $\rho = 0.37 \pm 0.06$. 173
5.8 Illustration de la définition des intervalles en temps à partir du flux en rayons X. La courbe de lumière entre 2-10 keV est en haut, ainsi que les seuils en flux utilisés (lignes rouge et bleu). En bas, sont représentés les intervalles en temps obtenus. 174
5.9 Flux au dessus de 200 MeV en fonction du taux de comptage en rayons X. Ce résultat a été obtenu en définissant des intervalles en temps à partir de la courbe de lumière en rayons X, découpée en 4 (triangles bleus), 7 (carrés rouges) et 11 (points noirs) bandes en flux. L'erreur sur le flux au dessus de 200 MeV est statistique alors que celle en rayons X est la variance dans la bande en flux considérée. 175
5.10 Schéma illustratif de la méthode de sur-échantillonnage tiré de (Li et al., 2004). Les séries $X_M(j, \Delta t)$ sont construites en moyennant la série $\{x(i, \delta t)\}$ et un décalage δt est présent entre deux séries X_M consécutives. 175
5.11 Comparaison des délais obtenus par la CCF (étoiles bleues) et la MCCF (cercles rouges) sur des courbes de lumière simulées, avec un décalage de 10 jours entre elles. La ligne en tirets donne le décalage simulé. 176
5.12 Courbe de lumière sur-échantillonnée avec en noir une courbe $\Phi_m(t)$ et en gris l'ensemble des courbes $\Phi_m(t)$. 177
5.13 MCCF (cercles rouges) et CCF (triangles bleu) obtenues avec les données *Fermi* en fonction de τ. 178
5.14 Histogrammes des valeurs du délai grâce à la MCCF (à gauche) et à la CCF (à droite) construit en propageant les erreurs sur la mesure du flux des courbes de lumière *Fermi* au dessus et en dessous de 1 GeV. Les courbes noires sont les résultats par un ajustement avec une gaussienne donnant la valeur du décalage et son erreur. 178
5.15 Courbes de lumière en rayons X (rouge) et au GeV (noir/gris) centrées sur la période MJD 54970–55040. 179

5.16 Découpage de la zone d'émission dans son référentiel utilisé pour prendre en compte les effets de propagation de la lumière. 181
5.17 Effets de la variation des différents paramètres du modèle SSC dépendant du temps. Pour chaque paramètre, les SED calculées dans l'état stationnaire sont présentées (en haut), ainsi que le flux normalisé entre 200 MeV et 10 GeV (au milieu) et l'indice spectral correspondant (en bas). 188
5.17 Suite, panel B 189
5.17 Suite, panel C 190
5.17 Suite, panel D 191
5.17 Suite, panel E 192
5.18 SED de PKS 2155-304 identique à 5.3. La ligne noire est l'état stationnaire résultant du calcul SSC avec les paramètres référencés CAMPAGNE (tableau 5.2). 193
5.19 SED de PKS 2155-304 identique à 5.3. La ligne rouge est l'état stationnaire résultant du calcul SSC avec les paramètres référencés HS et la ligne bleu avec les paramètres référencés LS (tableau 5.2). 194
5.20 À droite, schéma de variation $\log_{10}(\gamma_c)$ dans le cas où celui-ci varie instantanément. À gauche, les courbes de lumière en rayons X (ligne noire) et au GeV (ligne rouge) obtenues par le calcul SSC. 194
5.21 À droite, schéma de variation $\log_{10}(\gamma_c)$ dans le cas où celui-ci varie linéairement avec le temps. À gauche, les courbes de lumière en rayons X (ligne noire) et au GeV (ligne rouge) obtenues par le calcul SSC. 195
5.22 À droite, schéma de variation de la composante $I(\gamma, t)$ dans le cas où celui-ci est décrit par une fonction porte (**cas 1**). À gauche, les courbes de lumière en rayons X (ligne noire) et au GeV (ligne rouge) obtenues par le calcul SSC. 195
5.23 À droite, schéma de variation de la composante $I(\gamma, t)$ dans le **cas 2**. À gauche, les courbes de lumière en rayons X (ligne noire) et au GeV (ligne rouge) obtenues par le calcul SSC. . . 195
5.24 À droite, schéma de variation de la composante $I(\gamma, t)$ dans le **cas 3**. À gauche, les courbes de lumière en rayons X (ligne noire) et au GeV (ligne rouge) obtenues par le calcul SSC. . . 196
5.25 Courbes de lumière reproduisant la séquence observée dans la période MJD 54970-55040. Les lignes noires donnent le flux en rayons X et les rouges le flux en rayons γ. On a aussi ajouté des flèches de couleur correspondantes afin de rendre apparent le comportement obtenu. 196

