N° d'ordre : 3032

THÈSE

PRÉSENTÉE À

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

PAR

ÉLISABETH BRION

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : ASTRONOMIE – ASTROPHYSIQUE

MESURE DU FLUX DE RAYONS GAMMA ENTRE 50 ET 350 GeV DU BLAZAR MRK 501 AVEC L'EXPÉRIENCE CELESTE

SOUTENUE LE : 7 OCTOBRE 2005
APRÈS AVIS DE :

M.	M. PUNCH, chargé de recherche CNRS	rapporteurs
Mme	S. ROSIER-LEES, directrice de recherche CNRS	

DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN FORMÉE DE :

M.	E. DO COUTO E SILVA, chercheur	examinateur
M.	J. LABARSOUQUE, professeur	rapporteur
M.	M. PUNCH, chargé de recherche CNRS	examinateur
Mme	S. ROSIER-LEES, directrice de recherche CNRS	présidente
M.	D. A. SMITH, directeur de recherche CNRS	directeur de thèse

---

2005 – CENTRE D'ÉTUDES NUCLÉAIRES DE BORDEAUX GRADIGNAN

À Gérard,
En souvenir du Rubik's Cube.

Vincent VAN GOGH, *La nuit étoilée*, 1889

Voie lactée ô soeur lumineuse
Des blancs ruisseaux de Chanaan
Et des corps blancs des amoureuses
Nageurs morts suivrons-nous d'ahan
Ton cours vers d'autres nébuleuses

Guillaume APOLLINAIRE, extrait de *Alcools*, 1903

Résumé

Le blazar Mrk 501 possède un spectre d'émission non thermique présentant deux composantes. La première, dominant entre le domaine radio et celui des rayons X, correspond à l'émission synchrotron du jet magnétisé, tandis que l'origine de la seconde, dans le domaine gamma de haute énergie, demeure encore sujette à discussion. Jusqu'en 1999, ce dernier domaine d'énergie n'avait été couvert qu'entre 100 MeV et 4 GeV, ainsi qu'au-dessus de 300 GeV. La mise en place de l'expérience CELESTE a comblé la fenêtre d'énergie manquante : observation de l'émission Tcherenkov produite par les rayons gamma d'énergie entre 50 et 350 GeV pénétrant l'atmosphère. Source variable, Mrk 501 a ainsi été observée en 2000 et 2001, détectée en 2000 avec calcul de son flux permettant de contraindre les modèles d'émission à haute énergie.

Cette thèse présente la démarche effectuée jusqu'à la détection de Mrk 501 : dans un premier temps, par la validation de l'analyse utilisée sur des observations de la nébuleuse du Crabe, chandelle standard des télescopes Tcherenkov atmosphériques ; puis la détermination des coupures d'analyse, dépendantes de la région du ciel pointée, à partir d'observations du blazar Mrk 421, de même déclinaison que Mrk 501, dont la forte activité permet une détection claire. Enfin, des simulations, tenant compte de la qualité de l'atmosphère et améliorées pour mieux reproduire le détecteur, ont permis d'établir la surface effective de l'instrument pour en déduire le flux de Mrk 501 entre avril et juin 2000. Ce flux a été comparé avec un modèle d'émission de type *synchrotron self-Compton* et avec des données prises en rayons X. Elles indiquent que Mrk 501 apparaissait légèrement plus actif durant cette période par rapport au reste de l'année et à l'année 2001. Une limite supérieure au flux est calculée pour l'ensemble des autres mesures. C'est une première mesure dans le domaine d'énergie 50 - 350 GeV (gamme représentant les limites en énergie pour lesquelles le taux de comptage, c'est-à-dire la convolution du spectre de l'astre avec la surface effective de collection de l'instrument, se révèle supérieur à 20 % du maximum de comptage). Elle apporte des contraintes sur la position du maximum d'émission Compton inverse et tend à favoriser, dans ce cas précis, des processus d'émission X et gamma par deux populations d'électrons différentes (la variation dans le domaine X est faible comparée à celle du domaine gamma).

Abstract

The blazar Mrk 501 has a nonthermal emission spectrum with two components. The first one, located between radio waves and X-rays, is due to the synchrotron emission of the magnetized jet, while the second one, emitted in the high energy gamma-ray domain, is still not fully understood. Until 1999, this last domain had only been covered between 100 MeV *and* 4 GeV *as well as above* 300 GeV*. This energy gap was filled by the creation of the CELESTE experiment, recording Cherenkov emission produced by gamma-rays between* 50 *and* 350 GeV *penetrating the atmosphere. Mrk 501, which has a variable emission, was observed in 2000 and 2001, and was detected in 2000. A flux has been calculated which constrains the high energy emission models, presented in this thesis.*
Crab nebula flux measurements validate the method since this source is the standard candle for atmospheric Cherenkov telescopes. Analysis cuts for Mrk 501 are determined using data from the blazar Mrk 421, which has nearly the same declination as Mrk 501. Finally, improved detector simulations were used to calculate the effective area of the instrument, taking the atmosphere quality into account, yielding the flux for Mrk 501 during observations taken between April and June 2000. This flux was compared with a synchrotron self-Compton emission model and with data taken in X-rays. It shows that Mrk 501 was slightly more active during this period compared to the remainder of the year and to the year 2001. A flux upper limit is calculated for the other measurements. This is the first measurement in the energy range 50 - 350 GeV *(this range represents the limits in energy for which the trigger rate, that is the convolution between the source spectrum and the effective area of the instrument, is higher than* 20 % *of the trigger maximum). It helps to constrain the position of the inverse Compton emission maximum and tends to favor, in this particular case, X- and gamma-ray emission processes from two different electron populations (the X-ray variation is weak compared to the gamma-ray one).*

Remerciements

D'aucuns pourraient penser que le travail de rédaction est une période de longue solitude. Bien au contraire ! Du carré de chocolat (99 %, s'il vous plaît) aux coups de fil (accompagnés de leurs sautes d'humeur, paniquée ou heureuse d'avoir compris quelque chose, monologuant sur la complexité de CELESTE afin de partager mon engouement croissant pour l'expérience) en passant par les relectures des uns et des autres, les explications sans cesse renouvelées, les défoulements sur le piano ou les abdos, chaque détail, aussi insignifiant puisse-t-il paraître, a contribué à l'aboutissement de ce mémoire, fruit de trois années de travail faites de hauts et de bas pour un merveilleux enrichissement intellectuel. Je n'aime pas me lancer dans une énumération de personnes à remercier pour tout cela, néanmoins certaines se révèlent incontournables (et que les autres me pardonnent : tous les gens qui m'ont côtoyée de près ou de loin ont apporté leur touche, de diverses façons, à la finalité de cette thèse et méritent autant de reconnaissance).

Je tiens à remercier tout particulièrement David Smith, chef du groupe astroparticules, pour avoir dirigé mon travail et s'être montré disponible tout au long de ma thèse, malgré les neuf heures de décalage horaire durant la dernière année ! Il est impossible d'exprimer toute l'importance de son encadrement, apprécié à sa juste valeur. Sa franchise et nos nombreuses discussions ont enrichi ce travail, lui apportant une dimension des plus agréables.

Merci également à Denis Dumora pour son aide sur l'analyse et les simulations, en particulier durant ma dernière année de thèse. Nos diverses conversations m'ont été très profitables, tout en partageant avec lui mon enthousiasme pour l'enseignement.

Philippe Bruel et Hakima Manseri m'ont sauvée d'une totale confusion bien des fois, et ce grâce à mes séjours auprès d'eux pour des « bains d'analyse », ainsi qu'aux nombreux coups de fil échangés. Qu'ils soient remerciés de leur réponses patientes à mes éternelles questions.

Je remercie Pierre Aguer et Bernard Haas de m'avoir accueillie au CENBG dont ils ont assuré successivement la direction.

J'exprime toute ma gratitude à Jean-Michel Franconi, professeur à l'Université Bordeaux 2, pour m'avoir encadrée au cours du monitorat avec une gentillesse hors du commun, me faisant ainsi goûter à l'enseignement.

Je me montre très reconnaissante envers les personnes m'aidant et me soutenant durant cette thèse, et pour lesquelles un catalogue ne saurait être établi. Néanmoins, je tiens à citer Frédéric Piron pour son aide sur la simulation ; Antoine Perez, Stéphane Rivoire et Jacques Maurand pour leur présence et aide chaleureuse à Thémis, ainsi que le reste de la collaboration CELESTE, dont les autres thésards, Julien Lavalle et Richard Britto ; le personnel du laboratoire (je souligne, entre autres, le travail efficace des services missions et informatique !) et plus particulièrement le reste des membres du groupe Astroparticules : Johan Brégeon, Benoît Lott et Thierry Reposeur, aides aussi diverses que précieuses. J'ai tout particulièrement apprécié le soutien moral et patient à mes « bon ! » et « aïe aïe

aïe ! » de mon « co-bureau » Johan, les quelques conversations très enrichissantes partagées avec Benoît, ainsi que les diverses incursions de Thierry, ponctuées de « on n'est pas payé cher mais qu'est-ce qu'on se marre ! » assez véridiques.

Merci aussi aux personnes extérieures à la collaboration ayant contribué à l'aboutissement de ce mémoire. La liste étant longue, je souhaite d'abord rendre hommage à la gentillesse de Réa et à la philosophie de vie de madame Parker, deux personnes qui m'ont longtemps suivie, ont cru en moi et m'ont permis d'être ce que je suis. Ensuite, je remercie toute ma famille et mes amis pour leur présence morale ou aérante, bien souvent à distance, durant ces trois années de travail, tout comme pour les lectures et remarques avisées de certains. Je citerai, en particulier, dans une liste non exhaustive et que je ne saurais classer autrement que par ordre alphabétique : Anaïs, Angèle (les bons moments au Cochon volant), Anne, Anne-Marie (la sérénité), Aurélie, Danielle, « David-CEA », « David-NIL » (rubrique philo-nécro), Élise (aérations fofolles), Harold, Julien (histoires à dormir debout pour déconnexion), Laure, Lol (sans oublier sa troupe familiale et « poteautesque »), Malo, Maman, Mamy, « Manu-cousin » (discussions au coin du feu), « Manu-(ex-)thésard », Marie, « MarieDuss » (re-discussions au coin du feu), Odile (youpi la confiture !), Papa, Papy, Richard, Roland, Saeeda, Sandrine, Susanna et Véro. Un clin d'œil, enfin, à ce cher Léonard et son Disciplus Simplex dont la doctrine « je sers la science et c'est ma joie » m'a bien souvent redonné un coup de fouet quand je doutais.

Pour finir, je souhaite remercier Eduardo do Couto e Silva, Jean Labarsouque, Michael Punch et Sylvie Rosier-Lees, d'avoir accepté de faire partie de mon jury, contribuant à faire de ma soutenance un excellent souvenir. Ainsi, merci dans un premier temps pour l'ensemble des commentaires et suggestions au cours de la rédaction du mémoire : regards éclairés des rapporteurs, Michael et Sylvie, et doigts pointés sur les éléments délicats, me permettant de prendre plus de recul sur mes travaux, et de mesurer l'éternel inachèvement d'un travail de recherche ; patience de lecture d'Eduardo, longues discussions et nombreux conseils dans un enthousiasme toujours constant et communicatif ; enfin, vision extérieure de Jean, avec des discussions ouvertes et agréables, menant à d'autres questions pour comprendre toujours davantage les phénomènes physiques. Merci à eux également pour leur agréable présence le jour J, avec, pour ne citer que cela, le repas « officiel » précédant la soutenance, pimenté de quelques anecdotes bien trouvées (un certain mariage à Rome – merci David !), les sourires de chacun et mon verre régulièrement rempli par un voisin soucieux de mon lyrisme à venir (non, je ne dénoncerai pas !)...

Introduction

Le télescope CELESTE *(Cherenkov low energy sampling and timing experiment)*, implanté sur le site de la centrale solaire Thémis près de Font-Romeu (Pyrénées Orientales, à $42,5°$ de latitude nord, $1,97°$ de longitude est et 1 650 m d'altitude), a fonctionné entre 1999 et 2004. Il mesure l'émission Tcherenkov produite par les photons gamma d'énergie comprise entre 50 et 350 GeV entrant dans l'atmosphère terrestre, issus de sources compactes tels les blazars. Parmi les premières expériences de ce genre, centrales solaires converties pour l'astronomie, CELESTE s'est imposé et a porté ses fruits, en l'absence de tout autre détecteur aux mêmes énergies, et ce malgré les difficultés d'observation et d'analyse liées à son principe de fonctionnement.

Mesurer le rayonnement Tcherenkov implique en effet de nombreuses contraintes : observations de nuit, sans Lune ni mauvais temps, avec des prises de données sur et hors source pour soustraire le bruit de fond, le tout au prix de traitements et d'analyses de données fort délicats. Pourtant, les résultats sont là, malgré le peu de temps utile d'observation en raison de mauvaises conditions météorologiques : CELESTE a détecté la nébuleuse du Crabe, référence en astronomie gamma, car source stable et brillante, donc chandelle standard pour les détecteurs, ainsi que les blazars Mrk 421 et Mrk 501 déjà connus par ailleurs. Ce travail de recherche présente le cheminement effectué jusqu'à la détection de Mrk 501 et la mesure d'un phénomène physique contraignant les modèles d'émission. Non seulement, de telles mesures se révèlent nécessaires afin de comprendre les processus d'émission au sein des blazars, mais elles contribuent aussi à la connaissance de l'Univers à l'échelle cosmologique (évolution des galaxies pour des observations à différents décalages spectraux), tout en fournissant des éléments de réponse à l'énigme de l'origine des rayons cosmiques de haute énergie.

Mrk 501, un noyau actif de galaxie (AGN, *Active galactic nucleus*) de type blazar, se situe à un décalage spectral de $z = 0,034$. Détecté dans le domaine gamma de très haute énergie (au-dessus de 250 GeV [58]) et de manière moins certaine dans le domaine gamma de basse énergie (entre 100 MeV et 10 GeV [107]), ce blazar présente son deuxième pic d'émission (le premier se trouvant dans le domaine des rayons X) aux énergies de CELESTE. Le modèle d'émission couramment accepté pour les blazars se fonde sur une émission non thermique de ceux-ci, en raison des grandes énergies mises en jeu, que des processus classiques d'émission thermique ne peuvent reproduire. La génération d'un rayonnement synchrotron des électrons ultra-relativistes dans le jet de matière éjectée de l'objet explique le premier pic d'émission (selon les modèles, ces électrons sont déjà présents dans un plasma ou bien produits dans des cascades secondaires issues de protons). Pour le second, l'émission est produite par effet Compton, soit de ces mêmes photons créés dans le jet (émission Compton inverse), soit par des photons du milieu environnant (disque d'accrétion, nuages, matière interstellaire entre les nuages, émission Compton externe). La détection de Mrk 501 et la mesure de son flux permettent de contraindre les paramètres de ces modèles. Cette contrainte ne se révèle pas très forte d'une part en raison de l'importance des erreurs statistiques sur la mesure, d'autre part parce que celle-ci est moyennée sur une année de données, alors que la source est variable. Pour autant, l'expérience se voit privilégiée pour situer le point d'inflexion de cette seconde émission, tout en contribuant à expliquer l'émission de rayons gamma autour de 10^{11} eV. Ceux-ci pourraient être issus de rayons cosmiques de haute énergie autour de 10^{15} eV, donc établir leur origine. De plus, le blazar Mrk 421, également détecté par CELESTE, se situe au même décalage spectral que Mrk 501 : leur observation commune apporte des informations essentielles concernant l'absorption infrarouge intergalactique.

L'étude de Mrk 501 a déjà été présentée dans une autre thèse [117]. L'analyse des données de l'époque avait permis d'établir un excès de $2,5\ \sigma$, insuffisant pour être qualifié de signal. D'autant plus que les conditions atmosphériques, très variables durant les périodes d'observation de Mrk 501 (au printemps), laissaient subsister un doute sur l'exactitude de la détermination du flux. Une nouvelle analyse a permis d'étudier de nouveau ces données. Plus performante, sa mise en place autorisait le passage d'une détection de $3,4\ \sigma/\sqrt{\mathrm{h}}$ [133] à $5,7\ \sigma/\sqrt{\mathrm{h}}$ [125, 35] sur la nébuleuse du Crabe. Cette analyse, développée pour une nouvelle configuration de l'expérience, n'avait pas été appliquée sur des données collectées dans l'ancienne configuration, telles les données de Mrk 501. La première nouveauté de cette étude consiste donc à reprendre d'anciennes données sur la nébuleuse du Crabe, à leur appliquer la nouvelle version de l'analyse, puis à établir les coupures d'analyse dans cette autre configuration. Cette démarche ne suffit pas à l'analyse de Mrk 501 : en effet, sa déclinaison se révèle différente de celle de la nébuleuse du Crabe, par conséquent les conditions de pointé aussi, entraînant des coupures d'analyse différentes. Il a ainsi été nécessaire de passer par l'étude des données du blazar Mrk 421. Puisqu'il est déjà détecté par l'ancienne analyse ($11,5\ \sigma$ pendant $31,5$ h d'observation [117]), montrer sa bonne détection et établir les coupures d'analyses pour cette nouvelle déclinaison, pratiquement identique à celle de Mrk 501, ont permis d'analyser les mesures prises sur Mrk 501.

La deuxième innovation de cette étude résulte des améliorations effectuées sur la simulation du détecteur. Cette dernière se compose de trois parties : génération des gerbes Tcherenkov par un code de simulation Monte-Carlo, reproduction du système optique de mesure des photons, et reproduction du système électronique de déclenchement de l'enregistrement des données. Chaque étape de la simulation a été contrôlée et modifiée pour reproduire au mieux les observations, notamment l'effet de changement de qualité atmosphérique observé durant les mesures enregistrées au printemps, touchant principalement les données enregistrées sur Mrk 501. Les sources d'incertitudes systématiques ont ainsi été réduites pour la détermination du flux d'émission de l'objet étudié, lequel flux a été calculé pour les sources présentées, quand cela était possible, ou bien sa limite supérieure dans les autres cas.

Quatre parties rapportent ces différentes démarches jusqu'à l'obtention du flux de Mrk 501. La première partie présente l'astronomie gamma de haute énergie, passant par les techniques d'observation (chapitre I.1), le fonctionnement de CELESTE (chapitre I.2), les processus d'émission de rayons gamma au sein des sources astrophysiques (chapitre I.3) et les caractéristiques des sources de rayons gamma de haute énergie (chapitre I.4). La seconde partie traite des modifications effectuées dans la simulation pour mieux maîtriser l'échelle en énergie du détecteur. Les chapitres se répartissent suivant la simulation, à savoir : l'atmosphère à travers laquelle les photons gamma produisent une gerbe de particules ultra-relativistes générant des photons Tcherenkov (chapitre II.1), l'optique du détecteur permettant de collecter ces photons (chapitre II.2), l'électronique du système de déclenchement (chapitre II.3), et la génération des courbes d'acceptances du détecteur grâce à cette nouvelle simulation (chapitre II.4). La troisième partie détaille la procédure d'analyse des données, de leur sélection (chapitre III.1) à la détection d'un signal sur la nébuleuse du Crabe (chapitre III.3), en passant par la description de la nouvelle analyse (chapitre III.2). Pour finir, la quatrième partie montre les résultats obtenus sur les blazars étudiés. Les particularités des blazars parmi les noyaux actifs de galaxies sont expliquées (chapitre IV.1), puis le blazar Mrk 421 est étudié d'une part afin de permettre le choix des coupures d'analyse, et d'autre part afin de déterminer la valeur de son flux (chapitre IV.2), et les résultats obtenus sur le blazar Mrk 501 sont présentés (chapitre IV.3) ; enfin, on calcule la limite supérieure de l'émission du blazar 1ES 1426+42.8 ; ce calcul présente l'intérêt d'ouvrir des portes sur la détermination du spectre d'absorption infrarouge intergalactique (chapitre IV.4).

Première partie

Astrophysique des rayons gamma

L'astronomie des rayons gamma comprend l'observation des photons d'énergie supérieure à 100 kiloélectronvolts [1] (keV) jusqu'à quelques dizaines de TeV (figure I.1). La frontière avec l'astronomie X apparaît mal définie car l'observation des gammas mous relève des mêmes techniques que celle des X durs. Quant à la borne supérieure du domaine, elle est contrainte par la difficulté d'identifier les rayons gamma d'ultra-haute énergie. D'une part, au-delà des énergies maximales actuellement détectées, le rayonnement cosmologique (micro-ondes) absorbe les rayons gamma entre 100 et 1 000 TeV. D'autre part, aux énergies plus élevées encore, on ne sait pas identifier les rayons gamma parmi les rayons cosmiques [2].

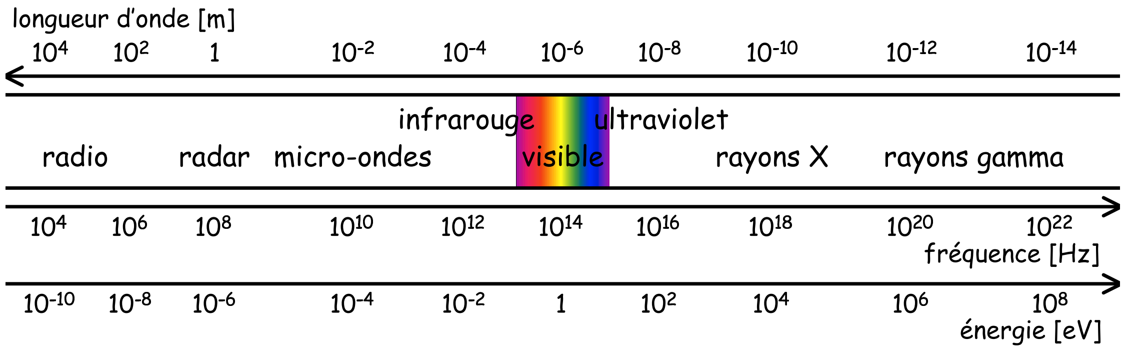


FIG. I.1 – *Spectre électromagnétique. Le domaine des rayons gamma, allant de* 10^5 eV *à quelques* 10^{13} eV*, couvre presque autant d'ordres de grandeur que le domaine allant des ondes radio aux rayons X durs.*

De longueur d'onde beaucoup plus petite que les distances atomiques, le rayonnement gamma de haute énergie ne peut être détecté avec des moyens optiques conventionnels, et ne peut en particulier faire l'objet d'aucune focalisation par des dispositifs de type miroir ou lentille. La nécessité de développer des techniques radicalement nouvelles (chapitres I.1 et I.2) explique la relative longueur de gestation de cette astronomie de l'extrême.

À partir des années 1930 seulement, les observations du ciel à d'autres longueurs d'onde que celles du domaine visible débutèrent (radio, puis X et gamma). Elles révolutionnèrent notre perception du cosmos, car elles ouvrirent la porte à d'autres énergies, et donc à des milieux rayonnant par des processus thermiques à différentes températures, tout comme par des processus non thermiques (chapitre I.3).

Il existe ainsi de nombreux enjeux physiques à l'observation des rayons gamma : tout d'abord le problème de l'origine des rayons cosmiques, ensuite la compréhension des phénomènes les plus violents de l'astrophysique (pulsars, supernovae, noyaux actifs de galaxies – *Active galactic nuclei* ou AGN – sur lesquels nous reviendrons au chapitre I.4). Sur ce premier point, seuls les messagers neutres et stables comme les rayons gamma, les neutrinos et les ondes gravitationnelles peuvent apporter une réponse, car le champ magnétique de la Voie lactée dévie de manière isotrope les rayons cosmiques. Il semble donc impossible de déterminer leurs origines astrophysiques. Considérant leur grande énergie cinétique, on peut penser que ces particules proviennent des mêmes sources citées précédemment. Enfin, l'aptitude de l'astronomie gamma à recueillir des informations sur les premiers temps de l'Univers apparaît notable, dans la mesure où le cosmos se révèle particulièrement transparent au rayonnement gamma (à l'exception du domaine des ultra-hautes énergies dont il a été question, et malgré l'atténuation par le fond infrarouge intergalactique comme nous le verrons au chapitre I.3).

1. L'électronvolt est l'unité d'énergie définie par l'énergie d'un électron soumis à une différence de potentiel de 1 V ; 1 eV = $1,6 \times 10^{-19}$ J.

2. Les rayons cosmiques primaires sont constitués de particules chargées et de noyaux d'origine cosmique (protons, électrons, noyaux d'hélium ou d'éléments plus lourds) mis en évidence par Victor HESS, en 1912, lors de mesures en ballon de la radioactivité naturelle. Noter l'existence d'un abus de langage, car la notion de rayon cosmique comprend toutes les particules du cosmos, chargées ou non (donc aussi les photons).

Chapitre I.1

Techniques d'observation

Deux techniques de détection se distinguent selon le point d'observation des rayons gamma depuis l'espace ou depuis la Terre. Dans les deux cas, la difficulté de détection réside dans l'absence de focalisation des rayons gamma, dans la variabilité des sources observées, nécessitant donc une surveillance aussi continue que possible, et dans la faiblesse des flux mesurés $\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}$, puisque ceux-ci décroissent très vite avec l'énergie E (souvent comme une loi de puissance dans de larges intervalles : $\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} \propto E^{\alpha}$, où l'indice spectral différentiel α est légèrement inférieur à -2). La première solution, les satellites (§ I.1.1), présente l'avantage de recourir à des moyens de détection plus simples à mettre en œuvre et notamment à s'affranchir des rayons cosmiques chargés détectés au sol, tandis que la seconde, les détecteurs au sol (§ I.1.2), n'impose aucune limite du point de vue de la surface de détection, ce qui permet d'atteindre de très hautes énergies inaccessibles depuis l'espace. Ainsi, ces limites physiques correspondent également à des domaines d'observation à des énergies différentes se recouvrant peu à peu avec l'arrivée de nouveaux instruments (§ I.1.3).

I.1.1 Satellites

Les photons gamma pénétrant dans l'atmosphère terrestre interagissent avec le champ électrique des noyaux la constituant, et se transforment en paires électron-positon. La détection directe des photons gamma au sol rendue impossible, les premières observations de ceux-ci furent menées depuis l'espace.

I.1.1.1 Détection des rayons gamma

Les techniques de détection varient considérablement selon la gamme d'énergie. Jusqu'à quelques dizaines de MeV, domaine de basse énergie, la détection repose sur l'effet photoélectrique (absorption d'un photon par un électron atomique et émission de cet électron de l'atome) avec l'utilisation de la technique du masque à ouverture codée [3] reproduisant le principe de la chambre noire (propagation rectiligne des photons) ou bien l'utilisation de collimateurs orientables [4]. Lorsqu'à énergie un peu plus élevée, la diffusion Compton (le photon

3. La technique du masque à ouverture codée a été utilisée par l'instrument COMIS/TTM *(Coded mask imaging spectrometer)* à bord de la station spatiale russe Mir (signifiant « paix » ou « monde ») en 1987, et par le télescope SIGMA (Système d'imagerie gamma à masque aléatoire) à bord du satellite *GRANAT* de 1990 à 1998. Elle est actuellement reprise par les deux instruments SPI (*Spectrometer for* INTEGRAL) et IBIS *(Imager on board* INTEGRAL *satellite)* à bord du satellite *INTEGRAL (International gamma-ray astrophysics laboratory)* lancé le 17 octobre 2002.

4. On retrouve ces collimateurs orientables sur le télescope OSSE *(Oriented scintillation spectrometer experiment)* à bord du satellite *CGRO (Compton gamma-ray observatory)*.

cède une partie de son énergie à un électron d'un atome environnant) devient gênante pour l'utilisation du masque ou collimateur, la détection s'appuie sur l'effet Compton [5] : utilisation d'un scintillateur liquide pour faire diffuser le photon gamma incident et dont le signal permet d'estimer l'énergie de l'électron de recul, puis d'un ensemble de cristaux détectant l'énergie du photon gamma secondaire par effet photo-électrique.

Au-delà, pour le domaine de haute énergie, le photon gamma est converti en paires électron-positon. Dès qu'un photon d'énergie E supérieure à deux fois la masse de l'électron pénètre dans un milieu ($E \geq 2\mathrm{m_e c^2}$ avec $\mathrm{m_e c^2} = 0,511$ MeV, $\mathrm{c} = 3\times10^8$ m s^{-1} étant la vitesse de la lumière), il se matérialise en paire électron-positon. Ce phénomène ne peut survenir dans le vide, car une partie de l'énergie doit se voir dissipée dans le milieu environnant [124, p. 118]. L'angle moyen de l'électron et du positon, émis de part et d'autre de la direction initiale du photon, est inversement proportionnel à l'énergie du photon [48]. À haute énergie, les paires conservent la direction de propagation du photon. Elles sont observées dans une chambre à étincelles associée à un dispositif de mesure du temps de vol pour connaître le sens de parcours des particules, à un calorimètre absorbant l'énergie résiduelle de la cascade électromagnétique après traversée de la chambre à étincelles, et à une cloche d'anti-coïncidence (la figure I.2 présente ce principe sur le télescope EGRET, *Energetic gamma-ray experiment telescope*, à bord de *CGRO* [6]). L'ensemble permet de retrouver l'énergie et la direction du gamma ainsi que de rejeter les gammas produits lors de la désintégration de hadrons [7] dans le corps du satellite. Remarquons que pour réduire ce bruit de fond autant que possible, il est important de choisir pour le satellite une orbite appropriée, en évitant les ceintures de radiation ou en profitant du bouclier constitué par le champ magnétique terrestre qui élimine les particules de basse énergie.

Au-dessus de 20 GeV, cette détection devient délicate car nécessite de grandes surfaces de collection en raison des spectres décroissant en loi de puissance. Des observations au sol permettent d'atteindre ce domaine des très hautes énergies, comme nous le verrons au § I.1.2.

Non seulement les techniques de détection diffèrent mais les frontières physiques aussi : en dessous de 10 MeV, se situent les raies gamma nucléaires, alors qu'au-dessus les processus d'émission se trouvent d'origine électromagnétique ou hadronique avec des spectres continus. Ainsi, dans le cadre de CELESTE, la partie suivante présente uniquement l'historique des observations au-dessus de quelques MeV, avec des instruments embarqués utilisant tous la technique de la chambre à étincelles.

I.1.1.2 Historique des observations

Si la première détection de rayonnement gamma extraterrestre date de 1962 [8], le satellite *SAS-2 (Small astronomy satellite 2)* de la NASA *(National aeronautics and space administration)*, entre 1972 et 1973, a inauguré l'ère de l'astronomie gamma de haute énergie (20 MeV – 1 GeV). Malgré sa courte durée de vie (six mois suite à une défaillance d'une alimentation),

5. Cette technique du télescope à effet Compton était celle de COMPTEL *(Imaging Compton telescope)* à bord de *CGRO*.

6. Les figures présentées dans ce document ont, pour la plupart, été tirées de documents anglophones ou générées avec des logiciels anglophones. En conséquence, l'auteur prie le lecteur de l'excuser des annotations anglaises non traduites sur certaines des figures, ainsi que de l'incohérence des notations des nombres décimaux, avec virgule dans le texte français et point sur les figures.

7. Les hadrons sont des particules soumises à l'interaction forte. Par abus de langage, on leur associe les noyaux, qui subissent les mêmes interactions dans l'atmosphère.

8. Premières détections avec le satellite *EXPLORER-XI*. Il montra l'anisotropie de l'émission gamma dans le plan galactique, et avec la lignée de satellites *OSO (Observer solar observatory)* détectant des lignes d'émission gamma dans le spectre solaire. Citons également la détection accidentelle des sursauts gamma lors de la surveillance, par les États-Unis, du respect du traité interdisant les essais nucléaires au sol avec les satellites *VELA* dans les années 1970 [111].

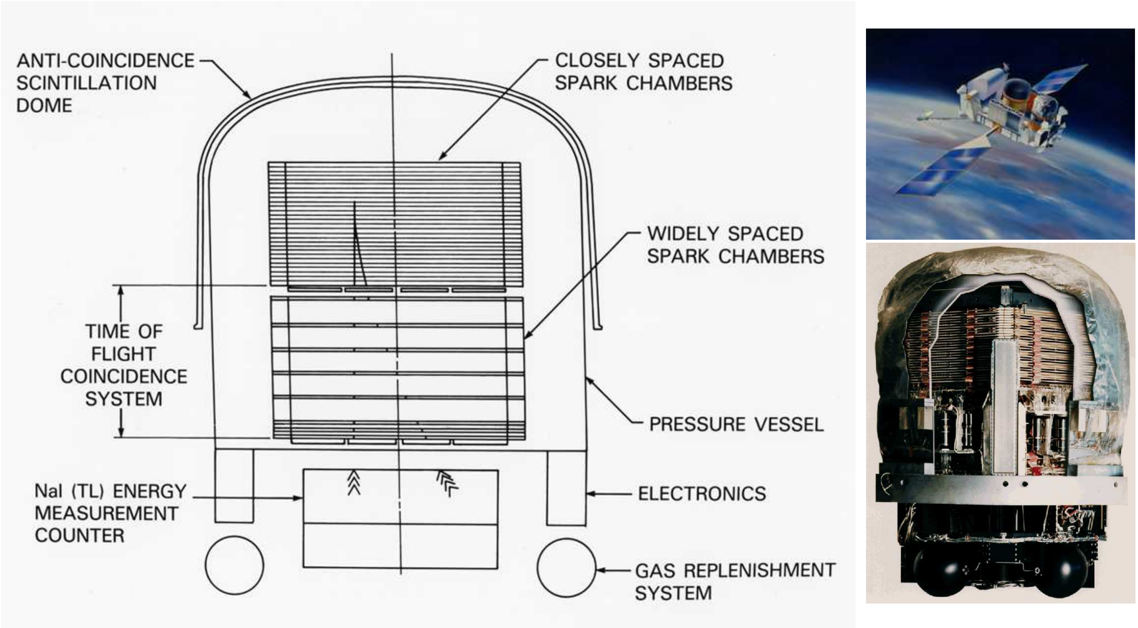


FIG. I.2 – *Détection des rayons gamma dans la chambre à étincelles d'EGRET, accompagnée d'une vue d'artiste de* CGRO *et d'une photographie d'EGRET [95].*

il a mis en évidence l'émission de trois pulsars (Crabe [9], Vela [171] et Geminga [10] [127]). De surcroît, il a permis de mesurer l'émission gamma diffuse de notre galaxie, ainsi que le fond diffus extragalactique [66].

Le satellite *COS-B (Cosmic ray satellite B)* de l'ESA *(European space agency)* a ensuite, entre 1975 et 1982, mené une fructueuse campagne d'observations dans la bande d'énergie de 2 keV à 5 GeV principalement concentrée sur le plan de notre galaxie. Une carte de l'émission diffuse de la Voie lactée a pu être établie, révélant une concentration dans le plan galactique. Cette émission est attribuée, pour les énergies supérieures à 100 MeV, à la désintégration des mésons [11] π^0 produits par l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz interstellaire [67]. *COS-B* a également catalogué 25 sources ponctuelles [167] dont une seule, pointée par hasard : le quasar 3C 273, se révèle extragalactique.

Après une décennie d'efforts voués à développer de nouvelles technologies, le satellite *CGRO* de la NASA, lancé en 1991, collecte des données durant neuf ans. À son bord, quatre détecteurs ont permis de couvrir le spectre électromagnétique de 25 keV à 10 GeV :

- BATSE *(Burst and transient source experiment)* composé de huit détecteurs de sursauts gamma (cristaux NaI à chaque coin du satellite) couvrant la gamme 25 keV – 2 MeV ;
- OSSE couvrant la gamme 50 keV – 10 MeV ;
- COMPTEL entre 0, 8 et 30 MeV ;
- et EGRET, opérant théoriquement de 20 MeV à 30 GeV, et en pratique de 100 MeV à 10 GeV.

EGRET représente aujourd'hui la référence dans notre connaissance du ciel gamma de haute énergie. De dimensions nettement plus importantes que ses prédécesseurs, il apporte

9. Le pulsar du Crabe est associé à l'explosion d'une étoile observée en 1054.
10. Geminga, signifiant « il n'y a rien » en argot milanais, a été identifié ultérieurement comme pulsar, inconnu dans les autres longueurs d'onde, notamment radio.
11. Les mésons, hadrons de spin entier (appartenant à la classe des bosons), sont constitués de deux quarks.

des progrès notables tant en sensibilité qu'en résolution angulaire. Par un jeu de soustractions entre la contribution diffuse et celle des sources ponctuelles, il a ainsi permis de cartographier le fond diffus du plan galactique avec davantage de précision (figure I.3 à gauche), ainsi que de dresser un catalogue de 271 sources gamma d'origines galactique et extragalactique. Parmi elles figurent un sursaut solaire, le grand nuage de Magellan, cinq pulsars, une probable radio-galaxie (Cen A), 66 noyaux actifs de galaxies clairement identifiés auxquels s'ajoutent 27 sources non identifiées présentant les caractéristiques de noyaux actifs de galaxies, et, enfin 170 non identifiées (figure I.3 à droite) [82]. Ces dernières font l'objet de nombreuses spéculations : semblant appartenir à notre galaxie du fait de leur faible latitude galactique, il pourrait s'agir de pulsars invisibles en radio, de restes de supernovae (SNR, *Supernova remnant*), de binaires X, d'AGN non résolus à cause de la proximité du plan galactique, ou bien encore d'un type d'objet demeurant inconnu. Les nouveaux détecteurs tels HESS *(High energy stereoscopic system)* au sol, évoqués p. 20, ont, entre autres, pour vocation de lever le voile sur ces objets.

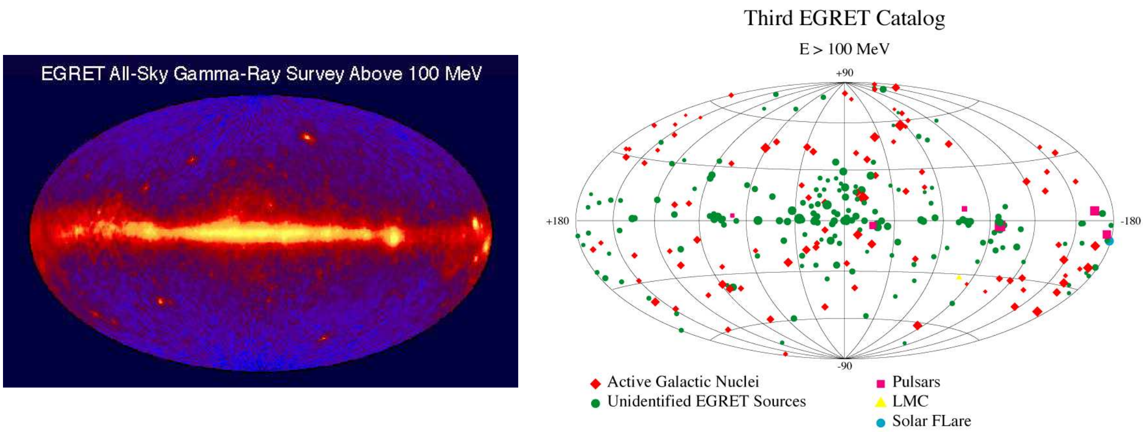


FIG. I.3 – *Cartographies obtenues par EGRET. À gauche : fond diffus du plan galactique, à droite : sources ponctuelles [95]. Un sixième pulsar, inscrit sur cette figure ($l = 69°$, $b = 3°$), n'est observé que dans les données pulsées et donc non comptabilisé dans le catalogue.*

Le tableau I.1 présente les caractéristiques des satellite *COS-B* et intrument embarqué EGRET, ainsi que du futur satellite *GLAST (Gamma-ray large area space telescope)* au lancement prévu pour 2007 (§ I.1.3).

Ainsi, dans l'espace, la détection de sources ponctuelles ou peu étendues n'est gênée que par le bruit de fond de l'émission gamma diffuse (surtout importante dans le plan galactique). Cependant, le taux de gammas détectés apparaît faible (10 à 20 par jour pour une source typique), et la statistique insuffisante au-dessus de 10 GeV. La résolution angulaire reste également assez médiocre ($\sim 1°$ au GeV). Malgré ces limitations, les satellites gamma présentent l'énorme avantage d'offrir un large champ de vue ($\sim 45°$) ainsi qu'une proportion élevée de temps utile [55].