B.1 Contour d'erreur pour une loi de puissance (en haut) et pour une log-parabole (en bas). 211

C.1 À gauche, schéma de l'interaction $\gamma\gamma$. À droite, la section efficace $\sigma_{\gamma\gamma}$ en fonction du paramètre β et pour une collision frontale. 214
C.2 Valeur de τ en fonction de l'énergie E pour une source placée au redshift de PKS 2155-304 . Les lignes rouges repèrent l'énergie pour laquelle τ=1. 215
C.3 Flux d'une source fictive à z=0.117. En trait plein, le flux corrigé pour l'absorption due à l'EBL, en traits pointillés, le flux intrinsèque. La zone bleue présente la zone de sensibilité des expériences Tcherenkov. 216

D.1 218
D.2 Histogramme du signal obtenu grâce au déclenchement périodique et provenant de l'électronique. La ligne noire est un ajustement par une gaussienne. 219
D.3 Fonction sigmoïde donnée par l'équation D.2. 220
D.4 Histogramme du signal obtenu lors d'une prise de données, la courbe noire est l'ajustement par la fonction de l'équation D.3. 221
D.5 Valeurs moyennes des seuils LAC (points rouges), les barres d'erreurs présentent la dispersion de ces valeurs et les points bleu et vert donnent les valeurs extrêmes. 222
D.6 Résultat d'un ajustement de la distribution en énergie des évènements ayant activé le déclenchement CAL-LO par la fonction de l'équation D.5. 223
D.7 Valeurs moyennes des seuils FLE (à gauche) et FHE (à droite), en MeV, en fonction du temps. 223
D.8 Valeur moyenne (gauche) et dispersion (droite) de la déviation à la valeur calibrée des valeurs pour les voies LEX8. 224

E.1 Séries $\{x_i\}$ et $\{y_i\}$ et leurs erreurs, tirées aléatoirement et utilisées à titre d'illustration. 226
E.2 Histogramme des valeurs du facteur de corrélation. 226
E.3 Histogramme des valeurs de coefficient de Kendall. 227

F.1 SED moyennée dans le temps de Markarian 421 entre MJD 51987 et MJD 51993.5 et tirée de Giebels et al. (2007). Les points de données ont été obtenus par CAT (THE), *RXTE* (Rayons X) et KVA (Optique). 230
F.2 Spectre de puissance simulé par la méthode de Timmer & Koenig (1995). La droite rouge est la fonction théorique $s(w) = w^{-2}$. 231
F.3 Exemple de série temporelle $f(t)$ générée par la méthode de Timmer & Koenig (1995). 231

F.4 Valeurs moyenne de F_{var} en fonction de l'énergie pour 50 simulations indépendantes. Les barres d'erreurs donne la dispersion de F_{var}. La ligne rouge est le résultats de l'ajustement par une loi de puissance dans la gamma en énergie de *RXTE*. Les boîtes donnent les gammes en énergies des expériences *RXTE*, *Fermi* et enfin des télescopes Tcherenkov. 232

Liste des tableaux

1.1 Comparatifs des principales expériences spatiales dédiées à l'astronomie γ. 25
1.2 Comparatifs des expériences Tcherenkov actuelles. 28
1.3 Comparatifs des principales expériences spatiales dédiées à l'astronomie γ. Les caractéristiques données ne prennent pas en compte l'étude des GRB. 28

2.1 Performances du LAT. 59

3.1 NAG détectés aux énergies du TeV, au 03 janvier 2010. . . . 79
3.2 Flux (ϕ), indice spectral (Γ) des NAG détectés au dessus de l'énergie E_{thres}. Le flux différentiel à 200 GeV (F_{200}) est aussi calculé. 81
3.3 Liste des objets présents à la fois dans le 3^{eme}catalogue EGRET et dans le catalogue de source THE. 88
3.4 NAG dont une limite supérieure sur le flux aux THE a été publiée. 90
3.5 Détections et résultats du LAT (0.2 GeV–300 GeV). 92
3.5 Détections et résultats du LAT (0.2 GeV–300 GeV). 94
3.6 Paramètres de la loi de puissance à basse (0.2 GeV–1 GeV) et haute (1 GeV–300 GeV) énergie. Seules les sources avec $TS >$ 100 sont listées. 95
3.7 Extrapolation du spectre mesuré au GeV dans le domaine du TeV. 96
3.8 Limites supérieures sur le flux à 95% dans le LAT (0.2 GeV–300 GeV) en faisant l'hypothèse que les indices spectraux sont soit $\Gamma = 1.5$, soit $\Gamma = 2.0$.. 98
3.9 Tableau résumant les possibles configurations rencontrées, ainsi que la valeur attribuée, lors de la comparaison 2 à 2 des couple $\Delta\Gamma, z$ pour le calcul du coefficient de Kendall. 108

4.1 Tableau donnant l'indice spectral et l'indice Γ pour les émissions synchrotron et Compton inverse dans le modèle SSC et pour différents régimes décrits plus haut. 135

4.2 Paramètres du modèle SSC décrivant le spectre de PKS 2155-304 lors de la campagne 2008 et représenté dans la figure 4.15. 155
4.3 Flux et paramètres spectraux entre 2–10 keV. Pour une loi de puissance, seul l'indice spectral est donné et dans le cas d'un logparabole, le paramètre de courbure β est aussi donné. . . . 157
4.4 Paramètres des distributions d'électrons utilisées dans le modèle SSC. Celles-ci sont décrites par une triple loi de puissance et le jeu de données ajustées est nommé en entête de colonne. . 161

5.1 Paramètres décrivant les distributions d'électrons utilisées pour l'ajustement de la SED de PKS 2155-304 en août 2008 et durant l'année 2009. 169
5.2 Paramètres du modèle SSC, dans sa version dynamique, décrivant la SED de PKS 2155-304 présentée ici et représentée dans les figures 5.18 et 5.19 184

D.1 Gamme dynamique des 4 gains. Les petites et grandes diodes couvrent les gammes HE et LE respectivement. La dernière colonne donne la conversion MeV en ADC pour la conversion analogique-digitale. 218

Bibliographie

Abdo, A. A., & for the Fermi LAT collaboration. 2009, ArXiv e-prints

Abdo, A. A., et al. 2009a, Science, 325, 848

—. 2009b, ApJ, 700, 597

—. 2009c, Science, 325, 840

—. 2009d, ApJ, 699, 817

—. 2009e, ApJS, 183, 46

—. 2009f, ApJ, submitted

—. 2009g, ApJ, 696, 1084

—. 2009h, ApJL, 701, L123

—. 2009i, in preparation

—. 2009j, ApJL, 706, L138

—. 2009k, ApJL, 706, L56

—. 2009l, ApJL, 707, L142

—. 2010a, Science

—. 2010b, ApJ, 708, 1254

—. 2010c, ApJ, 708, 1310

—. 2010d, ArXiv e-prints

Abraham, J., et al. 2004, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 523, 50