I.1.2 Au sol

La détection au sol concerne l'astronomie gamma de très haute énergie (au-dessus de 50 GeV). En effet, la rapidité de la diminution des flux avec l'énergie nécessite, pour y être sensible, de disposer de très grandes surfaces de collection, ce qui n'est réalisable qu'au sol. À ces très hautes énergies, un gamma donne naissance dans l'atmosphère à une gerbe élec-

Instrument	*COS-B*	EGRET	*GLAST*
Poids [t]	0,28	$1,83$	$2,7$
Domaine en énergie [GeV]	$0,05 - 5$	$0,02 - 30$	$0,02 - 300$
Détection de traces de paires électron-positon	chambre à étincelles temps de vol	chambre à étincelles temps de vol	sandwich convertisseur/ détecteurs au silicium
Calorimètre	scintillateur CsI	scintillateur NaI(Tl)	scintillateur CsI
Résolution angulaire à 1 GeV [°]	2	1,5	0,25
Localisation de la source [′]	30	5 à 10	0,5 à 5
$\frac{\Delta E}{E}$	40 % à 150 MeV $\sim$ 100 % à 1 GeV	12 % à 100 MeV 9 % à 1 GeV	8 % à 100 MeV 4,4 % à 1 GeV
Champ de vue [sr]	$0,12\pi$	$0,20\pi$	> 2
Surface efficace de détection [cm^2]	50 à 400 MeV	1 200 à 1 GeV	8 000 à 1 GeV
Flux minimal [cm^{-2} s^{-1}] $E > 100$ MeV $E > 1$ GeV	 10^{-6} –	 $5,4 \times 10^{-8}$ $1,2 \times 10^{-8}$	 $1,5 \times 10^{-9}$ $1,5 \times 10^{-10}$

TAB. I.1 – *Tableau comparatif des satellite* COS-B *et instrument embarqué EGRET de haute énergie, ainsi que du futur satellite* GLAST *[56]. Le flux minimal détectable avec un degré de confiance de* 5 σ *est donné pour une couverture complète du ciel en un an.*

tromagnétique. Il devient alors possible d'utiliser l'atmosphère comme un calorimètre, soit en mesurant la lumière Tcherenkov émise par les électrons et positons ultra-relativistes de la cascade, soit, si cette dernière atteint le sol, en détectant directement les particules chargées, et éventuellement les gammas secondaires [55]. Les gerbes atmosphériques ainsi détectées sont, en très grande majorité, produites par des rayons cosmiques. Parmi ceux-ci, les protons et noyaux cosmiques, dont le spectre différentiel varie comme $E^{-2,78}$ aux énergies d'observation [152], constituent l'essentiel du bruit de fond. Seuls les détecteurs de lumière Tcherenkov permettent de rejeter au mieux le bruit de fond tout en conservant une efficacité raisonnable de détection des événements dus aux gammas.

Contrairement aux satellites, les télescopes à effet Tcherenkov atmosphérique ne disposent que de faibles champs de vue (de $0,5$ à $5°$), empêchant de sonder le ciel à l'affût des sources transitoires, ainsi que d'une faible proportion de temps utile car ils ne fonctionnent que la nuit, par beau temps et en l'absence de Lune. En revanche, si l'on sait où pointer, il sera possible de voir des variations plus rapides qu'avec un satellite, de l'ordre de dix minutes, car la sensibilité au sol se révèle bien meilleure, une fois le bruit retiré, grâce à l'importance des surfaces de collection. L'épaisseur du calorimètre permet une meilleure précision de pointé (dans un satellite, la densité du calorimètre implique une gerbe plus dispersée et une position de son maximum moins bien reconstruite). La difficulté de détection des rayons gamma au sol explique le développement tardif de ces détecteurs à la fin des années 1980.

I.1.2.1 Les cascades atmosphériques

Plusieurs mécanismes d'interactions interviennent lorsqu'un photon gamma pénètre dans l'atmosphère. Dans un premier temps, apparaît une cascade électromagnétique composée de paires d'électrons-positons issues de l'interaction du photon avec l'atmosphère. Ces particules chargées subissent ensuite des pertes par effet Compton, freinage et ionisation, contribuant au développement longitudinal de la gerbe électromagnétique, et de la diffusion, contribuant à l'élargissement de la gerbe, mécanismes décrits ci-après. Pour finir, les particules incidentes ultra-relativistes, c'est-à-dire ayant une vitesse très proche de celle de la lumière dans le vide, vont engendrer des particules de vitesse supérieure à celle de la lumière dans l'atmosphère et produire ainsi du rayonnement Tcherenkov, que les imageurs et échantillonneurs observent au sol.

Production de paires électron-positon Même phénomène que dans les satellites. Un photon incident d'énergie supérieure à 100 MeV engendre des particules chargées par production de paires électron-positon interagissant avec le milieu au contact des noyaux, d'une part, des autres électrons (ou positons), d'autre part.

Effet Compton Si l'énergie du photon est inférieure à 100 MeV, l'effet Compton se manifeste le plus fréquemment. Le photon cède une partie de son énergie à un électron d'un atome du milieu, change de direction et voit sa fréquence baisser en fonction de la quantité d'énergie transférée [48]. En pratique, ce phénomène n'intervient que dans la partie terminale de la gerbe, lorsque les photons présentent une énergie plus faible.

Rayonnement de freinage Les électrons et positons créés par la transformation des photons en paires électrons-positons subissent un rayonnement de freinage, ou *Bremsstrahlung* [12], sous l'effet du champ électrique présent dans le milieu traversé, freinage d'autant plus important que leur énergie est élevée. Il se produit un rayonnement électromagnétique, avec production de photon et perte d'énergie pour l'électron au voisinage des noyaux de l'atmosphère. L'énergie du photon émis adopte le même ordre de grandeur que celle de la particule incidente.

Diffusion coulombienne Les électrons de haute énergie franchissent le cortège électronique et se voient également déviés sous l'effet de la charge nucléaire. Ces diffusions élastiques peuvent survenir de façon successive avec de faibles déviations, et contribuent au développement latéral de la gerbe.

Afin de quantifier la valeur de la perte d'énergie et de la déviation subies sous ces deux derniers effets, on introduit la notion de longueur de radiation X_0 [m], grandeur caractéristique du matériau traversé [13] [124, p. 85] :

$$\begin{aligned} X_0 &= \frac{\xi_0}{\rho} \\ \xi_0 &= \frac{7\,160\,A}{Z(Z+1,3)\left[\ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\right)+\frac{1}{8}\right]} \end{aligned} \tag{I.1}$$

avec A masse atomique ($A = 14,8$ pour l'air)
Z numéro atomique ($Z = 7,4$ pour l'air)

Pour l'air, cette longueur vaut $X_0 = 304$ m ($\xi_0 = 367\ \mathrm{kg\,m^{-2}}$ dans les conditions standard de température et de pression).

Ainsi, en première approximation, la perte d'énergie par unité d'absorbant due au rayonnement de freinage est donnée par : $-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \approx \frac{E}{X_0}$.

La valeur quadratique moyenne $< \theta_\mathrm{s}^2 >$ de la déviation globale par diffusion coulombienne multiple [14] s'exprime [48, p. 34] :

$$< \theta_\mathrm{s}^2 > = \frac{x}{2X_0}\frac{E_\mathrm{s}}{p\beta c} \tag{I.2}$$

12. Le terme *Bremsstrahlung* provient de l'allemand *die Strahlung*, le rayonnement et *bremsen*, freiner.
13. La notation ln employée dans ce document correspond au logarithme népérien, tandis que la notation log est utilisée pour le logarithme de base 10.
14. L'indice « s » se réfère à *scattering*, diffusion en anglais.

avec	$\dfrac{x}{X_0}$	épaisseur d'absorbant traversée en unité de longueur de radiation
	E_s	énergie de diffusion [MeV] ($E_\mathrm{s} = 21$ MeV pour l'air)
	$p = mv$	impulsion de la particule de masse m [$\mathrm{MeV\,c^{-2}}$] et vitesse v [$\mathrm{m\,s^{-1}}$]
	$\beta\mathrm{c}$	vitesse de la particule [$\mathrm{m\,s^{-1}}$] $\left(\beta = \dfrac{v}{\mathrm{c}}\right)$

Ces interactions purement électromagnétiques se produisent en chaîne : les photons restants se trouvent à nouveau transformés en paires électron-positon, ou subissent à nouveau l'effet Compton. On obtient ainsi le phénomène de cascade électromagnétique durant toute la traversée de l'atmosphère par les photons. La figure I.4 schématise son principe.

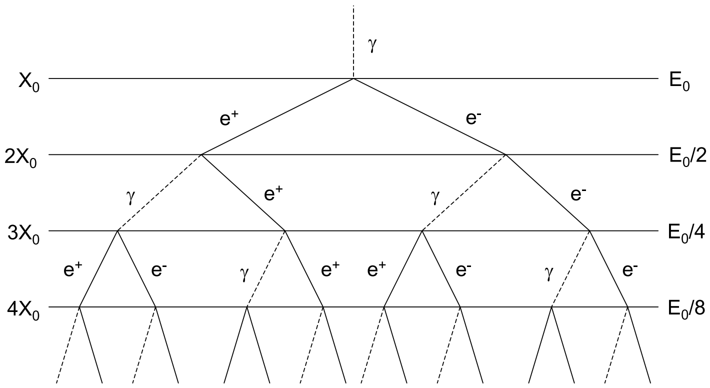


FIG. I.4 – *Schéma de principe de développement longitudinal d'une gerbe.*

La figure I.5 représente les contributions des différents effets d'absorption en fonction de l'énergie.

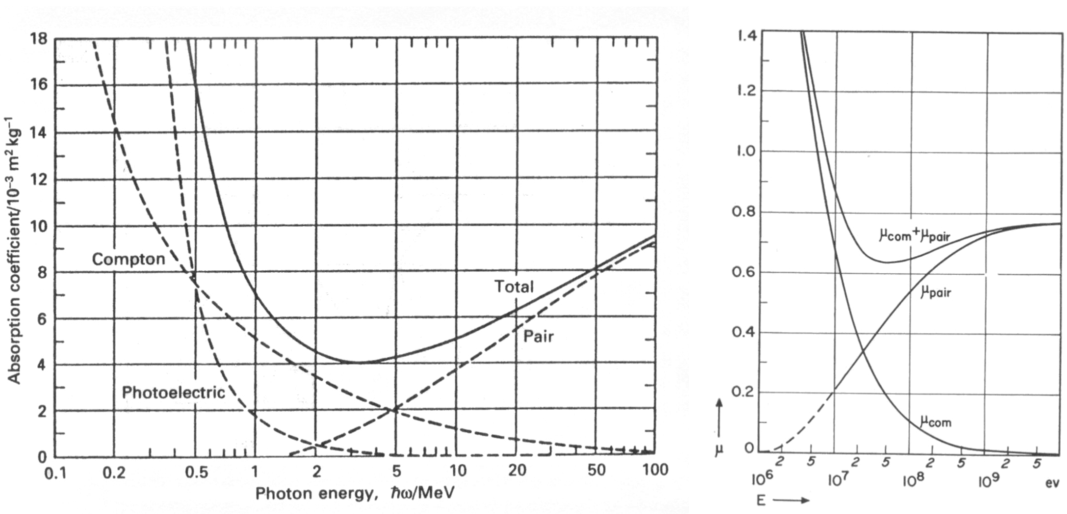


FIG. I.5 – *Absorption de photons de haute énergie. À gauche : coefficient d'absorption total pour des photons de haute énergie dans du plomb, avec détail des contributions de l'absorption photo-électrique, de la diffusion Compton et de la production de paire électron-positon [124, p. 119]. À droite : probabilité par longueur de radiation de diffusion Compton (μ_com), productions de paires (μ_pair) et des deux effets cumulés ($\mu_\mathrm{com} + \mu_\mathrm{pair}$) dans l'air [157, p. 84].*

Ionisation Une autre perte d'énergie importante pour les électrons et positons créés découle de l'ionisation et l'excitation des atomes ou molécules de l'atmosphère traversée par ces premiers.

La perte d'énergie $-\dfrac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$ par unité d'absorbant est donnée par la formule de Bethe-Bloch [124, p. 49] :

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{z^2 \mathrm{e}^4 N_\mathrm{e}}{4\pi\varepsilon_0^2 \mathrm{m_e} v^2}\left[\ln\left(\frac{2\gamma^2 \mathrm{m_e} v^2}{\bar{I}}\right) - \beta^2\right] \tag{I.3}$$

avec	$z\,\mathrm{e}$	charge de la particule incidente ($z = 1$ pour un électron ou positon)
	$\mathrm{e} = 1,6 \times 10^{-19}$ C	charge de l'électron
	N_e	densité d'électrons
	$\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ F m^{-1}	permittivité du vide
	$\mathrm{m_e} = 9,1 \times 10^{-31}$ kg	masse de l'électron
	γ	facteur de Lorentz $\left(\gamma = \sqrt{\dfrac{1}{1-\frac{v^2}{\mathrm{c}^2}}}\right)$
	$\bar{I}$	potentiel d'ionisation de l'atome moyenné sur les différents états électroniques

On définit l'énergie critique E_c en dessous de laquelle les pertes d'énergie par ionisation prennent le dessus sur celles par *Bremsstrahlung*. Elle vaut [81] :

$$E_\mathrm{c} = \frac{710}{Z + 0,92} \tag{I.4}$$

Pour l'air, $E_\mathrm{c} = 83$ MeV.

Le nombre total moyen $\overline{N_\mathrm{e}}$ d'électrons pour une gerbe engendrée par un photon gamma d'énergie E_0, et pour une épaisseur traversée t, est donné par la formule semi-empirique de Nishimura-Kamata-Greisen (qui néglige la diffusion multiple, soit le développement latéral de la gerbe) [77, 54] :

$$\overline{N_\mathrm{e}}(t) = \frac{0,31}{\sqrt{y}}\,\mathrm{e}^{t\left(1-\frac{3}{2}\ln s\right)} \tag{I.5}$$

avec $y = \ln\left(\dfrac{E_0}{E_\mathrm{c}}\right)$

$s = \dfrac{3t}{t+2y}$ paramètre d'âge de la gerbe

Un photon gamma d'énergie 100 GeV engendre, par exemple, un nombre moyen maximal d'électrons pour $s = 1$, développement maximal de la gerbe pour une épaisseur traversée $t_\mathrm{max}\,\xi_0 = 2\,610$ kg m^{-2}, de $\overline{N_\mathrm{e}}(t_\mathrm{max}) \simeq 140$.

Ainsi, en dessous de l'énergie critique, les pertes par ionisation et processus d'absorption dominent. Les particules chargées produites émettent, pour finir, les photons Tcherenkov observés par les imageurs ou échantillonneurs au sol.

Effet Tcherenkov L'effet Tcherenkov [15] se produit lorsque les particules chargées dans le milieu considéré s'y déplacent plus vite que la lumière. Un cône d'émission de photons se crée

15. Pavel A. TCHERENKOV (1904-1990) a reçu, en même temps qu'Ilya M. FRANK et Igor I. TAMM, le prix Nobel de physique en 1958 pour la découverte et l'interprétation de l'effet Tcherenkov, dont les propriétés ont été mises en valeur dès 1934.

alors. Géométriquement, cet effet peut être interprété comme une onde de choc derrière la particule, alors que celle-ci se déplace dans le milieu à une vitesse superluminique (figure I.6).

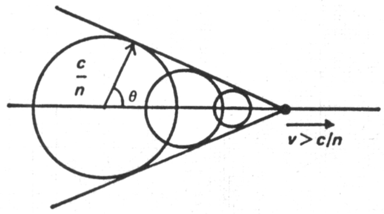


FIG. I.6 – *Illustration de la détermination de la direction de propagation du front d'onde Tcherenkov [124].*

Lorsqu'une particule chargée traverse le milieu, elle polarise les molécules environnantes. Dans le cas d'une vitesse inférieure à celle de la lumière, cette polarisation est symétrique, et la résultante macroscopique des champs s'avère nulle. Dans le cas d'une vitesse supérieure à celle de la lumière, un retard de polarisation apparaît, conduisant à une résultante non nulle du champ à l'origine de l'émission Tcherenkov (figure I.7) [61].

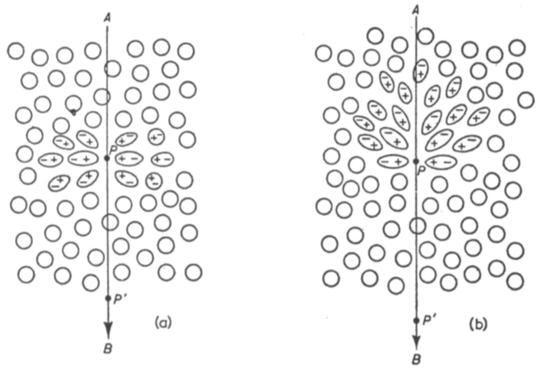


FIG. I.7 – *Polarisation du milieu lors de sa traversée par une particule chargée [106]. À gauche : à faible vitesse, à droite : à grande vitesse.*

Les pertes d'énergie sous cet effet apparaissent négligeables pour la particule incidente. L'angle d'incidence θ_C du photon Tcherenkov [16] (demi-angle du cône d'émission Tcherenkov) est donné par [81] :

$$\theta_C = \arccos\left(\frac{1}{n\beta}\right) \tag{I.6}$$

avec n indice de réfraction de l'air : $(n-1)\times 10^6 = 273$ à 20 °C et 1 atm [17]

L'angle limite d'émission vaut $\theta_{C_{\max}} = \arccos\left(\frac{1}{n}\right)$ quand $\beta \approx 1$.

Le nombre de photons produit par unité de longueur parcourue et d'intervalle de longueur d'onde des photons $\frac{\mathrm{d}^2N}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}\lambda}$ vaut :

$$\frac{\mathrm{d}^2N}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}\lambda} = \frac{2\pi\alpha\, z^2}{\lambda^2}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \tag{I.7}$$

16. L'indice « C » se réfère à *Cherenkov* (orthographe anglophone).
17. La valeur indiquée correspond à l'indice de réfraction de la ligne D du sodium ; elle dépend faiblement de la longueur d'onde du photon.

avec $\alpha = \dfrac{\mathrm{e}^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar\,\mathrm{c}}$ constante de structure fine

$\hbar = \dfrac{\mathrm{h}}{2\pi} = 6,58 \times 10^{-22}$ MeV s constante de Planck réduite

La zone principale d'émission de la gerbe Tcherenkov se situe autour de 10 à 20 km d'altitude. Le front d'onde du flash n'excède pas quelques nanosecondes d'épaisseur. L'émission des photons est mesurée à partir d'environ 330 nm dans l'ultraviolet pour CELESTE, en raison des miroirs aluminisés en face arrière coupant les longueurs d'onde inférieures [18] et dans le visible bleu. Elle décroît doucement en fonction de l'absorption atmosphérique. À ces basses énergies, notons que les photons présentent une sensibilité, en dehors de la diffusion Compton, à la diffusion de Thomson-Rayleigh [19].

I.1.2.2 Bruits

Deux types de bruits différents vont perturber la mesure du signal des expériences Tcherenkov.

Bruit de fond du ciel Les détecteurs sont sensibles au rayonnement du domaine visible et ultraviolet par construction, donc au rayonnement Tcherenkov, bien entendu, mais aussi à toute émission dans ce domaine. Comme précisé, les prises de données ne peuvent de ce fait être effectuées que lors de nuits de beau temps. Il apparaît nécessaire de comparer les données prises sur la source *(ON)*, avec d'autres prises sur le fond de ciel dans les mêmes conditions de suivi *(OFF)* afin de soustraire ce bruit au maximum, et de recourir à la technique d'égalisation de bruit de fond de ces deux mesures. La présence d'une étoile peut ainsi augmenter le niveau de bruit de l'une des deux prises de données mais pas l'autre comme, par exemple, dans le cas de la source Mrk 421, proche de l'étoile 51 UMa de magnitude bleue $M_{\mathrm{B}} = 6,16$ (chapitre II.2).

Bruit hadronique Le signal issu des rayons cosmiques domine largement le signal Tcherenkov. En effet, ces premiers, en pénétrant dans l'atmosphère, produisent des cascades hadroniques dues aux interactions nucléaires faibles et fortes. Ces cascades contiennent des baryons [20] et mésons, essentiellement pions et kaons, produits par diffusion inélastique des noyaux cosmiques sur les noyaux des atomes présents dans l'atmosphère. Les processus de désintégration principaux sont les suivants :

- Production de deux photons par désintégration du pion neutre π^0 de durée de vie $\tau = 8,4 \times 10^{-17}$ s : $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. Le méson est désintégré dès sa production. À titre d'exemple, un pion neutre de 100 GeV effectuera un parcours de 20 µm environ avant sa désintégration.

- Production d'un muon et d'un neutrino [21] par désintégration d'un pion chargé π^+ (π^-) de durée de vie $\tau = 2,6 \times 10^{-8}$ s : $\pi^{+\,(-)} \rightarrow \mu^{+\,(-)} + \nu_\mu\ (\overline{\nu}_\mu)$. Un pion chargé de 100 GeV peut effectuer un parcours de 5 km environ avant sa désintégration, mais il interagit avant avec les noyaux du milieu.

18. Le verre situé en face avant des miroirs utilisés coupe les photons ultraviolets (voir figure I.15 p. 29). Le rayonnement Tcherenkov se produit dès 280 nm de longueur d'onde environ.

19. La diffusion de Thomson-Rayleigh correspond à l'interaction du photon incident avec les électrons de l'atome qui se mettent à osciller en phase, avant d'émettre un photon de même énergie que le photon incident.

20. Les baryons, particules de spin demi-entier (fermions), sont constitués de trois quarks (par exemple les nucléons comprenant protons et neutrons). Ils appartiennent à la classe des hadrons.

21. Le muon et le neutrino appartiennent à la classe des leptons (particules de spin demi-entier).

– Production d'un muon et d'un neutrino par désintégration d'un kaon chargé κ^+ (κ^-) de durée de vie $\tau = 1,2 \times 10^{-8}$ s ($63,4$ % des cas [81]) : $\kappa^{+\ (-)} \rightarrow \mu^{+\ (-)} + \nu$ (soit environ 700 m parcourus pour un kaon chargé d'énergie 100 GeV).

– Production d'un pion chargé et d'un pion neutre par désintégration d'un kaon chargé ($21,1$ % des cas) : $\kappa^{+\ (-)} \rightarrow \pi^{+\ (-)} + \pi^0$.

Les électrons et positons issus des photons de haute énergie créés lors de la désintégration du pion neutre π^0, ainsi que les muons issus de la désintégration des pions et kaons chargés, vont subir les mêmes interactions que dans le cas des gerbes électromagnétiques, à savoir du rayonnement de freinage (uniquement pour les électrons ou positons), ou bien des pertes d'énergie par ionisation et du rayonnement Tcherenkov si leur vitesse est suffisante.

La fréquence de détection des événements Tcherenkov d'origine hadronique se situe entre 10 et 25 Hz aux seuils de déclenchement fixés par CELESTE, en fonction de la transparence de l'atmosphère. Elle domine largement celle issue de rayons gamma : après coupures d'analyse, on mesure des fréquences de l'ordre de 6 photons gamma par minute, soit $0,1$ Hz, alors que la fréquence des événements Tcherenkov d'origine hadronique après les mêmes coupures est de l'ordre de 1 Hz. La figure I.8 présente, pour comparaison, une gerbe simulée issue d'un photon gamma et une autre issue d'un proton. Le rejet de ce bruit sera traité au chapitre III.2.

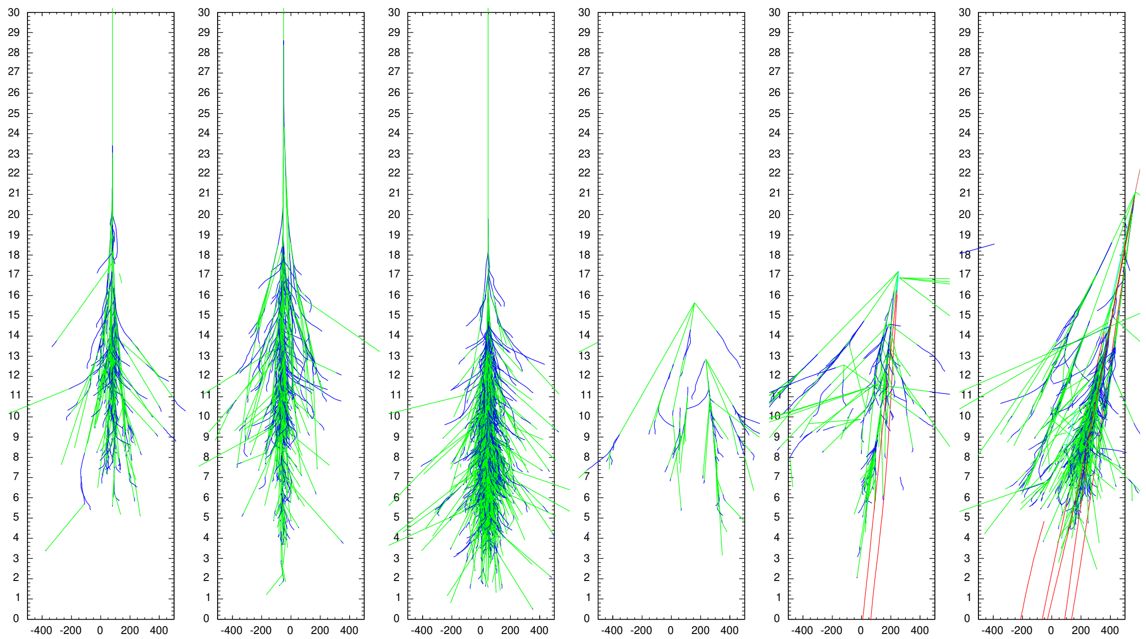


FIG. I.8 – *Développement de gerbes atmosphériques dans le plan vertical (altitude* [km]*, distance au centre du champ d'héliostats* [m]*)* [22]*. De gauche à droite : trois gerbes de gammas d'énergies respectives* 50, 100 *et* 500 GeV*, suivies de trois gerbes de protons aux mêmes énergies. Les particules se trouvent principalement déviées par la diffusion coulombienne et le champ magnétique terrestre (ce dernier conduit aux trajectoires courbées des particules chargées).*

22. Simulations générées avec le code ISU. Ce simulateur, très rapide, est issu de KASCADE et ISUSIM (codes de simulation de gerbes atmosphériques développés pour l'expérience WHIPPLE [110], [130]). Il a été traduit en C++ pour les besoins de CELESTE [132].

I.1.2.3 Observatoires au sol

Les détecteurs au sol sont capables de maintenir la source observée au centre de leur champ de vue afin de suivre son déplacement dans le ciel. Un télescope Tcherenkov travaille dans un environnement dominé par le bruit de fond du ciel nocturne : dans la gamme de longueur d'onde d'observation de 300 à 700 nm, il reçoit environ 10^{12} photons $\mathrm{m^{-2}\,s^{-1}\,sr^{-1}}$. Le critère de déclenchement du télescope est fixé de telle manière que le signal Tcherenkov domine nettement les fluctuations du bruit du ciel ; il faut maximiser la quantité [60] :

$$\frac{S}{\sqrt{B}} \tag{I.8}$$

avec S signal Tcherenkov reçu
B bruit du ciel

$$S \propto \epsilon\, A\, N_{\mathrm{g}} \tag{I.9}$$

avec ϵ efficacité globale de détection des photons incluant les diverses réflectivités des miroirs et cônes collecteurs, la prise en compte des espaces morts des caméras, et surtout l'efficacité quantique des photocathodes des photomultiplicateurs
A surface de collection des photons (soit la surface totale utile des miroirs) [$\mathrm{m^2}$]
N_{g} distribution des photons de la gerbe [photons $\mathrm{m^{-2}}$]

$$B \propto \epsilon\, A\, \Delta t\, \Delta\Omega\, \phi_{\mathrm{fc}} \tag{I.10}$$

avec Δt temps d'intégration de l'électronique [s]
$\Delta\Omega$ angle solide du détecteur [sr]
ϕ_{fc} flux de photons du fond de ciel [photons $\mathrm{m^{-2}\,s^{-1}\,sr^{-1}}$]

Ainsi,

$$\frac{S}{\sqrt{B}} \propto \sqrt{\frac{\epsilon\, A}{\Delta t\, \Delta\Omega}} \tag{I.11}$$

Comme on souhaite restreindre la zone d'énergie séparant les satellites des observatoires au sol, et donc baisser le seuil en énergie du télescope, augmenter la surface de détection $A\,\epsilon$ apparaît un facteur déterminant, tout comme diminuer le temps d'intégration Δt et le champ de vue du télescope $\Delta\Omega$. Ces deux derniers paramètres ne peuvent être réduits plus que la durée du flash Tcherenkov τ (quelques ns) et que l'extension latérale des gerbes Tcherenkov Ω_{g} (une dizaine de mrad, soit $\sim 0,5°$ comme la taille angulaire de la Lune, équivalent à un angle solide d'environ 3×10^{-4} sr).

Les informations obtenues sur chaque détecteur peuvent être : la distribution angulaire de lumière, la quantité de lumière reçue et le temps d'arrivée des photons. On distingue deux techniques utilisant la lumière Tcherenkov : l'imagerie pour des observations au-dessus de 100 à 300 GeV environ, et l'échantillonnage pour des observations au-dessus de 50 GeV [55].

Imagerie Les imageurs Tcherenkov reposent sur le principe d'analyse de l'image de la gerbe Tcherenkov formée dans le plan focal d'un grand miroir, au moyen d'une caméra haute définition constituée de photomultiplicateurs. Ils obtiennent des informations angulaires et temporelles. L'utilisation de plusieurs stations permet de former une image stéréoscopique [60].

La forme de l'image représente un critère efficace pour distinguer les gerbes hadroniques des gerbes électromagnétiques : à quantité de lumière donnée, les premières donnent des images plus larges en raison des impulsions transverses des secondaires (surtout mésons π), et de la fréquente superposition de plusieurs cascades électromagnétiques dues à des événements π^0. Un événement d'origine hadronique peut donner des formes diverses, souvent chaotiques. Au contraire, l'image d'une gerbe électromagnétique adopte presque toujours une allure ovale allongée avec un axe principal bien défini [55]. Cet axe et le profil longitudinal de la gerbe Tcherenkov permettent ainsi de reconstruire la position d'une source ponctuelle avec une précision pouvant atteindre quelques secondes d'arc.

Échantillonnage spatio-temporel De nombreuses stations se répartissent sur une surface un peu plus grande que la taille de la tache Tcherenkov (environ 300 m de diamètre à 1 600 m d'altitude). On mesure avec précision les temps d'arrivée du signal lumineux sur chaque station afin de reconstituer la forme du front d'onde Tcherenkov, ainsi que la quantité de lumière reçue par chaque station. Cette technique reprend parfois d'anciennes centrales solaires bénéficiant des miroirs, ou héliostats, de la centrale comme surface de collection de photons Tcherenkov. Dans ce cas, une optique secondaire située en haut de la tour centrale, contenant à l'origine la chaudière génératrice d'électricité, sépare les faisceaux venant des différents miroirs, et les focalise chacun sur un cône de Winston (chapitre I.2) couplé à un photomultiplicateur individuel par héliostat. Les signaux sont ensuite synchronisés pour corriger l'effet des différences de trajet entre faisceaux. Quelques expériences ont été réalisées indépendamment des centrales solaires, puisque des photomultiplicateurs peuvent être fixés à la focale de chaque miroir scrutant directement le ciel. Ce procédé implique d'utiliser d'autres miroirs que ceux d'une centrale solaire à la focale de l'ordre de 200 m. Aujourd'hui, les centrales solaires présentent l'avantage d'offrir, sans frais, la très grande surface de collection recherchée. Dans ce cas, le front de lumière est presque sphérique aux énergies d'observation et le centre de la sphère indique le point de développement maximal de la gerbe. La distribution de lumière sur les différents héliostats donne la position de l'impact au sol. Ces informations permettent de reconstruire la direction incidente de la gerbe avec une précision pouvant atteindre $0,1°$ [56]. D'autre part, les gerbes hadroniques émettent beaucoup moins de lumière Tcherenkov que les gerbes électromagnétiques à ces énergies relativement basses [51, figure 11 p. 17], et la distribution de lumière au sol fournit des critères supplémentaires de réduction du fond.

Détecteurs de particules Notons qu'il existe d'autres types de détecteurs au sol, non détaillés par la suite : les réseaux de détecteurs de particules chargées. Utilisés pour l'étude des rayons cosmiques, ils possèdent une grande ouverture angulaire (champ de vue de quelques sr) et un seuil en énergie très élevé [23], car les particules secondaires chargées de la gerbe doivent atteindre le sol. Ces détecteurs fonctionnent de jour comme de nuit avec une bonne efficacité. Mais ils n'ont pas eu de grand impact en astronomie gamma jusqu'à présent car ils ne permettent pas de rejeter efficacement les gerbes hadroniques, et que la résolution angulaire pour reconstituer la direction d'une gerbe ne peut excéder $\sim 1°$ à cause de la dispersion intrinsèque des temps d'arrivée des particules sur les différents détecteurs. Ils restent

23. Ce seuil est, par exemple, supérieur à 3 TeV pour le réseau de scintillateurs du Tibet à 4 300 m d'altitude et pour le détecteur de rayons gamma de très haute énergie MILAGRO – *Multiple institution Los Alamos gamma-ray observatory* – à 2 650 m d'altitude.

intéressants pour détecter les phénomènes transitoires imprévisibles telle la contribution d'un sursaut gamma à très haute énergie [56].

Historique des observations Les pionniers de la technique de détection Tcherenkov sont William Galbraith et John V. Jelley, premiers à avoir détecté la lumière Tcherenkov dans un gaz, l'atmosphère, et à l'avoir associée aux gerbes atmosphériques [71]. Ils ont déterminé les paramètres de base de l'émission Tcherenkov de ces gerbes [180]. Aleksandr E. Chudakov a ensuite effectué des mesures de gerbes atmosphériques Tcherenkov à partir des années 1950, lui permettant d'initier les trois lignes de recherche du domaine : détection des grandes gerbes atmosphériques issues des rayons cosmiques dans le but de dériver le spectre et la composition des rayons cosmiques, astronomie gamma de très haute énergie, et observation par des détecteurs aériens de la lumière Tcherenkov réfléchie par la surface terrestre [121].

En 1960-1963, A. E. Chudakov a construit à Catsiveli (Crimée, Ukraine) le premier télescope d'observation de rayons gamma (douze miroirs de $1,5$ m de diamètre) [24]. Beaucoup plus tard, au milieu des années 1980, l'observatoire Whipple (Mont Hopkins, États-Unis, collaboration entre les États-Unis, l'Irlande et le Royaume-Uni), dont le miroir mesure 10 m de diamètre, a été le premier instrument à détecter un signal gamma statistiquement significatif (en provenance de la nébuleuse du Crabe [119]). Ce succès a permis de valider la technique d'imagerie Tcherenkov. Depuis, de nombreux imageurs ont démontré leur efficacité : Whipple, HEGRA (*High energy gamma-ray astronomy*, détecteur issu d'une collaboration entre Allemagne, Arménie et Espagne situé aux Canaries), CAT (*Cherenkov array at Thémis*, imageur français) et CANGAROO I, II et III (*Collaboration of Australia and Nippon for a gamma-ray observatory in the Outback*, télescope situé en Australie), liste non exhaustive, ont pu mesurer le flux de quelques blazars et leurs courbures spectrales. De plus, HEGRA a découvert la première source au TeV en 2002, TeV J2032+41.30, identifiée ultérieurement à l'association d'étoiles de type OB, Cyg OB2 [158].

L'une des limites de la technique d'imagerie découle de la présence de muons, dont l'image en forme d'arc de cercle peut se confondre, à basse énergie, avec l'ellipse produite par une gerbe électromagnétique. La localisation précise de cette lumière a favorisé la mise au point d'une technique permettant de rejeter de tels événements : la stéréoscopie, appliquée par l'équipe d'HEGRA [138]. Aujourd'hui, la plupart des imageurs utilisent cette technique de multiimagerie : HESS (collaboration européenne dont le détecteur est situé en Namibie). En pleine activité scientifique, il a pu cartographier le plan galactique et y détecter de nouvelles sources au TeV [4] (figure I.9). Quant à VERITAS (*Very energetic radiation imaging telescope array system*, projet successeur de Whipple au Kitt Peak, États-Unis), son développement est en cours. Seul MAGIC (*Major atmospheric gamma imaging Cherenkov telescope*, collaboration allemande, espagnole et italienne sur le même site qu'HEGRA) a choisi de ne construire qu'un seul miroir de grande surface, afin d'abaisser le seuil de détection en dessous de 50 GeV, mais un second miroir identique est déjà en cours de construction [121]. Le tableau I.2 résume les caractéristiques de ces détecteurs.

Afin de diminuer le seuil en énergie des détecteurs Tcherenkov, leur surface collectrice peut être augmentée. Le coût prohibitif et la délicatesse d'exploitation d'un seul miroir (MAGIC se heurte au problème de forte contamination par les muons), l'alternative repose sur l'utilisation d'un grand nombre de miroirs indépendants détectant la lumière Tcherenkov par échantillonnage de son front d'onde. Parmi les premiers détecteurs de cette sorte, on peut citer ASGAT (Astronomie gamma à Thémis) [76] et Thémistocle [170] au début des années 1990, tous deux installés sur le site de la centrale solaire Thémis. Ils ont permis de vali-

24. L'instrument a permis d'établir une limite supérieure à l'émission de la nébuleuse du Crabe, preuve que les électrons produisant la radiation synchrotron observée à plus basse énergie se trouvent directement accélérés, et non produits par désintégration de pions générés dans des collisions proton-proton qui auraient également généré un flux de rayons gamma significatif par désintégration des pions neutres.

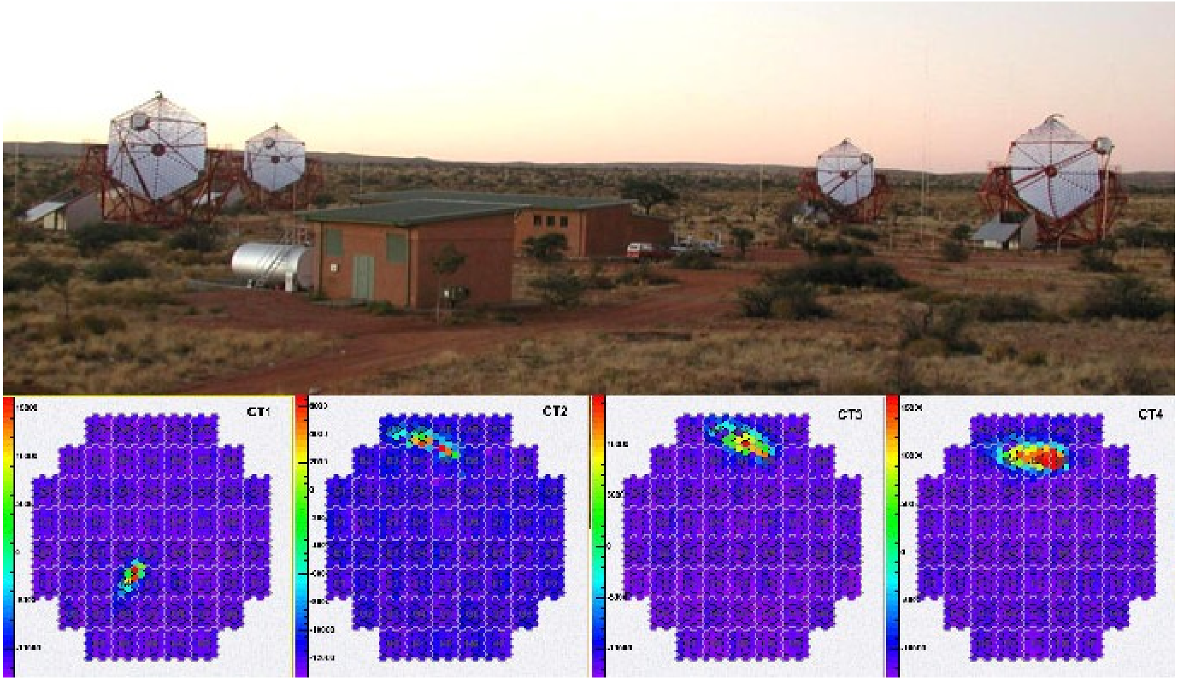


Fig. I.9 – *Multiimageur HESS et exemple d'un signal enregistré [98].*

Expérience	Site	N_t	A [m^2]	Ω [°]	N_PM	ω [°]	E_s [GeV]	Source
Whipple	Arizona, États-Unis	1	75	$3,0$	541	$0,12$	250	
HEGRA	Canaries	5	$8,5$	$4,3$	271	$0,25$	500	
CAT	Pyrénées, France	1	18	$3,1 - 4,8$	$546 + 54$	$0,12$	250	[176]
HESS	Namibie	4	107	5	960	$0,16$	100	[98]
CANGAROO III	Australie	4	57	$2,7$ / 4	552 / 427	$0,115$ / $0,19$	100	[96]
VERITAS	Arizona, États-Unis	7	75	$3,5$	499	$0,15$	110	[136]
MAGIC	Canaries	1	234	$3,5 - 4$	$397 + 180$	$0,1$	30	

Tab. I.2 – *Tableau comparatif d'une sélection d'imageurs passés (en haut) et présents (en bas) [80]. On indique le nombre de télescopes N_t, la surface de collection A par télescope, le champ de vue Ω (deux valeurs séparées par un tiret lorsqu'il y a des photomultiplicateurs de garde en plus), le nombre de photomultiplicateurs (PM) N_PM, le diamètre angulaire d'un pixel ω et le seuil en énergie E_s. La première valeur indiquée pour CANGAROO III correspond au premier télescope installé, la deuxième aux trois suivants.*

der la technique afin de l'appliquer ensuite à une plus grande surface collectrice, celle d'une ancienne centrale solaire, telle qu'avec CELESTE, STACEE (*Solar tower atmospheric Cherenkov effect experiment*, exploitation états-unienne au Nouveau Mexique), CACTUS (*Converted atmospheric Cherenkov telescope using Solar-2*, également aux États-Unis, en Californie) et GRAAL (*Gamma-ray astronomy at Almería*, détecteur situé à Almería en Espagne). Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau I.3.

La figure I.10 montre la sensibilité des satellites et détecteurs de rayons gamma de haute énergie et très haute énergie. MAGIC n'a pas encore atteint la performance annoncée sur la figure. On voit l'importance des détecteurs comme CELESTE et STACEE, couvrant une fenêtre d'énergie jamais observée, tandis que HESS débute dans ce domaine et que *GLAST* n'est pas encore lancé.