—. 2008, Physical Review Letters, 101, 061101

Acciari, V. A., et al. 2008, ApJL, 684, L73

—. 2009a, ApJL, 690, L126

—. 2009b, Science, 325, 444

—. 2009c, ApJL, 693, L104

—. 2009d, ApJ, 695, 1370

—. 2010, ApJL, 708, L100

Achterberg, A., Gallant, Y. A., Kirk, J. G., & Guthmann, A. W. 2001, MNRAS, 328, 393

Aharonian, F., et al. 2003a, A&A, 406, L9

—. 2003b, A&A, 403, L1

—. 2003c, A&A, 403, 523

—. 2004a, A&A, 421, 529

—. 2004b, A&A, 425, L13

—. 2005a, Science, 309, 746

—. 2005b, A&A, 436, L17

—. 2005c, A&A, 430, 865

—. 2005d, A&A, 442, 895

—. 2005e, A&A, 441, 465

—. 2006a, Nature, 440, 1018

—. 2006b, Nature, 440, 1018

—. 2006c, A&A, 455, 461

—. 2006d, A&A, 448, L19

—. 2006e, Science, 314, 1424

—. 2006f, A&A, 457, 899

—. 2007a, ApJL, 664, L71

—. 2007b, A&A, 473, L25

—. 2007c, A&A, 475, L9

—. 2007d, A&A, 464, 235

—. 2008a, A&A, 481, L103

—. 2008b, Physical Review Letters, 101, 170402

—. 2008c, A&A, 478, 387

—. 2009a, ApJL, 695, L40

—. 2009b, A&A, 502, 749

—. 2009c, ApJL, 696, L150

Aharonian, F. A., Drury, L. O., & Voelk, H. J. 1994, A&A, 285, 645

Aharonian, F. A., Khangulyan, D., & Costamante, L. 2008d, MNRAS, 387, 1206

Aharonian, F. A., et al. 1999, A&A, 350, 757

Albert, J., et al. 2006a, ApJL, 642, L119

—. 2006b, ApJL, 648, L105

—. 2006c, Science, 312, 1771

—. 2007a, ApJL, 666, L17

—. 2007b, ApJL, 667, L21

—. 2007c, ApJ, 662, 892

—. 2007d, ApJ, 663, 125

—. 2007e, ApJ, 669, 862

—. 2008a, ApJ, 681, 944

—. 2008b, Science, 320, 1752

—. 2009, A&A, 493, 467

Aliu, E., et al. 2009, ApJL, 692, L29

Aliu, E. e. a. 2008, Science, 322, 1221

Alpar, M. A., Cheng, A. F., Ruderman, M. A., & Shaham, J. 1982, Nature, 300, 728

Amelino-Camelia, G., Ellis, J., Mavromatos, N. E., Nanopoulos, D. V., & Sarkar, S. 1998, Nature, 393, 763

Arnaud, K. A. 1996, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 101, Astronomical Data Analysis Software and Systems V, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes, 17–+

Atwood, B., et al. 2009, ApJ, in press, arXiv :0902.1089

Baade, W., & Zwicky, F. 1934, Proceedings of the National Academy of Science, 20, 259

Band, D. L., & Grindlay, J. E. 1985, ApJ, 298, 128

Begelman, M. C., Blandford, R. D., & Rees, M. J. 1984, Reviews of Modern Physics, 56, 255

Bennett, K., et al. 1974, Physical characteristics of the COS-B gamma ray experiment, Tech. rep.