Expérience	Site	N_m	A [m^2]	E_s [GeV]	Source
CELESTE	Pyrénées, France	53	54	~ 100	[ce document]
STACEE	Nouveau Mexique, États-Unis	64	37	~ 140	[162, 24, 102]
CACTUS	Californie, États-Unis	144	42	~ 200	[101]
GRAAL	Almería, Espagne	63	39	> 200	[11, 100]

TAB. I.3 – *Caractéristiques des fermes solaires reconverties en échantillonneurs [63]. On indique le nombre de miroirs N_m, la surface de collection A par miroir et le seuil en énergie E_s.*

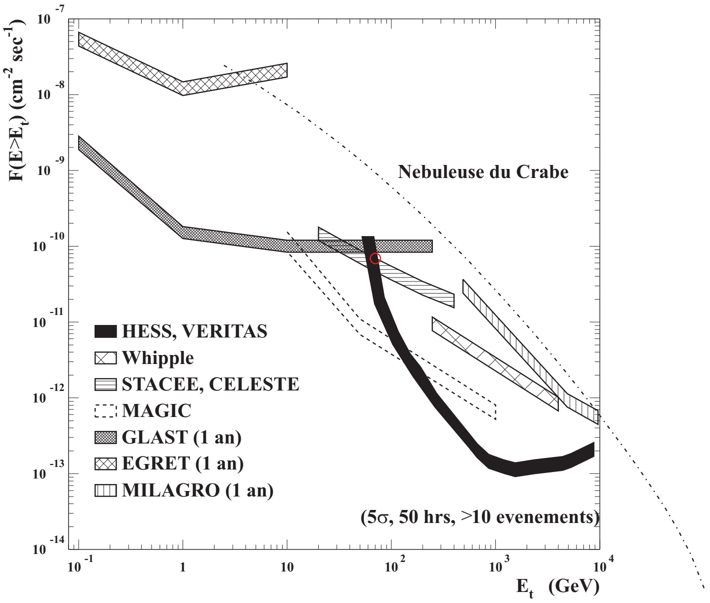


FIG. I.10 – *Sensibilité (flux intégré) des détecteurs gamma passés et futurs. Le flux minimal détectable avec un degré de confiance de 5 σ est donné pour une exposition de cinquante heures avec HESS, VERITAS,* WHIPPLE*, STACEE, CELESTE et MAGIC, et une année de fonctionnement avec* GLAST*, EGRET et MILAGRO [179]. La sensibilité de CELESTE fournie dans ce document (*$5,7\ \sigma/\sqrt{\mathrm{h}}$ *pour les données à 53 héliostats, voir tableau III.1 p. 119) est indiquée par un cercle : elle correspond aux prévisions (STACEE n'a en revanche pas encore atteint cette sensibilité d'environ* 2×10^{-10} cm^{-2} s^{-1} *vers* 140 GeV*).*

I.1.3 PERSPECTIVES

I.1.3.1 Satellites

Le ciel se trouve actuellement dépourvu de satellite observant les rayons gamma de haute énergie. Le satellite *GLAST*, coopération entre États-Unis, France, Italie, Japon et Suède, dont le lancement est prévu pour fin 2007, devrait enrichir significativement nos connaissances dans le domaine de 20 MeV à 300 GeV en permettant un recouvrement complet des gammes d'énergie observées jusqu'ici. Composé de deux instruments, le télescope LAT [25] *(Large area telescope)* et le détecteur de sursauts gamma GBM (GLAST *burst monitor*), ses principaux objectifs portent sur l'étude des mécanismes d'accélération dans les pulsars, les restes de supernovae et les noyaux actifs de galaxies, l'identification des sources de nature inconnue

25. Le calorimètre du LAT est conçu avec des cristaux de CsI sur le même principe que les expériences précédentes. La détection de traces de paires électron-positon ne s'effectuera pas, en revanche, dans une chambre à étincelles comme pour EGRET, mais au moyen de détecteurs au silicium.

détectées par EGRET, l'étude du fond diffus de la Voie lactée, l'étude des sursauts gamma et de la matière noire dans l'Univers. D'une durée de vie nominale de quatre ans (extension probable à dix ans), la première année du LAT sera dévolue à la cartographie complète de la voûte céleste, avec une sensibilité 25 fois meilleure que celle d'EGRET. On s'attend ainsi à ce que son gain en sensibilité permette de découvrir 5 000 à 10 000 sources lors de ce sondage.

Le satellite italien *AGILE (Astro-rivelatore gamma a immagini leggero)*, de conception similaire à celle de *GLAST*, mais plus petit, doit être lancé en 2006 afin d'observer le ciel dans la gamme d'énergie de 30 MeV à 50 GeV. Il présente les caractéristiques suivantes : une résolution angulaire à 1 GeV de $0,6°$, un champ de vue de 3 sr et une surface efficace de 600 cm^2 à 1 GeV. Le flux minimal détectable sera de 6×10^{-7} $\text{cm}^{-2}\,\text{s}^{-1}$ au-dessus de 100 MeV, et 4×10^{-9} $\text{cm}^{-2}\,\text{s}^{-1}$ au-dessus de 1 GeV, avec un degré de confiance de 5 σ durant 10^6 secondes (soit environ onze jours). La sensibilité moyenne attendue pour une source observée est deux fois plus importante que celle d'EGRET, par un temps de pose par source environ quatre fois plus long pour un an de couverture du ciel comparé à EGRET [1]. Sa bonne résolution spatiale, son grand champ de vue et sa capacité à pointer rapidement les sources permettront à ce détecteur d'observer des noyaux actifs de galaxies, sursauts gamma, sources galactiques et sources encore non identifiées d'EGRET. Il permettra également de mieux déterminer l'émission gamma diffuse galactique et extragalactique.

Enfin, l'instrument AMS 02 *(Alpha Magnetic Spectrometer 02)*, fruit d'une collaboration internationale, devrait être installé en 2008 sur la station spatiale internationale (ISS, *International space station* ; installation toujours prévue malgré les problèmes récents de la navette spatiale) [104]. Conçu pour étudier l'antimatière et la matière noire, AMS 02 détectera les rayons gamma entre 300 MeV et 1 TeV. L'instrument devrait assurer un suivi multilongueur d'onde des sources, malgré son incapacité à pointer son champ de vue, tout en jouant un rôle important pour l'inter-étalonnage des télescopes au sol.

I.1.3.2 Multiimageurs

Les multiimageurs forment la nouvelle génération des détecteurs de rayons gamma au sol. HESS se trouve déjà en pleine activité scientifique, et VERITAS en fin de développement. L'installation de détecteurs encore plus importants est prévue sur différents sites déjà existants : HESS 2, en cours de conception, utilisera les télescopes de HESS associés à un nouveau télescope de plus grande taille afin de diminuer le seuil en énergie.

La collaboration MAGIC, présentant des difficultés à rejeter les muons, construit déjà un nouveau détecteur semblable au premier. L'utilisation des deux détecteurs en coïncidence permettra de s'affranchir des muons, avec ce nouveau détecteur nommé MAGIC 2, engendrant cependant une perte importante de surface effective (sensibilité en stéréoscopie).

Enfin, un réseau de cinq télescopes à effet Tcherenkov installés à 5 000 m d'altitude forme le projet 5@5. Les télescopes envisagés s'apparenteraient à celui de l'expérience MAGIC en taille (miroirs d'environ 20 m de diamètre pour une focale de 20 m). Ce nouveau système se fixe pour objectif de poursuivre la diminution du seuil de détection : quelques GeV grâce à la position des télescopes à haute altitude minimisant l'absorption du rayonnement Tcherenkov par l'atmosphère. En revanche, la gamme en énergie se verrait réduite pour les gammas de haute énergie pour lesquels la gerbe Tcherenkov se développe en dessous de l'altitude de l'expérience, et les images polluées par la lumière des particules proches de la gerbe [97].

Il reste encore beaucoup à découvrir dans ce domaine gamma de haute énergie. Les expériences actuelles et futures se doivent d'appartenir à des campagnes d'observation multilongueurs d'onde permettant l'étude des sources variables tels les noyaux actifs de galaxies.

Chapitre I.2

Le détecteur CELESTE

CELESTE fait partie des rares échantillonneurs Tcherenkov, aujourd'hui fortement concurrencés par l'avènement des multiimageurs ayant pour objet d'approcher les mêmes seuils en énergie. Comme la plupart des échantillonneurs, CELESTE utilise une ancienne centrale solaire reconvertie pour une exploitation astrophysique (§ I.2.1). Ce chapitre ne se veut pas exhaustif, l'expérience ayant déjà été abondamment décrite par ailleurs [51, 73, 132, 140]. Il présente ainsi brièvement le détecteur en suivant la chaîne d'acquisition : chaîne optique permettant la détection des photons (§ I.2.2), puis électronique pour le déclenchement de l'acquisition et l'enregistrement des données (§ I.2.4). Le principe de l'acquisition (§ I.2.4) et la prise des données (§ I.2.5) sont, pour finir, expliqués en tenant compte des différentes évolutions de l'appareil depuis sa mise en fonctionnement.

I.2.1 Histoire d'une reconversion

Située à Targassonne près de Font-Romeu, dans les Pyrénées Orientales, l'ancienne centrale solaire Thémis a été exploitée par EDF (Électricité de France) de 1979 à 1986 (figure I.11 à gauche). Constituée d'un champ de 201 héliostats de 54 m^2 chacun, ainsi que d'une tour centrale, de 100 m, en haut de laquelle la lumière solaire venait se concentrer pour alimenter une chaudière, elle pouvait générer une puissance électrique de $2,5$ MW. Le site de Thémis a été choisi pour son fort taux d'ensoleillement durant l'année. Il est situé à $42,5°$ de latitude nord, $1,97°$ de longitude est, et 1 650 m d'altitude.

Après l'abandon du projet de centrale solaire, l'Institut national de physique nucléaire et de physique des particules (IN2P3) et le CEA (Commissariat à l'énergie atomique) reprirent le site dans les années 1990. Ils y installèrent les premières expériences en astronomie gamma avec les deux échantillonneurs Thémistocle et ASGAT. L'imageur CAT permit ensuite, en 1996, de descendre le seuil de détection à 250 GeV. Enfin, pour l'expérience CELESTE, on choisit de profiter de la grande surface de miroirs à disposition. La figure I.11 à droite présente les emplacements de ces différentes expériences sur le site de Thémis.

Le choix de la disposition du champ d'héliostats et de la tour optimise l'efficacité globale de collection de la lumière solaire. Le site est orienté plein sud. Ainsi, les objets célestes observés présenteront une déclinaison [26] comprise entre 5 et 50° et se situeront à moins de deux heures de leur transit [27].

26. La déclinaison forme l'angle entre le plan équatorial de la Terre et l'objet considéré dans le ciel au méridien du lieu d'observation.

27. L'heure de transit d'une source dans une journée donnée correspond à l'instant de son passage sur le méridien du lieu d'observation. Choisir de restreindre l'heure d'observation par rapport au transit revient à s'assurer de l'élévation suffisante de la source dans le ciel pour son observation, ainsi qu'à optimiser le seuil en énergie.

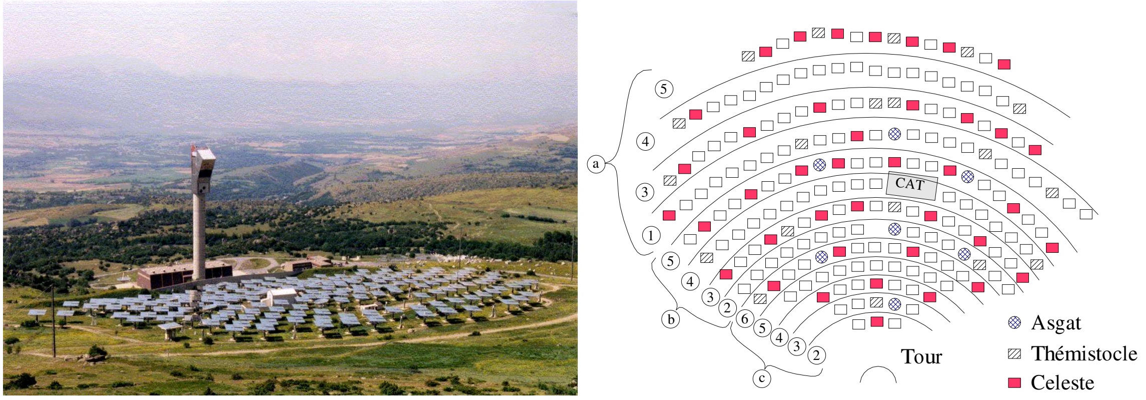


FIG. I.11 – *À gauche : site de Thémis [Denis* DUMORA*, communication privée]. À droite : plan du champ d'héliostats. Les emplacements des quarante premiers miroirs de CELESTE (ancienne configuration), ainsi que des expériences CAT, ASGAT et* THÉMISTOCLE *sont indiqués [132]. Les numéros correspondent au type de cône de Winston utilisé (§ I.2.2).*

I.2.2 Chaîne optique

I.2.2.1 Optique primaire : les héliostats

Pour la phase d'étude de faisabilité du détecteur, des mesures ont été effectuées avec six héliostats [73]. Sur les 201 héliostats existants, 168 se révèlent utilisables. CELESTE débutera avec quarante héliostats, pour terminer à 53 héliostats en 2000. Le manque de place en haut de la tour pour l'optique secondaire ne permettait pas d'utiliser au-delà de 90 héliostats [28], tandis que le manque de moyens n'a permis une augmentation que de treize héliostats au final (il aurait fallu renouveler une grosse partie de la chaîne électronique afin d'inclure plus d'héliostats, à l'intérêt tout relatif face à l'avancée sur les imageurs).

Un héliostat, formé de huit panneaux de six miroirs chacun (3×2), ainsi que d'un panneau de deux miroirs (figure I.12), présente une surface totale réfléchissante de 54 m^2 (pour des dimensions de $7,34 \times 8,84$ m^2), avec une réflectivité d'environ 90 % à 400 nm (miroirs composés d'une couche d'argenture recouverte de chaque côté par une plaque de verre protectrice, l'ensemble réfléchissant la lumière de longueur d'onde supérieure à 330 nm environ). Sa distance focale, réglée par torsion mécanique, varie selon sa position sur le site (100, 140, 200 ou 240 m) afin d'obtenir une tache d'environ 2 m de diamètre au sommet de la tour (taille variable selon la distance focale) [51]. Enfin, il présente une précision de pointé inférieure à $0,1°$.

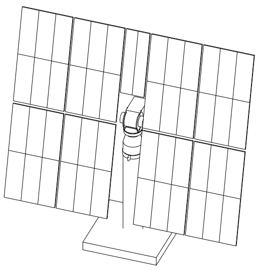


FIG. I.12 – *Schéma d'un héliostat [51].*

Les quarante héliostats ont été choisis pour une répartition sur tout le champ afin de mesurer au mieux l'ensemble du front d'onde Tcherenkov. Équipés d'une monture altazimutale

28. Pour plus d'exactitude, le projet initial prévoyait d'utiliser 160 héliostats mais les cônes de Winston auraient alors dû être redécoupés en formes rectangulaires afin d'être placés les uns contre les autres.

contrôlée par deux moteurs indépendants, ils sont positionnés par un système de capteurs magnétiques suivant les ordres de pointés transmis par un réseau de câbles électriques. Les treize héliostats ajoutés ensuite sont eux contrôlés par un système radio, d'où leur appellation ultérieure de radiohéliostats. Leurs miroirs un peu anciens présentent quelques défauts : en moyenne 4 % de leur surface se trouve tachée ou oxydée (étude [79] sur les quarante héliostats, complétée ultérieurement pour les radiohéliostats [93, rubrique « Héliostats »]).

I.2.2.2 Optique secondaire

La lumière collectée sur les héliostats est renvoyée au sommet de la tour où six groupes de miroirs, dits miroirs secondaires, remplacent l'ancienne chaudière d'EDF. Ces miroirs réfléchissent à nouveau la lumière, pour la diriger vers un cône de Winston associé à un photomultiplicateur sur lequel l'image de l'héliostat est formée (figure I.13). Les six groupes de miroirs se répartissent sur trois niveaux en hauteur, afin que les plus hauts collectent la lumière provenant du bas du champ d'héliostats, et les plus bas celle du haut du champ, s'adaptant ainsi à la distance des héliostats à la tour. Les miroirs individuels, sphériques, mesurent 50 cm de diamètre, formant un groupe de distance focale $1,8$ m en bas, deux groupes de distance focale $1,1$ m chacun au milieu, et enfin trois groupes de distance focale $0,65$ m chacun en haut.

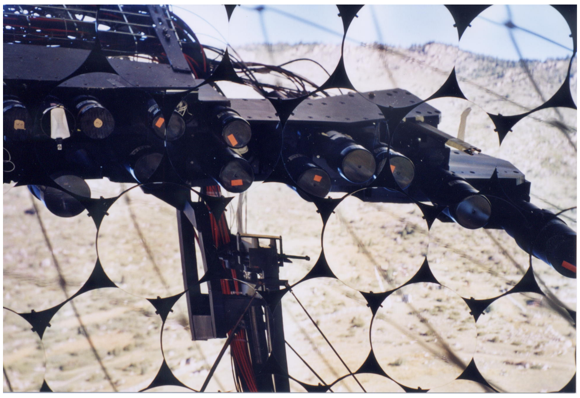


FIG. I.13 – *Vue d'une partie de l'optique secondaire : miroirs secondaires réfléchissant les caméras situées à leur focale (on distingue plusieurs cônes de Winston collés à des photomultiplicateurs, protégés de jour par des caches, et la structure les contenant).*

La réflexion de la lumière sur les miroirs secondaires a été choisie « sur axe ». Ainsi, la lumière est réfléchie dans la même direction que celle dont elle provenait, afin d'obtenir la meilleure définition du champ de vue. Néanmoins, ce choix induit une perte d'environ 30 % de la lumière, causée par la présence de la structure contenant les cônes de Winston et des photomultiplicateurs sur son trajet [125, p. 26].

I.2.2.3 Cônes de Winston

Les cônes de Winston, cônes tronqués, sont générés par un paraboloïde de révolution désaxé (figure I.14). Ils transmettent tous les photons arrivant sous un angle inférieur à un angle limite, et rejettent tous les autres, rendant optimale la définition du champ de vue pour chaque héliostat. Dans le cas de CELESTE, ces cônes sont constitués en verre plein Schott FK5-487704 d'indice de réfraction $n = 1,5$, très transparents dans la gamme de longueur d'onde comprise entre 330 et 800 nm, et d'absorption inférieure à 10 % selon la taille choisie (six formats différents ont été utilisés pour bien reproduire le champ de vue de chaque héliostat en fonction de leur focale). Les faces de sortie des cônes de Winston sont toutes identiques, ce qui facilite la jonction sur le photomultiplicateur, effectuée avec de la colle optique d'indice de réfraction proche de celui du verre.

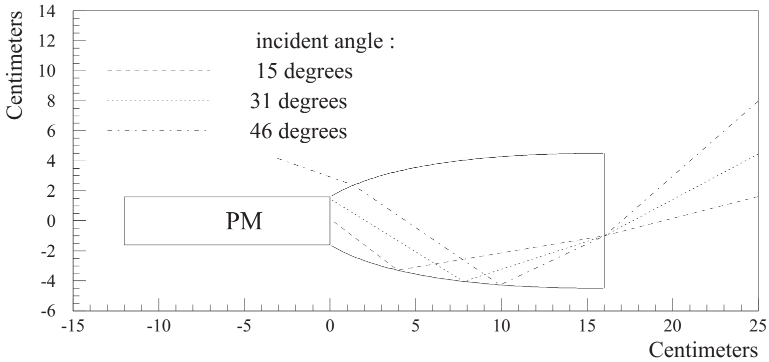


FIG. I.14 – *Cône de Winston associé à un photomultiplicateur (photo à gauche [93], représentation schématique avec échelle à droite [51].*

I.2.2.4 Photomultiplicateurs

Après la traversée de la fenêtre d'entrée d'un photomultiplicateur, un photon arrive sur la photocathode dont un électron est arraché par effet photo-électrique. Puis il est accéléré dans un tube à vide par une chaîne d'électrodes appelées dynodes. À chaque dynode, chaque électron arrache à nouveau deux à trois autres électrons en convertissant son énergie cinétique. Au bout de la chaîne de dynodes, on obtient une impulsion électrique mesurable (sous forme de tension avec ajout d'une résistance de 50 Ω) que l'on exprime en photo-électrons (pe), connaissant l'étalonnage des photomultiplicateurs. On parle alors de photo-électrons mesurés [29].

La rapidité du flash Tcherenkov (échantillonnage du front d'onde au GHz) impose une précision de l'ordre de la nanoseconde dans la mesure du temps d'arrivée des photons. Chaque étage d'amplification augmente la dispersion temporelle du signal. Le signal ne nécessitant pas d'amplification élevée, il a été choisi d'utiliser des photomultiplicateurs Philips XP 2282B présentant huit étages de dynodes, une fenêtre d'entrée en borosilicate, et dont les caractéristiques données par le constructeur sont : temps de transit de 19 ns à 2 500 V (anisochronisme inférieur à $0,7$ ns pour cette même tension) et gain typique de 2×10^6 à 2 500 V (10^4 à 1 300 V ; les gains ont été contrôlés pour la simulation au § II.2.2 p. 74). La sensibilité de la photocathode est comprise entre 300 et 650 nm (efficacité quantique de 28 % à 400 nm), conférant au final la sensibilité optique représentée sur la figure I.15.