Bhadra, A. 2006, Astroparticle Physics, 25, 226

Biretta, J. A., Sparks, W. B., & Macchetto, F. 1999, ApJ, 520, 621

Bjornsson, C., & Blumenthal, G. R. 1982, ApJ, 259, 805

Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977, MNRAS, 179, 433

Blumenthal, G. R., & Gould, R. J. 1970, Reviews of Modern Physics, 42, 237

Boella, G., Butler, R. C., Perola, G. C., Piro, L., Scarsi, L., & Bleeker, J. A. M. 1997, APPS, 122, 299

Böttcher, M. 2007, Ap&SS, 309, 95

Bruel, P. 2005, Energy reconstruction at high energy with the LAT, Tech. rep., note interne

Burrows, D. N., et al. 2005, Space Science Reviews, 120, 165

Catanese, M., et al. 1998, ApJ, 501, 616

Chadwick, P. M., et al. 1999, Astroparticle Physics, 11, 145

Chang, J. S., & Cooper, G. 1970, Journal of Computational Physics, 6, 1

Cheng, K. S., Ho, C., & Ruderman, M. 1986, ApJ, 300, 500

Clark, G. W., Garmire, G. P., & Kraushaar, W. L. 1968, ApJL, 153, L203+

Costamante, L., & Ghisellini, G. 2002, A&A, 384, 56

d'Avezac, P. 2006, PhD thesis, Ecole Polytechnique

de Angelis, A., Mansutti, O., & Persic, M. 2008, Nuovo Cimento Rivista Serie, 31, 187

de la Calle Pérez, I., et al. 2003, ApJ, 599, 909

Dermer, C. D. 2007, ArXiv e-prints

Dermer, C. D., Schlickeiser, R., & Mastichiadis, A. 1992, A&A, 256, L27

Donnarumma, I., et al. 2009, ApJL, 691, L13

Doro, M., & CTA consortium, f. t. 2009, ArXiv e-prints

Dwek, E., & Krennrich, F. 2005, ApJ, 618, 657

Eichler, D., Livio, M., Piran, T., & Schramm, D. N. 1989, Nature, 340, 126

Falcone, A. D., et al. 2004, ApJ, 613, 710

Fanaroff, B. L., & Riley, J. M. 1974, MNRAS, 167, 31P

Feldman, G. J., & Cousins, R. D. 1998, prd, 57, 3873

Fermi, E. 1949, Physical Review, 75, 1169

—. 1954, ApJ, 119, 1

Fermi Collaboration, Falcone, A., Hase, H., Pagoni, C., & Ploetz, C. 2010, ArXiv e-prints

Fermi LAT Collaboration, & Abdo, A. A. 2009, ArXiv e-prints

Fermi LAT Collaboration et al. 2009, Science, 326, 1512

Fermi-LAT Collaboration et al. 2010, Nature, 463, 919

Ferreira, O., et al. 2004, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 530, 323

Finke, J. D., Razzaque, S., & Dermer, C. D. 2010, ApJ, 712, 238

Fossati, G., Celotti, A., Ghisellini, G., & Maraschi, L. 1999, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 159, BL Lac Phenomenon, ed. L. O. Takalo & A. Sillanpää, 351–+

Franceschini, A., Rodighiero, G., & Vaccari, M. 2008, A&A, 487, 837

Gabici, S. 2008, ArXiv e-prints

Gaidos, J. A., et al. 1996, Nature, 383, 319

Gallant, Y. A. 2002, in Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 589, Relativistic Flows in Astrophysics, ed. A. W. Guthmann, M. Georganopoulos, A. Marcowith, & K. Manolakou , 24–+

Gallant, Y. A., & Achterberg, A. 1999, MNRAS, 305, L6

Ghisellini, G. 1999, Astrophysical Letters Communications, 39, 17

Ghisellini, G., Celotti, A., Fossati, G., Maraschi, L., & Comastri, A. 1998, MNRAS, 301, 451

Giebels, B., Dubus, G., & Khélifi, B. 2007, A&A, 462, 29

Gilmore, R. C., Madau, P., Primack, J. R., Somerville, R. S., & Haardt, F. 2009, MNRAS, 399, 1694