Une diode Zener impose une tension fixe de 520 V entre la cathode et la première dynode afin de limiter les fluctuations et d'améliorer la résolution temporelle [86]. La tension totale appliquée est de l'ordre de 1 200 V. Une première amplification est donc effectuée en sortie des photomultiplicateurs puisqu'utilisés à bas gain ($\lesssim 10^5$). La figure I.16 montre la forme de l'impulsion du photo-électron dans ces conditions d'alimentation à l'entrée de la salle de contrôle [125, p. 27].

Enfin, les courants d'anode des photomultiplicateurs sont enregistrés et surveillés durant la saisie des données, afin de permettre un arrêt des mesures en coupant leurs hautes tensions (disjonctions lors d'illuminations trop fortes dues au passage d'un avion ou d'éclairs, par exemple) pouvant les détériorer.

29. On appelle photo-électron l'électron arraché à la photocathode par effet photo-électrique (d'où son nom).

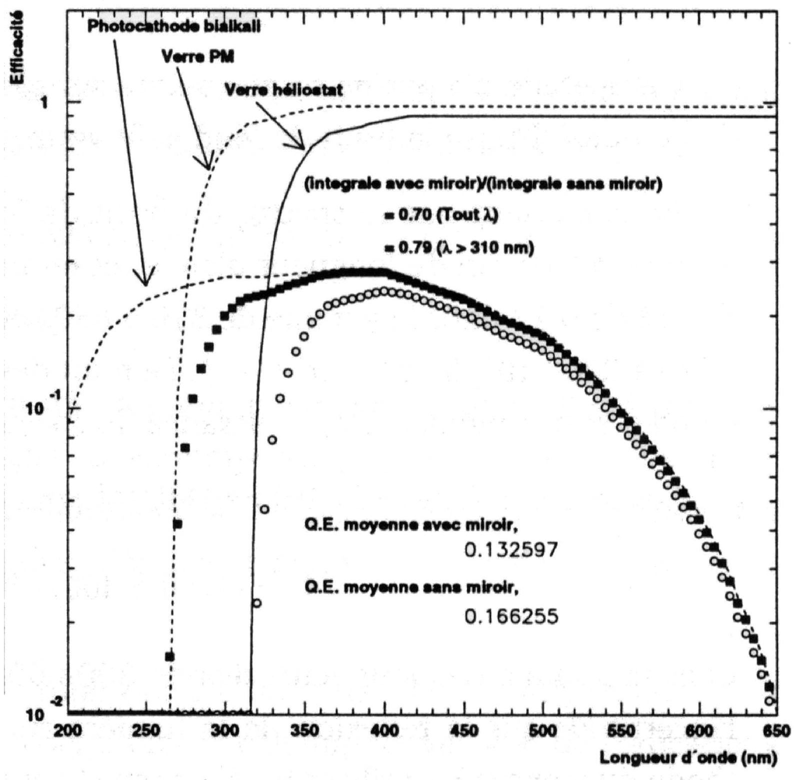


FIG. I.15 – *Efficacités de transmission de la photocathode, du verre du photomultiplicateur (traits pointillés) et efficacité de réflexion des miroirs d'héliostats (trait continu). Le produit des efficacités est représenté pour l'efficacité du seul couple cône de Winston – photomultiplicateur (carrés pleins) et celle de l'ensemble héliostat avec cône de Winston et photomultiplicateur (cercles vides) [73].*

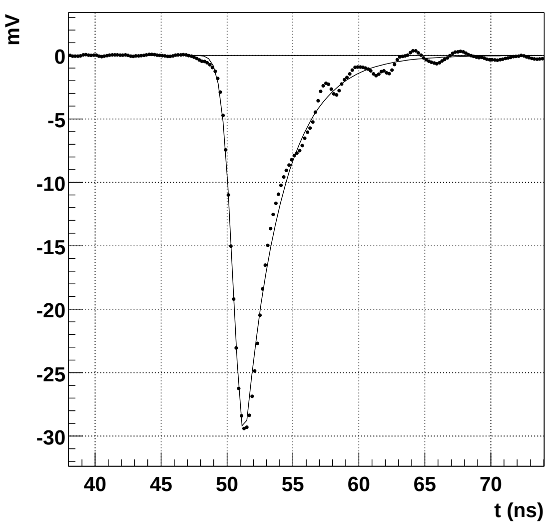


FIG. I.16 – *Forme de l'impulsion d'un photo-électron unique à l'entrée de la salle d'acquisition après* 24 m *de câble [132]. La courbe est un ajustement aux points de mesure.*

I.2.3 Électronique

Le signal amplifié de photo-électrons obtenu parvient jusqu'à la salle de contrôle par un câble de 24 m, où il est divisé pour le déclenchement de l'expérience d'une part, et pour numérisation pour enregistrement d'autre part. Le schéma de principe est représenté en figure I.17.

I.2.3.1 Déclenchement

Le signal attendu pour une gerbe Tcherenkov produite par un photon gamma de 30 GeV est très faible, de l'ordre de 1 pe par héliostat [117, p. 83]. Il est donc noyé dans le bruit de fond du ciel, de l'ordre de 1 à 2 pe ns^{-1} par héliostat (selon les conditions atmosphériques et la région du ciel pointée [74]). Afin d'augmenter le rapport signal sur bruit, on somme analogiquement les signaux issus d'un maximum de voies, en les synchronisant très précisément (rappelons que le front d'onde du flash Tcherenkov est de l'ordre de quelques nanosecondes). Cette synchronisation dépend des chemins optiques des différentes voies, fonctions de la position des héliostats dans le champ et de la source pointée. La durée du flash Tcherenkov impose une précision sur le calcul des retards de 1 ns.

D'autre part, une somme analogique de toutes les voies d'héliostats présenterait une sensibilité aux muons. Très pénétrants, ces derniers émettent de grandes quantités de lumière, proches de celles attendues pour un photon gamma de basse énergie. En revanche, cette lumière reste très localisée, touchant peu d'héliostats.

Un compromis entre un signal noyé dans le bruit de fond du ciel et un signal pouvant contenir des muons, est un signal sommé sur seulement quelques héliostats affectés à un groupe de déclenchement. Un groupe déclenche l'expérience si le signal mesuré est supérieur au seuil demandé. Une logique de déclenchement est ensuite imposée à l'ensemble des groupes. Dans la première phase de l'expérience, les quarante héliostats se répartissaient en cinq groupes de huit héliostats chacun (figure I.18 à gauche), l'enregistrement des données s'effectuant lors de l'obtention d'une coïncidence logique du signal d'au moins trois des cinq groupes sur une fenêtre de 15 ns. Dans la seconde phase de l'expérience, 41 des 53 héliostats ont été répartis en six groupes de six à huit héliostats dans le système de déclenchement (figure I.18 à droite), avec une majorité demandée de trois ou quatre groupes sur six selon la prise de données. Le cas des douze héliostats n'appartenant pas au système de déclenchement est expliqué au § I.2.5.1.

Les groupes d'héliostats, choisis géométriquement compacts dans les deux phases, permettent de minimiser les valeurs extrêmes des retards analogiques, et de maximiser la portion de ciel observable. Les signaux sont synchronisés par groupe, d'une part par un jeu de câbles donnant des retards fixes par rapport à une source au zénith, d'autre part par un boîtier électronique de synchronisation des signaux, comportant un jeu de câbles programmés pour régler les retards (jusqu'à 254 ns) de chacune des voies toutes les 30 s environ. L'introduction de ces retards implique une déformation du signal proportionnelle à la longueur de câble utilisée. Afin d'éviter une trop grande disparité des signaux, le signal ne nécessitant pas de retardement passe par un atténuateur plutôt que par le câble de retard. L'atténuation du signal varie néanmoins encore de 30 % entre les voies [125, p. 30].

Le signal sommé passe alors par un comparateur émettant un signal logique s'il dépasse le seuil de déclenchement imposé. Ces signaux logiques sont encore synchronisés les uns par rapport aux autres grâce à un module CAEN V 486, dénommé ici V 486. Pour finir, le voteur majoritaire CAEN V 495 (nommé V 495 dans ce document) émet un signal d'arrêt si au moins la majorité requise des signaux arrive dans une fenêtre de 15 ns. Le signal des voies sommées est numérisé dans la configuration à 53 héliostats, ou recalculé dans l'ancienne à quarante héliostats qui ne l'enregistrait pas.

L'autre partie du signal issu des photomultiplicateurs part dans des cartes FADC ETEP 301-C (nommées cartes FADC dans la suite, *Flash analog-digital converter*) pour être nu-

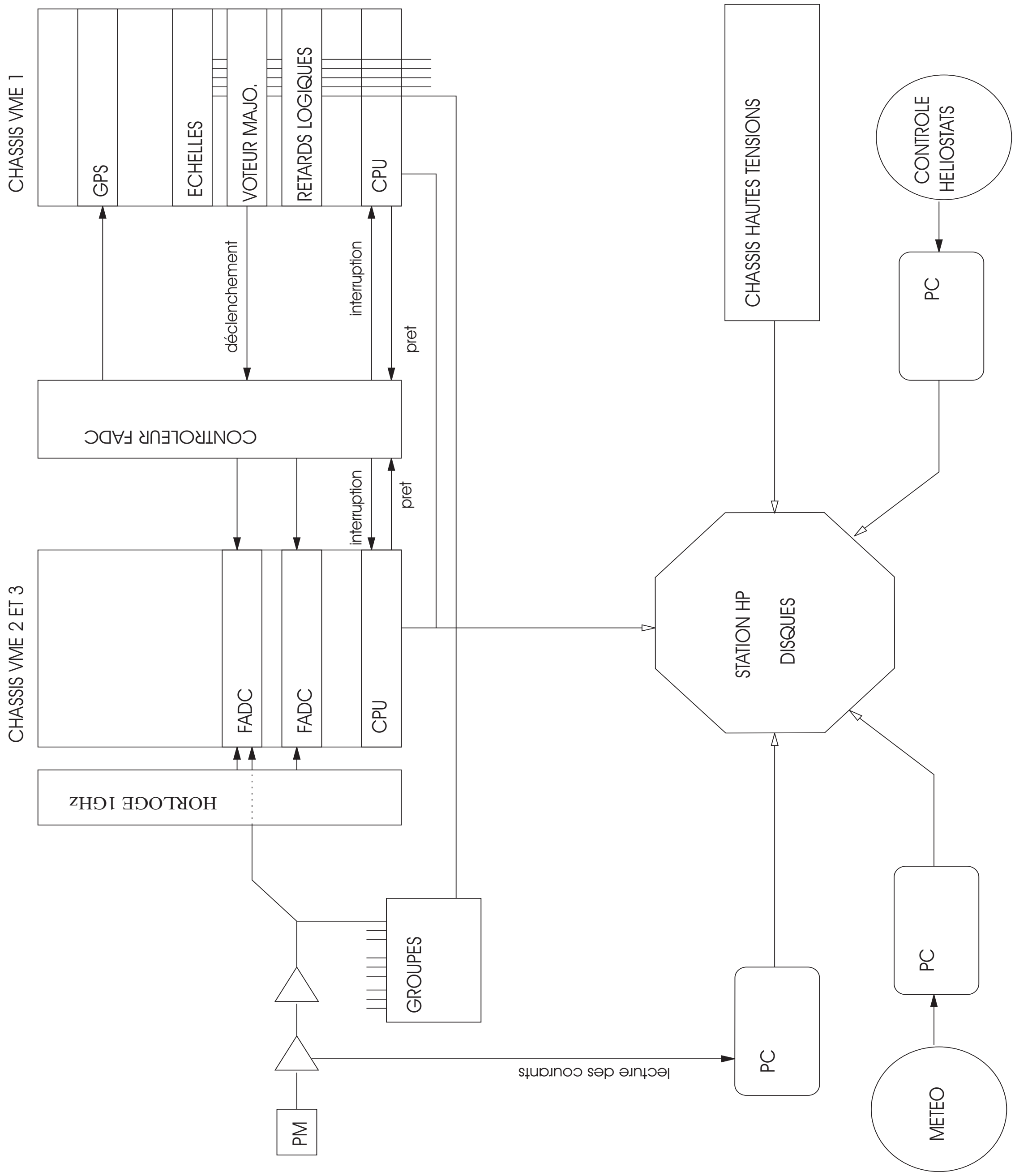


Fig. I.17 – *Schéma de principe de l'acquisition [117]. Les photomultiplicateurs se situent à la focale des miroirs secondaires.*

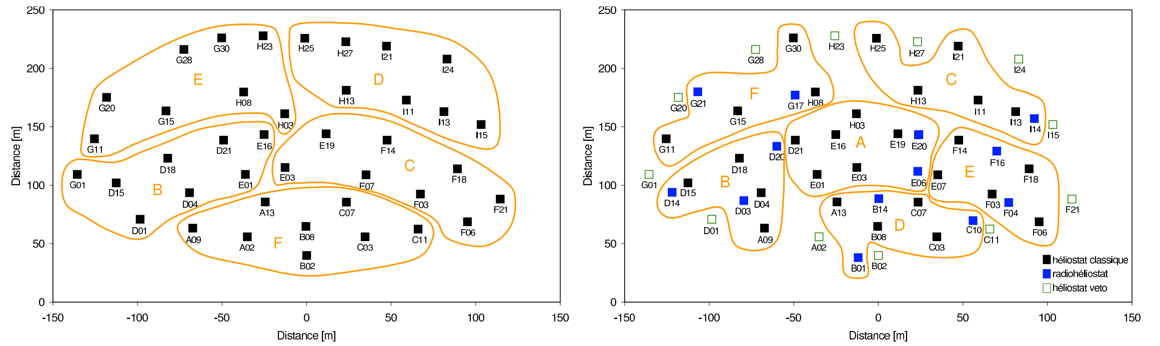


Fig. I.18 – *Groupes d'héliostats pour la logique de déclenchement. À gauche en configuration à quarante héliostats, à droite à 53 héliostats (41 dans le système de déclenchement).*

mérisée voie par voie. Ces cartes, constituées d'une mémoire circulaire de 2 048 cases, sont séquencées à 940 MHz permettant la précision requise de 1 ns. Chaque carte comporte deux voies d'acquisition indépendantes, et une voie d'horloge commune. Lorsque le voteur majoritaire V 495 émet son signal d'arrêt, les cartes sont relues en remontant dans leur mémoire jusqu'à la position attendue du signal. Une plage de 100 ns autour de cette position est enregistrée (figure I.19).

I.2.3.2 Lecture et enregistrement

Un défaut de synchronisation des voies d'horloges a été constaté (toutes les cartes ne s'arrêtent pas en même temps après un même signal d'arrêt suivant une acquisition, figure I.20 à gauche), corrigé par l'ajout d'un signal, de forme constante identique pour toutes les voies, 300 ns après le signal physique [125, p. 99]. Ce signal est appelé pic fiduciaire. La différence des temps d'arrivée des pics fiduciaires permet d'éliminer le décalage entre les signaux (figure I.20 à droite). Cependant, cela implique de relire une plage supplémentaire de 28 ns autour de la position attendue du pic, qui augmente donc un peu le temps mort d'acquisition.

D'autre part, le signal numérisé présente des problèmes de trous ou pics supplémentaires, liés à la qualité des cartes FADC [30]. Un contrôle systématique des pics fiduciaires, au signal stable et connu, a permis de caractériser chaque carte FADC pour un éventuel retrait de celle-ci dans l'analyse des données, puis au final de corriger le problème avec le constructeur [125, p. 61].

I.2.4 Acquisition

L'acquisition de CELESTE enregistre plusieurs types d'informations à partir d'une station de contrôle, dont l'interface pour l'utilisateur a été programmée avec LabView, communiquant avec les autres programmes par protocole TCP / IP *(Transmission control protocol / internet protocol)*. Cette structure permet de prendre des données concernant uniquement certaines parties du détecteur, afin de tester et préparer la prise de données d'observation d'une source astrophysique.

Datation GPS L'expérience possède un système de datation GPS *(Global positioning system)* permettant l'étude des pulsars avec une précision inférieure à la µs, ainsi que le contrôle des événements simultanés à ceux de l'imageur CAT lors de prises de données communes, ou enfin pour une étude ultérieure multilongueur d'onde.

30. Il faut en effet noter que de telles cartes FADC, fonctionnant à une fréquence proche du GHz, ont été spécialement développées pour CELESTE et souffraient de défauts de jeunesse.

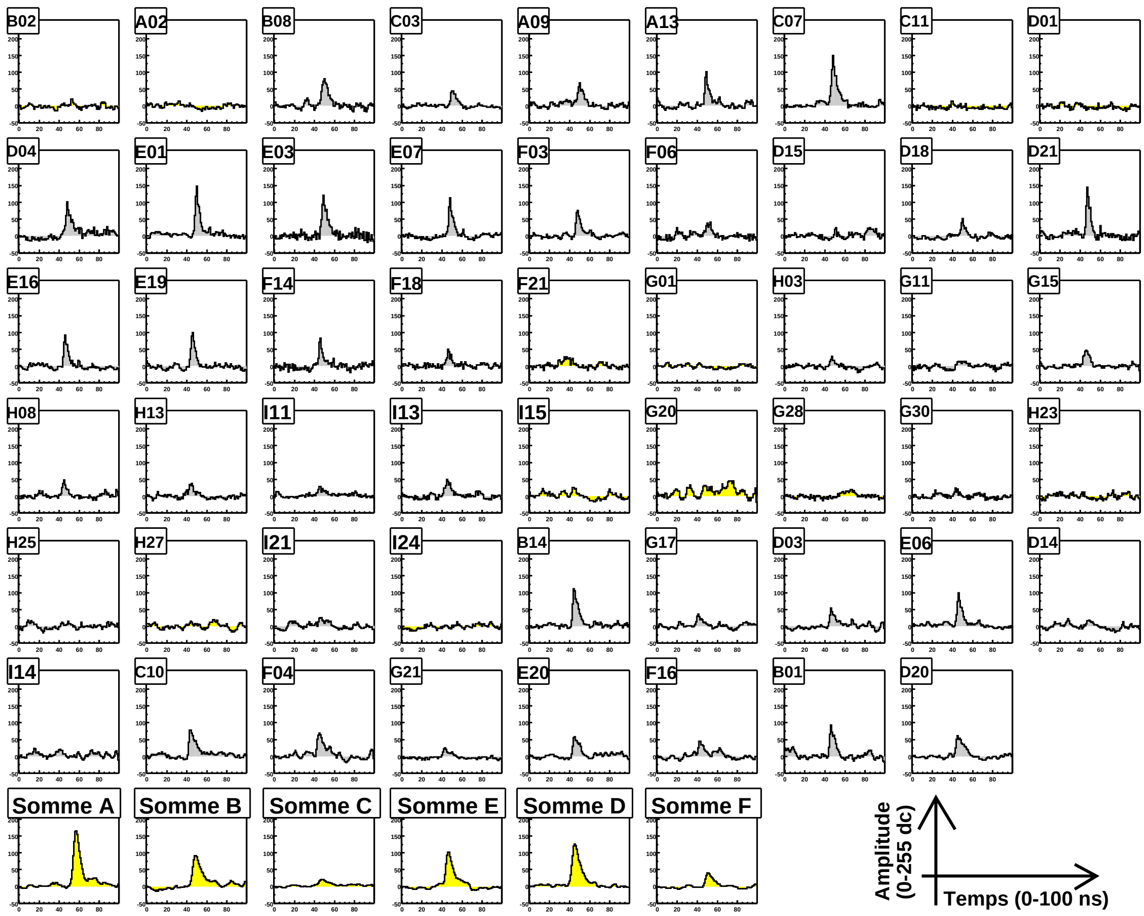


Fig. I.19 – *Un événement numérisé par les cartes FADC dans la configuration à 53 héliostats [125]. Les six dernières voies de la dernière ligne correspondent aux voies sommées des groupes A à F (voir figure I.18 à droite).*

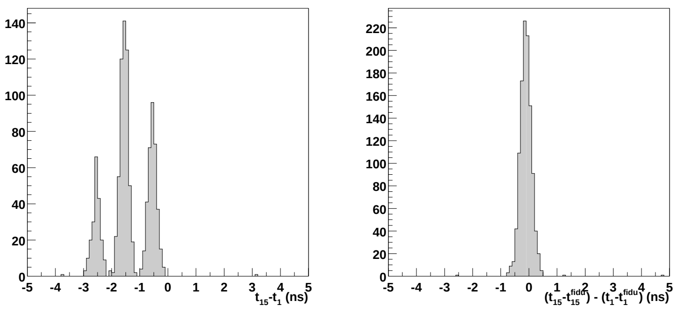


FIG. I.20 – *Synchronisation des signaux par ajout de pics fiduciaires : différences des temps d'arrivée entre les voies 1 et 15 lors d'une injection de charge ; à gauche avant ajout des pics fiduciaires, à droite après ajout des pics fiduciaires [125].*

Courants Comme précisé, les courants d'anode des photomultiplicateurs sont enregistrés toutes les 10 s afin d'en contrôler l'état. Ils servent également de critère de sélection sur la qualité du ciel (chapitre III.1.1 p. 97).

Injection de charge Il est possible d'injecter un signal de largeur et amplitude constantes à la base des photomultiplicateurs pour tester le bon fonctionnement de l'électronique, des cartes FADC, et du déclenchement de CELESTE avant acquisition.

Station météo Une station météo située au niveau du champ d'héliostats fournit des mesures de température, point de rosée, pression, hygrométrie, direction et vitesse du vent toutes les minutes. Un anémomètre fixé en haut de la tour complète ces informations en émettant un signal d'alerte dès que le vent dépasse 30 $\mathrm{km\,h^{-1}}$. Dans ce cas, il faut stopper la prise des données, fermer la grande porte de la tour dirigeant la lumière sur l'optique secondaire, et remettre les héliostats en position de repos horizontale, et ce afin d'éviter toute prise au vent mettant le matériel en danger. Les mesures, enregistrées, participent au tri des données en complément des courants.

Radiomètres Des radiomètres ont été installés sur un héliostat du champ en janvier 2002, en complément de la station météo, dans le but de mieux connaître la qualité de l'atmosphère durant la prise de données. Ils mesurent la température du ciel, afin de repérer la présence de vapeur d'eau (point traité plus en détail dans le chapitre II.1). Un LIDAR *(Light detection and ranging)*, exploité à partir de décembre 2001 (dont l'apport est présenté dans le même chapitre), contribue aussi à la qualification de l'atmosphère, malgré l'absence d'enregistrement des données recueillies par le système d'acquisition commun.

Hautes tensions Les hautes tensions sont appliquées aux photomultiplicateurs en fonction de leur gain propre. La chaîne, comprenant les photomultiplicateurs, préamplificateurs et câbles intermédiaires, a été calibrée à partir de pics à 1 pe, afin de régler les hautes tensions et les gains des photomultiplicateurs, de l'ordre de 10 $\mathrm{mV\,pe^{-1}}$, de telle manière que le signal obtenu soit uniforme [89].

Suivi des héliostats et réglage des retards La position des héliostats est donnée toutes les 10 s afin de contrôler le bon suivi de la source observée. Les réglages des retards sont réactualisés toutes les 30 s, tenant ainsi compte de la rotation terrestre.

Échelles de comptage Les taux de comptage [31] sont enregistrés toutes les 5 s à plusieurs niveaux : par groupes de déclenchement et pour l'ensemble de l'expérience au niveau du voteur majoritaire V 495, ainsi qu'au niveau de la lecture des événements. Les taux de comptage de l'ensemble de l'expérience sont de l'ordre de 25 Hz, avec domination des protons de 200 à 400 GeV [132, p. 171]. Le rapport entre les deux taux de l'ensemble de l'expérience permet d'obtenir le temps mort lié à la lecture des cartes FADC. Tandis que les taux des groupes permettent de calculer le temps mort dû aux retards logiques, et de choisir un seuil de déclenchement (§ I.2.5.2). Enfin, sensibles aux coïncidences fortuites, ils donnent des indications sur le bruit de fond du ciel et les passages nuageux.

L'ensemble de ces informations, ainsi que les signaux reçus dans les cartes FADC, sont enregistrés systématiquement en cas de prise de données physiques. Il existe deux autres types de prises de données présentés ci-dessous pour l'étalonnage de l'instrument.

Laser Un laser *(Light amplification by stimulated emission of radiation)* est utilisé chaque nouvelle saison pour calibrer le détecteur en temps [170]. Situé au pied de la tour, il envoie un signal pulsé à azote (de longueur d'onde 337 nm) guidé par fibre optique, jusqu'à son sommet. Là haut se trouve un diffuseur permettant d'illuminer le champ d'héliostats pointant vers le laser et de régler les retards dans la base de données voie par voie [150]. Quant aux boîtiers de déclenchement des voies sommées, ils sont contrôlés également par tir laser, mais groupe par groupe, un oscilloscope branché en sortie de la carte FADC permettant l'évaluation des corrections de retards.

Cartographie d'étoile Le principe de cartographie d'étoile est utilisé pour aligner finement les héliostats chaque nouvelle saison, ou à la suite d'une intervention sur les capteurs magnétiques de position des héliostats, après un alignement visuel grossier sur la Lune. Il consiste à suivre une étoile brillante en enregistrant les courants d'anode des photomultiplicateurs. Au cours du suivi, on écarte le point de visée des héliostats de leur position en se déplaçant pas à pas autour de la position initiale, afin d'obtenir une cartographie autour de l'étoile en µA. La position de la mesure maximale du courant donne l'alignement de l'héliostat [62], [63, p. 109], [39].

I.2.5 Prise de données

Deux paramètres entrent en jeu dans la prise de données : le choix de pointé des héliostats pour optimiser la détection, et le choix du seuil de déclenchement du détecteur (autour de 45 mV par héliostat, en fonction des conditions de pointé et de la qualité du ciel). De plus, comme décrit au § I.1.2.2 p. 16, il est nécessaire de réaliser une mesure sur source *(ON)* et hors source *(OFF)*.

I.2.5.1 Pointé des héliostats

Plusieurs types de pointés ont été testés, dans le but d'optimiser la détection de l'émission Tcherenkov des photons gamma. Une gerbe Tcherenkov issue d'un photon d'énergie 30 à 300 GeV se développe entre 17 et 7 km environ au-dessus du niveau de la mer. Pointer les héliostats vers le maximum de la gerbe (situé autour de 11 km à l'altitude de Thémis) optimise la collection des photons Tcherenkov, et donc le seuil en énergie du détecteur.

31. Contrairement à l'utilisation habituelle du terme « taux » sans unité, il est ici question de la fréquence des événements enregistrés, ayant pour unité le Hz.

Mais ce type de pointé convergent a pour effet de limiter le champ de vue du détecteur à un angle de 10 mrad environ. En fonction de l'altitude et du point d'impact de la gerbe, la tache de lumière Tcherenkov sera déformée. Ce problème n'apparaît pas si l'on choisit un pointé parallèle en direction de la source astrophysique observée, tout en améliorant le rejet hadronique. Dans ce cas, l'efficacité de collection des photons sera, en revanche, faible, et le seuil en énergie plus élevé.

Un compromis entre ces deux solutions a été recherché, d'où les différents pointés testés. Deux pointés convergents à 11 et 17 km au-dessus du site de Thémis ont été étudiés, désignés comme « simples pointés », le premier donnant le seuil minimal possible en énergie, le second une surface effective brute un peu plus large pour un meilleur rejet hadronique. Un pointé hybride, désigné comme « double pointé », pour lequel la moitié des héliostats pointent à 11 km et l'autre moitié à 25 km, est ensuite apparu comme un assez bon compromis. Ainsi, avec une altitude de pointé plus élevée, la surface effective brute est augmentée, l'efficacité de collection plus grande à haute énergie, et le rejet hadronique amélioré tout en gardant un seuil bas, grâce aux héliostats continuant à pointer à 11 km. On a ainsi un seuil d'environ 110 GeV pour les deux types de données prises sur la nébuleuse du Crabe (simple pointé à 11 km et double pointé à 11/25 km) après les coupures d'analyse (le seuil avant coupures au transit du Crabe est respectivement d'environ 70 et 80 GeV pour les simple et double pointés). La figure I.21 décrit les deux principaux types de pointés utilisés par CELESTE jusqu'en 2001.

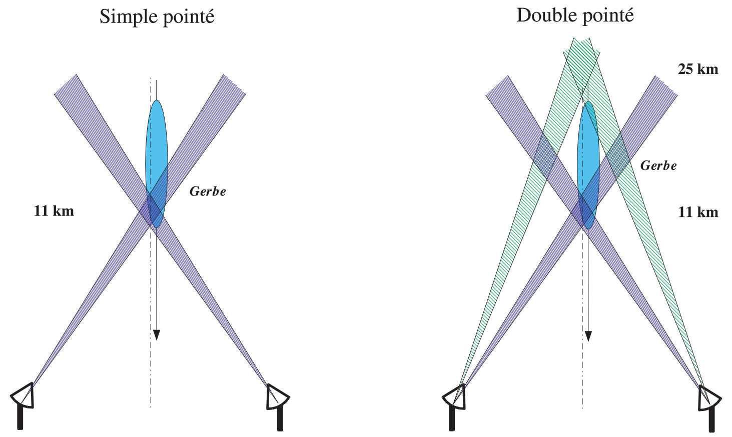


FIG. I.21 – *Différents types de pointé des héliostats en configuration à quarante héliostats [125]. À gauche : simple pointé à* 11 km*, à droite : double pointé à* 11/25 km*.*

Simultanément à la mise en place des treize radiohéliostats, une dernière stratégie de pointé a été utilisée : 41 héliostats ont été choisis au centre du champ et associés en six groupes de déclenchement, laissant douze héliostats en périphérie affectés à un rejet hadronique, d'où leur nom d'héliostats veto. Ces derniers pointent à 11 km au-dessus du site, non plus en direction de la gerbe issue de la source observée, mais à 150 m du point d'impact de celle-ci, tandis que les premiers pointent tous à 11 km, en direction du maximum de la gerbe Tcherenkov (figure I.22). Il est montré dans [125] que les héliostats veto ont ainsi permis un meilleur rejet des cascades hadroniques, plus étendues ou moins parallèles à l'axe de visée que les cascades provoquées par les photons gamma de la source observée [32]. Cette nouvelle configuration a permis de descendre jusqu'à un seuil d'environ 70 GeV pour des données prises sur la nébuleuse du Crabe après les coupures d'analyse (on retrouve un seuil de 70 GeV avant les coupures au transit du Crabe, comme pour les données en simple pointé à quarante héliostats).

32. On peut remarquer après coup que les héliostats veto auraient probablement pu être pris n'importe où dans le champ, évitant ainsi le recâblage des groupes en leur affectant les radiohéliostats, ainsi que la diminution de la surface effective brute.

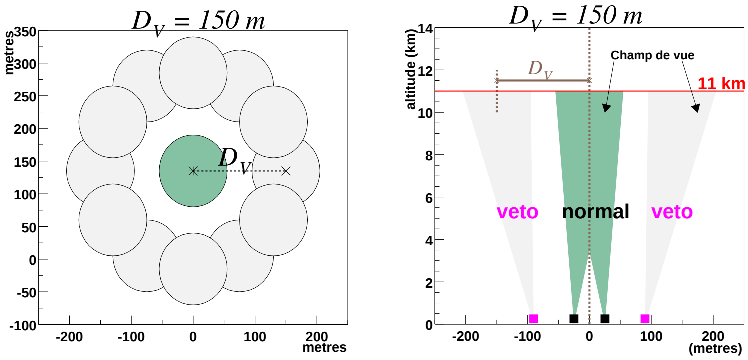


FIG. I.22 – *Principe de la configuration veto [125]. À gauche : champ de vue des héliostats veto (disques clairs) et normaux (disque foncé) dans le plan à* 11 km*. À droite : vue de côté des champs de vue.*

I.2.5.2 Choix du seuil de déclenchement

Une fois la source pointée, une rapide et nécessaire prise de données des taux de comptage permet de déterminer le seuil de déclenchement utilisé pour la mesure physique. Pour cela, plusieurs paramètres sont à prendre en compte : le niveau de bruit de fond, empêchant d'appliquer un seuil de déclenchement trop bas, et la majorité demandée. Cette dernière influence triplement le choix du seuil de déclenchement par son effet simultané sur l'efficacité d'acquisition, le signal mesuré, et le temps mort du module de synchronisation V 486.

Les points de la figure I.23 montrent l'évolution du taux de déclenchement de CELESTE en fonction du seuil appliqué par héliostat pour différentes majorités (en configuration à six groupes). On passe d'un régime dominé par le bruit de fond à un régime dominé par le signal Tcherenkov. On nomme « cassure » la transition entre ces deux régimes.

L'optimisation du seuil en énergie du détecteur consiste à placer le seuil de déclenchement au plus près de cette cassure, tout en maintenant le bruit de fond du ciel en dessous d'un certain niveau. Selon la qualité du ciel et la direction de pointé, le seuil de déclenchement se situe à environ 45 mV par héliostat (10 mV correspondent à 1 pe environ).

Le choix de majorité joue également un rôle important sur la détermination de ce seuil. En effet, plus la majorité choisie est élevée, meilleur sera le rejet du bruit de fond en réduisant la probabilité des coïncidences fortuites et l'efficacité d'acquisition ϵ optimale par la baisse du taux de déclenchement f :

$$\epsilon = \frac{1}{1 + f\tau} \tag{I.12}$$

τ étant le temps mort d'acquisition, de l'ordre de 10 ms.

Cependant, augmenter la majorité, et réduire ainsi le seuil de déclenchement, présente l'indéniable défaut de diminuer la quantité de signal Tcherenkov mesurée (donc le taux de déclenchement, voir figure I.23), notamment pour les cascades issues de photons gamma de basse énergie (ces dernières laissent en effet une tache de lumière peu étendue ne pouvant déclencher que trois groupes, et non pas quatre). De plus, cette augmentation implique une augmentation du temps mort du module de synchronisation V 486 (la baisse du seuil de déclenchement augmente le niveau de bruit pour chaque groupe d'héliostats, dont le signal est traité par le V 486, voir discussion dans [117, p. 90]).

L'efficacité du V 486 est alors non seulement diminuée, mais mal connue. Ceci se révèle handicapant pour le type de prise de données *ON* – *OFF* utilisé par CELESTE (§ I.2.5.3) : des différences trop importantes d'efficacité entre les deux prises de données peuvent conduire à une détection de signal factice. Aussi, un compromis a été établi entre augmentation du temps

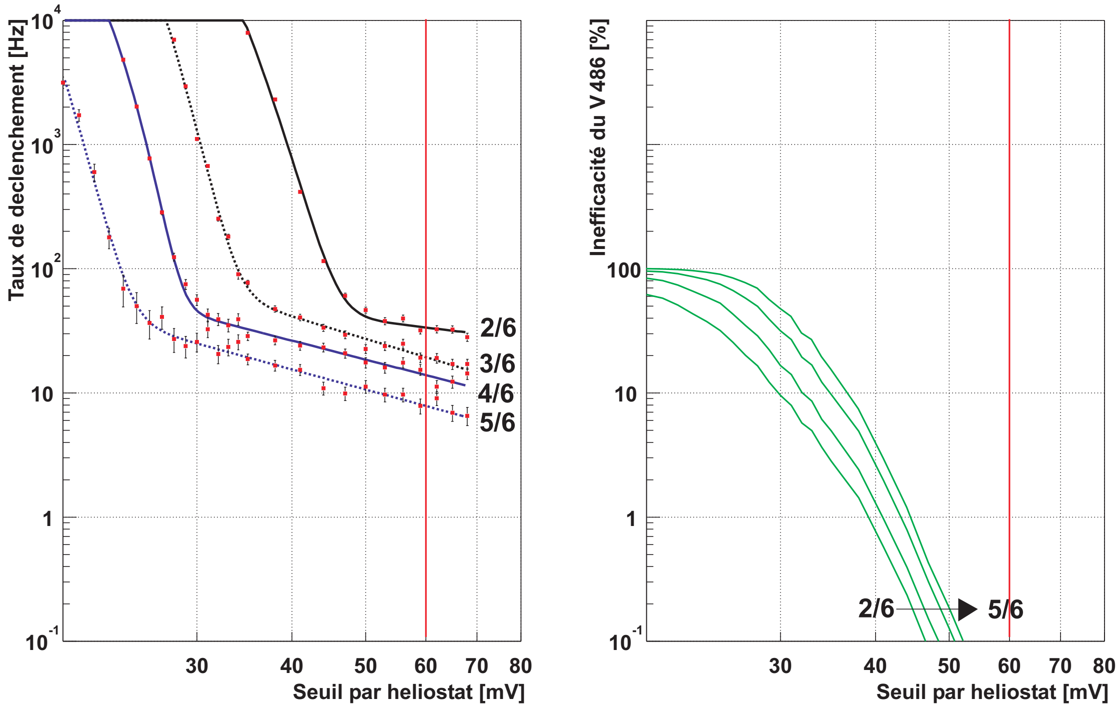


FIG. I.23 – *Efficacité du module V486 en fonction de la majorité [125]. À gauche : taux de déclenchement en fonction du seuil appliqué par héliostat pour différentes majorités de déclenchement (de* 2 *à* 5/6*). À droite : représentation de l'inefficacité moyenne du V486 pour les mêmes différentes majorités. On rappelle que les gains des photomultiplicateurs valent environ* 10 mV pe^{-1}*, donc que* 10 mV *correspondent à* 1 pe.

mort du module V 486 lié à une augmentation de la majorité, et augmentation du temps mort d'acquisition lié à une majorité trop faible et donc un niveau de bruit plus élevé.

La figure I.23 présente en traits pleins clairs l'inefficacité moyenne du module V 486 pour différentes majorités. Le choix de majorité 3/6 apparaît ici un bon compromis, avec un seuil de déclenchement de 50 mV par héliostat (seuil déterminé sur la figure pour une inefficacité du V 486 de 0, 1 %, en majorité 3/6, et arrondi par excès au plus proche multiple de 5 mV par héliostat) impliquant un taux de comptage de l'ordre de 30 Hz, soit une efficacité d'acquisition raisonnable de 75 % environ. L'efficacité du V 486 est contrôlée lors de l'analyse des données : sa valeur est un critère de tri des données (§ III.2.4 p. 110).

I.2.5.3 Mesure *ON – OFF*

Malgré les critères de rejet obtenus grâce au pointé choisi, il est impossible d'établir avec certitude si une gerbe a été générée par un photon ou un hadron.

Les conditions d'observation demeurant, d'autre part, instables, les observations s'effectuent sur *(ON)* et hors *(OFF)* source afin de minimiser l'impact de cette importante source d'incertitudes. Ainsi, avant ou après le suivi d'une source, une prise de données est effectuée sur le même trajet que l'observation de la source, décalée d'environ 20 min en angle horaire par rapport à la position de la source, une prise de données sur source durant elle-même 20 min. Ainsi la même portion de ciel est mesurée afin de préserver les conditions de bruit identiques. La différence entre le nombre d'événements obtenu dans les deux données, $N_{ON} - N_{OFF}$, permettra de soustraire le bruit des rayons cosmiques chargés. Il faut cependant noter que cette manipulation ne suffit pas à supprimer complètement ce bruit car, même si sur le plan atmosphérique la même portion de ciel est mesurée, une variation peut survenir dans le laps de temps de mesure. D'autre part, du point de vue du champ d'étoiles, la lumière se trouve différente. Citons à nouveau l'exemple du blazar Mrk 421 proche de l'étoile 51 UMa de magnitude bleue $M_{\mathrm{B}} = 6,16$, dont la présence augmente le bruit de fond par rapport à la prise de données *OFF*. Pour supprimer cet effet, on ajoute artificiellement du bruit aux deux données, afin d'égaliser leurs niveaux de bruit (technique de *padding*, § III.1.2 p. III.1.2).

Le signal attendu, très faible, nécessite une analyse des données permettant d'extraire des variables discriminantes. Si la différence $N_{ON} - N_{OFF}$ se révèle positive après cette analyse, on l'interprète alors comme un excès de photons en direction de la source. La détection du signal gamma est ainsi statistique. Un excès en provenance de la source observée est considéré comme un signal s'il se détache du bruit avec une signification statistique supérieure à 5 σ pour des raisons historiques [33] [178]. Cette signification statistique N_σ s'écrit [120] :

$$N_\sigma = \frac{N_{ON} - N_{OFF}}{\sqrt{2N}} \frac{1}{\sqrt{1 + N\left(\frac{\delta\epsilon}{\epsilon}\right)^2}} \tag{I.13}$$

avec	$N \simeq N_{ON} \simeq N_{OFF}$	nombre d'événements après coupures sur les variables discriminantes
	$\epsilon \simeq \epsilon_{ON} \simeq \epsilon_{OFF}$	efficacités d'acquisition lors de la prise des données
	$\delta\epsilon \simeq \delta\epsilon_{ON} \simeq \delta\epsilon_{OFF}$	erreurs sur ces efficacités

La relation est ici simplifiée : en pratique, on utilise les valeurs distinctes des données *ON* et *OFF*. Le numérateur correspond à l'excès de gamma supposé, donc au signal, le dénominateur à la fluctuation du bruit ainsi qu'à l'efficacité d'acquisition dans les deux données, d'où l'importance de la précision sur l'efficacité d'acquisition [125, p. 68]. Le chapitre II.4 montre comment un signal est ensuite exprimé en flux, et le chapitre III.2 présente les variables d'analyse permettant le rejet du bruit hadronique.