Ginzburg, V., & Syrovatskii, S. 1964, Pergamon Press, Oxford

Gleissner, T., Wilms, J., Pottschmidt, K., Uttley, P., Nowak, M. A., & Staubert, R. 2004, A&A, 414, 1091

Goldreich, P., & Julian, W. H. 1969, ApJ, 157, 869

Gould, R. J. 1979, A&A, 76, 306

Gould, R. J., & Schréder, G. P. 1967, Physical Review, 155, 1408

Green, R. F., Schmidt, M., & Liebert, J. 1986, ApJS, 61, 305

Greisen, K. 1966, Physical Review Letters, 16, 748

Grove, J. E., Johnson, W. N., Strickman, M. S., Fewtrell, Z., Chekhtman, A., & Piron, F. 2007, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 921, The First GLAST Symposium, ed. S. Ritz, P. Michelson, & C. A. Meegan, 550–551

Hartman, R. C., et al. 1992, ApJL, 385, L1

—. 1999, ApJS, 123, 79

Hauser, M., Möllenhoff, C., Pühlhofer, G., Wagner, S. J., Hagen, H., & Knoll, M. 2004, Astronomische Nachrichten, 325, 659

Hauser, M. G., & Dwek, E. 2001, Ann. Rev. Astrom Astrophys, 39, 249

Helene, O. 1983, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 212, 319

Hillas, A. M. 1984, Ann. Rev. Astrom Astrophys, 22, 425

Hoerandel, J. R. 2003, ArXiv Astrophysics e-prints

Hofmann, W., & Fegan, S. 2009, The Astronomer's Telegram, 2293, 1

Holder, J., et al. 2008, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1085, American Institute of Physics Conference Series, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 657–660

Horan, D., et al. 2002, ApJ, 571, 753

—. 2004, ApJ, 603, 51

—. 2009, ApJ, 695, 596

Hughes, R., et al. 2007, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 921, The First GLAST Symposium, ed. S. Ritz, P. Michelson, & C. A. Meegan, 568–569

Jahoda, K., Swank, J. H., Giles, A. B., Stark, M. J., Strohmayer, T., Zhang, W., & Morgan, E. H. 1996, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 2808, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. O. H. Siegmund & M. A. Gummin, 59–70

James, F., & Roos, M. 1975, Computer Physics Communications, 10, 343

Johnson, R. P. 2007, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 921, The First GLAST Symposium, ed. S. Ritz, P. Michelson, & C. A. Meegan, 554–555

Jones, F. C. 1968, Physical Review, 167, 1159

Kanbach, G., et al. 1988, Space Sci. Rev., 49, 61

Karlsson, N., & for the VERITAS collaboration. 2009, ArXiv e-prints

Kashlinsky, A., Arendt, R. G., Mather, J., & Moseley, S. H. 2005, Nature, 438, 45

Kataoka, J. 1999, PhD thesis, University of Tokyo

Katarzyński, K., Ghisellini, G., Tavecchio, F., Maraschi, L., Fossati, G., & Mastichiadis, A. 2005, A&A, 433, 479

Katarzyński, K., Lenain, J., Zech, A., Boisson, C., & Sol, H. 2008, MNRAS, 390, 371

Keppens, R., Meliani, Z., van der Holst, B., & Casse, F. 2008, A&A, 486, 663

Khelifi, B. 2002, PhD thesis, College de France

Kirk, J. G., Guthmann, A. W., Gallant, Y. A., & Achterberg, A. 2000, ApJ, 542, 235

Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, ApJL, 182, L85+

Kneiske, T. M., Bretz, T., Mannheim, K., & Hartmann, D. H. 2004, A&A, 413, 807

Kotilainen, J. K., Falomo, R., & Scarpa, R. 1998, A&A, 336, 479

Krawczynski, H., et al. 2004, ApJ, 601, 151

Krennrich, F., et al. 2002, ApJL, 575, L9

Kurosawa, R., & Proga, D. 2008, ApJ, 674, 97

Ledlow, M. J., & Owen, F. N. 1996, ApJ, 112, 9

Li, T., Qu, J., Feng, H., Song, L., Ding, G., & Chen, L. 2004, Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics, 4, 583

Lorimer, D. R., & Kramer, M. 2004, Handbook of Pulsar Astronomy, ed. Lorimer, D. R. & Kramer, M.

MacLeod, A. J. 2000, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 443, 540

Madau, P., & Pozzetti, L. 2000, MNRAS, 312, L9

Maier, G., & the AGIS Collaboration. 2009, ArXiv e-prints

Malkov, M. A., & O'C Drury, L. 2001, Reports on Progress in Physics, 64, 429

Mannheim, K. 1993, A&A, 269, 67

Maraschi, L., et al. 2002, ArXiv Astrophysics e-prints

Mashnik, S. G. 2000, On Solar System and Cosmic Rays Nucleosynthesis and Spallation Processes

Massaro, F., Tramacere, A., Cavaliere, A., Perri, M., & Giommi, P. 2008, A&A, 478, 395

Mattox, J. R., Bertsch, D. L., & Chiang, J. 1996a, ApJ, 461, 396

Mattox, J. R., et al. 1996b, ApJ, 461, 396

McHardy, I. 2008, in Blazar Variability across the Electromagnetic Spectrum

Miller, J. S., French, H. B., & Hawley, S. A. 1978, in BL Lac Objects, ed. A. M. Wolfe, Vol. 176

Moiseev, A. A., Hartman, R. C., Ormes, J. F., Thompson, D. J., Amato, M. J., Johnson, T. E., Segal, K. N., & Sheppard, D. A. 2007, Astroparticle Physics, 27, 339

Moiseev, A. A., Ormes, J. F., Hartman, R. C., Johnson, T. E., Mitchell, J. W., & Thompson, D. J. 2004, Astroparticle Physics, 22, 275

Mücke, A., Protheroe, R. J., Engel, R., Rachen, J. P., & Stanev, T. 2003, Astroparticle Physics, 18, 593

Narayan, R., Paczynski, B., & Piran, T. 1992, ApJL, 395, L83

Nishiyama, T. 1999, in Proc. 26th ICRC, Vol. 3, 370–+

Ong, R. 2009a, The Astronomer's Telegram, 1941, 1

Ong, R., et al. 2009a, The Astronomer's Telegram, 2098, 1

—. 2009b, The Astronomer's Telegram, 1941, 1

Ong, R. A. 2009b, The Astronomer's Telegram, 2301, 1

—. 2009c, The Astronomer's Telegram, 2260, 1

Ong, R. A., & Fortin, P. 2009, The Astronomer's Telegram, 2272, 1

Osterman, M. A., et al. 2006, aj, 132, 873

Paciesas, W. S., et al. 1999, ApJS, 122, 465

Paczynski, B. 1998, ApJL, 494, L45+

Peskin, M. E., & Schroeder, D. V. 1995, An Introduction to Quantum Field Theory (ddison-Wesley Advanced Book Program)

Piron, F., et al. 2001, A&A, 374, 895

Pittori, C., et al. 2009, A&A, 506, 1563

Primack, J. R., Bullock, J. S., & Somerville, R. S. 2005, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 745, High Energy Gamma-Ray Astronomy, ed. F. A. Aharonian, H. J. Völk, & D. Horns, 23–33

Punch, M., et al. 1992, Nature, 358, 477

Quinn, J., et al. 1996, ApJL, 456, L83+

Raue, M., Behera, B., Charbonnier, A., Giebels, B., Hauser, M., Kosack, K., Punch, M., & Zechlin, H. 2009, The Astronomer's Telegram, 2350, 1

Rector, T. A., Gabuzda, D. C., & Stocke, J. T. 2003, aj, 125, 1060

Rees, M. J. 1966, Nature, 211, 468

Reimer, A., Costamante, L., Madejski, G., Reimer, O., & Dorner, D. 2008a, ApJ, 682, 775

—. 2008b, ApJ, 682, 775

Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, Radiative processes in astrophysics (Wiley, New York :), xv, 382 p. :

Samuelson, F. W., et al. 1998, ApJL, 501, L17+

Sanchez, D., & Giebels, B. 2009, ArXiv e-prints

Schwartz, D. A., Griffiths, R. E., Schwarz, J., Doxsey, R. E., & Johnston, M. D. 1979, ApJL, 229, L53

Sikora, M., Begelman, M. C., & Rees, M. J. 1994, ApJ, 421, 153

Sitarek, J., & Bednarek, W. 2008, MNRAS, 391, 624

Stecker, F. W., & de Jager, O. C. 1993, ApJL, 415, L71+

Stecker, F. W., Malkan, M. A., & Scully, S. T. 2006, ApJ, 648, 774

Stickel, M., Padovani, P., Urry, C. M., Fried, J. W., & Kuehr, H. 1991, ApJ, 374, 431

Strong, Moskalenko, & Reimer. 2004, ApJ, 613, 962

Sturrock, P. A. 1971, ApJ, 164, 529

Superina, G., Benbow, W., Boutelier, T., et al. 2008, in Proc. 30th ICRC, Vol. 3, 913–916

Swanenburg, B. N., et al. 1978, Nature, 275, 298

Tagliaferri, G., et al. 2008, ApJ, 679, 1029

Tanaka, Y., et al. 1995, Nature, 375, 659

Tavani, M., et al. 2009, A&A, 502, 995

Teshima, M., et al. 2008, The Astronomer's Telegram, 1500, 1

—. 2009, The Astronomer's Telegram, 2098

The Fermi-LAT Collaboration. 2010, ArXiv e-prints

The Fermi LAT Collaboration, & Timing Consortium, P. 2010, ArXiv e-prints

The HESS Collaboration. 2009, ArXiv e-prints

The HESS Collaboration : F. Acero. 2009, ArXiv e-prints

The Pierre Auger Collaboration et al. 2007, Science, 318, 938

The Pierre AUGER Collaboration et al. 2008, Astroparticle Physics, 29, 188

The Pierre Auger Collaboration : J. Abraham et al. 2009, ArXiv e-prints

The VERITAS Collaboration, Acciari, V. A., The Fermi Collaboration : A. A. Abdo, Barber, S. D., & Terndrup, D. M. 2009, ArXiv e-prints

Thompson, D. J., Charles, E., Hartman, R. C., Moiseev, A. A., & Ormes, J. F. 2007, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 921, The First GLAST Symposium, ed. S. Ritz, P. Michelson, & C. A. Meegan, 588–589

Timmer, J., & Koenig, M. 1995, A&A, 300, 707

Tompkins, W. 1999

Tramacere, A., et al. 2007, A&A, 467, 501

Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, Public. of the Astron. Soc., 107, 803

Vaughan, S., Edelson, R., Warwick, R. S., & Uttley, P. 2003, MNRAS, 345, 1271

Vestrand, W. T., Stacy, J. G., & Sreekumar, P. 1995, ApJL, 454, L93+

Vietri, M. 1995, ApJ, 453, 883

Völk, H. J., & Bernlöhr, K. 2009, Experimental Astronomy, 25, 173

Wagner, S. f. t. H. C. 2010, HEAD meeting

Wakely, S. P., & Horan, D. 2008, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 3, International Cosmic Ray Conference, 1341–1344

Waxman, E. 2006, Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 151, 46

Weekes, T. C., et al. 1989, ApJ, 342, 379

Wells, D. C., Greisen, E. W., & Harten, R. H. 1981, APPS, 44, 363

Wright, A., & Otrupcek, R. 1990, in PKS Catalog (1990), 0–+

Zatsepin, G. T., & Kuz'min, V. A. 1966, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 4, 78