CELESTE peut ainsi détecter des sources gamma avec une bonne sensibilité (voir figure I.10 p. 22). Nous verrons au chapitre II.4 que cette sensibilité dépend de nombreux facteurs : qualité du ciel, déclinaison de la source dans le ciel (voir [51, figure 18 p. 31]), heure d'observation par rapport au transit de la source (voir [51, figure 41 p. 55]), configuration du télescope et spectre d'émission de la source.

Comme précisé, les sources observables présentent une déclinaison comprise entre 5 et 50° (voir [51, figure 45 p. 61]). La sensibilité du détecteur nécessite de longs temps d'observation sur les sources. Aussi, les prises de données effectives de CELESTE, permettant une analyse avec suffisamment de statistiques pour dégager un signal, ont été limitées à quelques sources en raison du mauvais temps dont la collaboration a souffert (voir tableaux IV.2 p. 136 et en annexe D p. 193).

33. Ce 5 σ date d'une suggestion faite par A. E. Chudakov en 1971, et ne s'applique qu'aux détecteurs Tcherenkov atmosphériques et détecteurs de particules.

Chapitre I.3

Processus physiques en jeu dans les sources gamma

Lorsque qu'une source astrophysique émet des particules, celles-ci se retrouvent dans un milieu non vide, traversant la matière et le rayonnement environnant la source. Les interactions produites conduisent à différents processus d'émission et d'accélération, qui s'ajoutent aux productions de gerbes électromagnétiques, processus de freinage et pertes d'énergie déjà décrits précédemment (§ I.1.2.1 p. 11). Ceux-ci sont présentés rapidement ici afin de comprendre comment les énergies des rayons gamma peuvent être atteintes. Tout d'abord, quelques définitions sont données (§ I.3.1). Ensuite, les processus d'accrétion conduisant à la libération d'énergie gravitationnelle sont décrits (§ I.3.2), ainsi que les processus d'accélération de Fermi et d'émission permettant d'atteindre les énergies mesurées (§ I.3.3). Pour finir, le fond infrarouge intergalactique est abordé (§ I.3.4), présentant un rôle majeur dans les spectres d'émission observés des sources situées à grands décalages spectraux.

Une remarque, cependant, à propos du terme astroparticules : celui-ci est généralement employé lorsque l'on considère l'étude des rayons gamma, car ces derniers sont issus de processus mettant en jeu différentes particules. Mais l'astrophysicien des rayons gamma n'étudie pas les particules à proprement parler (s'il a cherché à en découvrir de nouvelles jusque dans les années 1990, cela n'est aujourd'hui plus le cas, excepté dans le cadre de la recherche de matière noire, pour laquelle la mesure de rayons gamma mettrait en évidence l'existence de nouvelles particules). Il utilise les connaissances actuelles dans ce domaine dans le but de comprendre l'émission des rayons gamma, et établir les processus physiques au sein des astres.

I.3.1 Définitions diverses

I.3.1.1 Effet Doppler-Fizeau

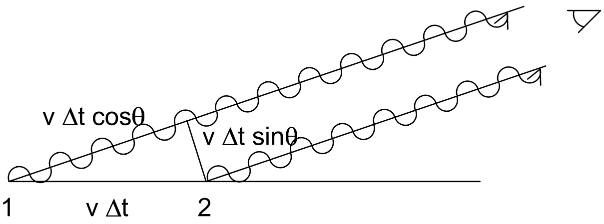
L'effet Doppler-Fizeau correspond à la variation $\Delta\lambda$ de longueur d'onde λ' reçue d'une source en mouvement par rapport à une longueur d'onde émise λ.

Pour un objet non relativiste (vitesse de l'objet petite devant celle de la lumière), ce décalage est relié à la vitesse v de l'objet par la relation $\dfrac{\Delta\lambda}{\lambda} = \dfrac{v}{\mathrm{c}}$. Un décalage vers le bleu est constaté lorsque la source se rapproche (diminution de la longueur d'onde) et un décalage vers le rouge lorsque celle-ci s'éloigne [12].

Dans le cas d'un objet se mouvant à une vitesse relativiste, on introduit le facteur Doppler-Fizeau géométrique δ. Celui-ci vaut :

$$\delta = \frac{1}{\gamma\,(1-\beta\cos\theta)} \tag{I.14}$$

où γ est le facteur de Lorentz, et $\beta = \dfrac{v}{\mathrm{c}}$ déjà introduits précédemment.



L'observateur voit un décalage $\Delta t'$ entre les instants d'arrivée t'_1 et t'_2 pour un objet se déplaçant du point 1 vers le point 2 [143, 159] :

$$
\begin{aligned}
t'_1 &= t_1 + \frac{D + v\Delta t \cos\theta}{\mathrm{c}} \\
t'_2 &= t_2 + \frac{D}{\mathrm{c}} \\
\Delta t' &= \Delta t\,(1 - \beta\cos\theta)
\end{aligned}
$$

avec	t_1 et t_2	instants d'émission aux points 1 et 2
	Δt	intervalle de temps entre les deux émissions
	D	distance entre le point d'émission 2 et l'observateur
	θ	angle d'observation

Pour de faibles valeurs de θ et $\gamma \gg 1$, δ peut atteindre de grandes valeurs conduisant à des vitesses apparentes superluminiques :

$$
\begin{aligned}
v' &= \frac{v\Delta t \sin\theta}{\Delta t'} \\
&= \frac{v\Delta t \sin\theta}{\Delta t\,(1 - \beta\cos\theta)} \\
&= \delta\gamma v \sin\theta
\end{aligned}
$$

I.3.1.2 Décalage spectral

Le décalage spectral, ou *redshift* (signifiant en anglais « décalage vers le rouge »), est une grandeur sans dimension caractérisant la distance d'une source par rapport à l'observateur sur Terre dans le cadre de l'expansion de l'Univers constatée. Sa valeur est donnée par la mesure du décalage en longueur d'onde des raies d'émission observées : $z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$; ou bien, en fonction de la vitesse d'éloignement de l'objet : $z = \frac{v}{\mathrm{c}}$.

Lorsque le décalage spectral devient trop grand (supérieur à 0,2 environ), le calcul se complique, car il faut tenir compte de l'effet Doppler-Fizeau, des effets relativistes et de l'expansion de l'Univers. Son expression devient alors : $z = \gamma\left(1 + \frac{v}{\mathrm{c}}\right) - 1$ [12].

La loi de Hubble permet d'en déduire la distance D de la source : $D = \frac{z\,\mathrm{c}}{\mathrm{H}_0}$, lorsque z est petit, $D = \frac{2\,\mathrm{c}}{\mathrm{H}_0}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}}\right)$ sinon, avec H_0, facteur d'expansion de Hubble (valeur comprise entre 68 et 75 $\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$ [81]).

I.3.2 Processus d'accrétion

Les rayons gammas mesurés en direction de sources astrophysiques ne peuvent pas découler de processus thermiques qui ne pourraient rendre compte des énergies d'émission mesurées.

L'énergie rayonnée dans le cas des blazars est issue d'un processus de conversion d'énergie gravitationnelle à proximité d'un astre compact (il existe d'autres processus d'émission non thermiques, liés par exemple au champ magnétique environnant et à la rotation de l'objet dans le cas des pulsars, non traités ici). Après description de ce processus, nous verrons qu'il existe une limite supérieure à l'émission produite.

I.3.2.1 Accrétion autour d'un astre compact

L'énergie gravitationnelle d'un système provient de l'effondrement gravitationnel de matière sur l'objet compact central. Dans le cas d'un trou noir (voir chapitre I.4) en rotation de masse M et de rayon R, une particule de masse m tombant sur le trou noir perd une énergie :

$$E = \frac{\mathrm{G}Mm}{R} = \frac{1}{2}m\mathrm{c}^2\frac{R_\mathrm{S}}{R} \tag{I.15}$$

avec $\mathrm{G} = 6,67 \times 10^{-11}\ \mathrm{N\,m^2\,kg^{-2}}$ constante de gravitation

$R_S = \frac{2\mathrm{G}M}{\mathrm{c}^2}$ rayon de Schwarzschild de l'astre [34]

Dans le meilleur des cas, l'énergie est convertie intégralement si la particule heurte la surface de l'astre. Un astre accrétant de la masse à un taux $\frac{\mathrm{d}M}{\mathrm{d}t}$ émet ainsi une puissance maximale L :

$$L = \frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}M}{\mathrm{d}t}\mathrm{c}^2\frac{R_\mathrm{S}}{R} \tag{I.16}$$

alors que son énergie de masse s'accroît dans le même temps de $\frac{\mathrm{d}M}{\mathrm{d}t}\mathrm{c}^2$ [132]. L'efficacité d'accrétion η s'écrit alors :

$$\eta = \frac{1}{2}\frac{R_\mathrm{S}}{R} \simeq 10\ \%$$

Elle n'est en réalité estimée qu'à 10 % à cause des frottements.

Cette accrétion apparaît le moyen le plus efficace pour convertir la matière en énergie de rayonnement : la matière accrétée, un plasma (gaz ionisé) constitué principalement d'électrons et ions, se rapproche du centre du disque d'accrétion, la pression augmente, ainsi que le rayonnement, tandis que la température monte à 10^5 K avec émission thermique de rayons X.

I.3.2.2 Luminosité d'Eddington

La luminosité d'un objet compact (en particulier trou noir) ne peut cependant excéder une certaine limite directement proportionnelle à la masse. Cette limite est fournie par la luminosité d'Eddington. Il semble qu'environ 40 % de la masse du gaz tombant sur le trou noir puisse être libérée sous forme d'énergie (accélération d'un grand nombre d'électrons jusqu'à des vitesses relativistes) [175]. Tant que le taux d'accrétion demeure faible, la luminosité reste directement proportionnelle à la masse ; mais les photons s'éloignant entrent en collision avec la matière s'approchant : il y a une sorte d'autorégulation avec le flux de ces photons, qui finit par arrêter la matière en approche lorsque la luminosité atteint la limite d'Eddington L_E donnée pour une accrétion sphérique par :

$$L_\mathrm{E} = \frac{4\pi\mathrm{G}Mm\mathrm{c}}{\sigma_\mathrm{T}} \tag{I.17}$$

$$L_\mathrm{E} \simeq 1,3 \times 10^{38}\frac{M}{\mathrm{M}_\odot}\ \mathrm{erg\,s^{-1}}$$

34. Le rayon de Schwarzschild est le rayon critique en dessous duquel plus rien ne peut s'échapper de l'astre.

avec $\sigma_{\mathrm{T}} = \frac{8\pi}{3}\mathrm{r_e}^2 = 6,6 \times 10^{-29}\ \mathrm{m}^2$ section efficace de diffusion de Thompson

$\mathrm{r_e} = \frac{\mathrm{e}^2}{4\pi\varepsilon_0 \mathrm{m_e c}^2} = 2,8 \times 10^{-15}\ \mathrm{m}$ rayon classique d'un électron

Le taux d'accrétion s'équilibre, la pression de rayonnement au voisinage du centre du disque augmente et conduit à la formation d'un bourrelet central (voir figure I.32 p. 60). Cette luminosité permet d'estimer la masse de l'objet compact.

I.3.3 Processus d'accélération et d'émission

I.3.3.1 Accélérations de Fermi

On distingue deux mécanismes d'accélération dans les plasmas : l'accélération stochastique, et l'accélération par onde de choc en milieu diffusif.

L'accélération stochastique de particules chargées (rayons cosmiques et électrons), ou mécanisme de Fermi du deuxième ordre, se produit au contact d'ondes d'Alfvén [35] de vitesse aléatoire. Les particules, réfléchies successivement, gagnent ainsi de l'énergie. Ce gain est proportionnel à $\left(\frac{v}{\mathrm{c}}\right)^2$, avec v la vitesse de l'onde d'Alfvén.

Dans la mesure où le gain d'énergie peut s'écrire $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} \propto E$, ce mécanisme fournit une explication naturelle aux spectres en loi de puissance généralement observés (accélérations d'électrons ou de rayons cosmiques plus lourds).

Néanmoins, ce gain ne suffit pas à rendre compte des énergies observées. Une accélération au voisinage d'une onde de choc forte, ou mécanisme de Fermi du premier ordre, peut se révéler beaucoup plus efficace. Le milieu est en effet le siège de nombreuses perturbations d'Alfvén dont la vitesse reste faible par rapport à celle du fluide choqué. Les collisions d'une particule avec ces centres diffuseurs sont élastiques et lui permettent d'acquérir de l'énergie. Certaines particules retraversent alors le front de choc, car le milieu calme comporte également des perturbations d'Alfvén (en moindre quantité) pouvant renvoyer la particule vers le milieu choqué. Le gain relatif moyen par cycle est proportionnel à $\frac{v}{\mathrm{c}}$, avec v la vitesse de l'onde de choc. Au bout d'un grand nombre de cycles, on aboutit à un spectre en loi de puissance dont l'indice spectral α est donné par :

$$\alpha = -\left(2 + \frac{4}{M^2}\right) \tag{I.18}$$

où M est le nombre de Mach du choc, grand devant 1. On prédit ainsi que les spectres à la source ont un indice spectral proche de -2, expliquant la valeur de l'indice spectral de $-2,7$ des rayons cosmiques galactiques à l'arrivée sur Terre (en tenant compte de l'effet d'échappement de la Galaxie qui varie comme $E^{-0,6}$) [56].

I.3.3.2 Émission synchrotron

Le rayonnement synchrotron est produit par une particule chargée se déplaçant dans un champ magnétique. Il a lieu dans la gamme d'énergie du rayonnement radio jusqu'aux rayons X, d'où son importance dans de nombreux modèles astrophysiques.

35. Les ondes d'Alfvén sont le résultat du couplage des ondes électromagnétiques et acoustiques se propageant dans un plasma.

Une particule chargée de vitesse $\vec{v}$ dans un champ magnétique $\vec{B}$ subit une accélération due à la force de Lorentz $\vec{F_\mathrm{L}}$:

$$\vec{F_\mathrm{L}} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \tag{I.19}$$

avec $\vec{E}$ champ électrostatique
q charge de la particule

L'angle entre $\vec{v}$ et $\vec{B}$ détermine la courbure des lignes de champ que suit la particule. Si cette dernière se déplace à une vitesse non relativiste, l'émission s'effectue comme un dipôle. Dans le cas relativiste, l'émission est focalisée dans un cône d'angle d'ouverture $\sim \frac{1}{\gamma}$ (γ étant le facteur de Lorentz). Si le cône est dirigé vers la ligne de visée d'un observateur, celui-ci voit des impulsions de lumière. La fréquence d'émission des photons est donnée par :

$$\nu_\mathrm{s} = \gamma^2 \frac{qB}{2\pi m} \tag{I.20}$$

avec m masse de la particule

La perte d'énergie par émission synchrotron est de :

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{4}{3}\sigma_\mathrm{T} c \gamma^2 U_\mathrm{B} \tag{I.21}$$

avec $U_\mathrm{B} \propto B^2$ densité d'énergie dans le champ magnétique

Dans le cas où le champ électrique est négligeable [123, p. 231],

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} \sim \frac{B^2}{m^2} \tag{I.22}$$

Cette perte est inversement proportionnelle à la masse de la particule au carré. On peut faire ainsi l'hypothèse que les particules rayonnant sont des électrons. S'ils ont une distribution suivant une loi de puissance E^s, la distribution de l'émission synchrotron suit alors aussi une loi de puissance d'indice $\alpha = -\frac{1+s}{2}$ [156, p. 126-128].

I.3.3.3 Émission Compton inverse

Il a été vu que l'effet Compton correspond à une diffusion de photons énergétiques sur des électrons au repos, le photon cédant une partie de son énergie à l'électron. Dans le cas de l'effet Compton inverse, une diffusion de photons de basse énergie se produit sur des électrons ultra-relativistes avec augmentation de l'énergie des photons. Ce processus est ainsi prépondérant pour l'astrophysique des hautes énergies (voir § IV.1.1 p. 131).

L'énergie gagnée par le champ de photons pour cette diffusion vaut (dans le régime de Thompson) [156] :

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{4}{3}\sigma_\mathrm{T} c \gamma^2 U_\mathrm{rad} \tag{I.23}$$

avec U_rad densité d'énergie de radiation

Cette relation n'est valable que dans le cas où l'énergie du photon se révèle très inférieure à l'énergie au repos de l'électron. Au-delà, il faut utiliser l'expression relativiste de la section efficace de diffusion donnée par la formule de Klein-Nishina [124, p. 99] :

$$\sigma_{\mathrm{KN}} = \pi\, \mathrm{r_e}^2 \frac{1}{\varepsilon} \left\{ \left[1 - \frac{2(\varepsilon+1)}{\varepsilon^2} \right] \ln(2\varepsilon+1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\varepsilon} - \frac{1}{2(2\varepsilon+1)^2} \right\} \tag{I.24}$$

avec $\varepsilon = \dfrac{\hbar\omega}{\mathrm{m_e c^2}}$ et $\hbar\omega$ est l'énergie du photon

Le transfert d'énergie atteint son maximum si les impulsions de l'électron et du photon initiaux sont colinéaires et de sens opposé. Dans ce cas, le photon de l'état final acquiert une énergie $E_\gamma^{\max}$:

$$E_\gamma^{\max} = \frac{4E_{\mathrm{e}}^2 E_{\mathrm{ph}}}{4E_{\mathrm{e}}E_{\mathrm{ph}} + (\mathrm{m_e c^2})^2} \tag{I.25}$$

où E_{e} et E_{ph} représentent les énergies initiales de l'électron et du photon. Ainsi, un électron de $E_{\mathrm{e}} = 1$ TeV peut propulser un photon radio de longueur d'onde $\lambda = 1,24$ cm ($E_{\mathrm{ph}} = 10^{-4}$ eV) à $E_\gamma^{\max} = 1,53$ GeV, et transmettre la quasi-totalité de son énergie à un rayon X mou de $\lambda = 12$ nm ($E_{\mathrm{ph}} = 100$ eV). Le spectre des photons gamma dépend autant de celui des photons mous que de celui des électrons [55].

I.3.3.4 Les jets et mouvements superluminiques

La plupart des modèles d'émission à haute énergie font appel aux régions particulières que forment les ondes de choc entre un jet et le milieu dans lequel il se propage. Celles-ci accélèrent les particules chargées (paires d'électrons-positons ou protons) environnantes par les processus de Fermi décrits ci-dessus, pouvant leur permettre d'atteindre des vitesses relativistes.

Les zones de chocs où se déroulent les accélérations de Fermi peuvent être soit des ondes d'Alfvén, situées à la limite entre un jet interne et un jet externe, soit les zones frontières entre les bulles de plasma animées de vitesses propres différentes de celle du jet [117].

La variabilité de l'émission à haute énergie peut s'expliquer par des instabilités non linéaires présentes dans les chocs de plasma relativiste chauffant ce dernier puis s'étouffant d'elles-mêmes. La non-linéarité de la physique des chocs peut se résumer par ces actions d'un élément du système physique sur un autre [117] :

$$\text{photons} \quad \underset{\text{effet Compton inverse}}{\overset{\text{création de paires}}{\rightleftharpoons}} \quad \text{particules} \quad \underset{\text{accélération}}{\overset{\text{étouffement}}{\rightleftharpoons}} \quad \text{turbulence}$$

Non seulement l'effet Doppler-Fizeau géométrique décrit précédemment implique des vitesses apparentes superluminiques au sein des jets, mais il produit également une focalisation des jets. Celle-ci se traduit par une augmentation de la fréquence ν d'un facteur δ ($\nu' = \delta\nu$), un rétrécissement de l'angle solide d'un facteur δ^2 ($\mathrm{d}\Omega = \dfrac{\mathrm{d}\Omega}{\delta^2}$), donc une augmentation de la luminosité d'environ $2\gamma^3$ pour $\theta_{\max} \simeq \dfrac{1}{\gamma}$ [18]. Ceci joue finalement sur le flux, l'indice spectral et le degré de variabilité de l'émission observée.

I.3.4 Fond infrarouge intergalactique

Le fond infrarouge intergalactique est créé par les galaxies depuis leur formation, réémis à plus basse fréquence par les poussières, puis décalé progressivement vers les fréquences encore plus basses par l'expansion de l'Univers. Il contient de précieuses indications sur l'évolution des galaxies (l'époque de formation des galaxies montre une sensibilité à la nature de la matière noire), mais il demeure mal connu car sa détermination directe est extrêmement difficile : il faut soustraire l'émission dominante d'avant-plan à l'origine interplanétaire ou galactique. De plus, le spectre et l'intensité d'avant-plan varient fortement selon la direction pointée.

Le fond diffus infrarouge comprend la partie du fond lumineux cosmique entre 1 et 1 000 µm (figure I.24 à gauche). L'interaction entre les photons gamma et ces photons de basse énergie sur leur chemin produit une paire d'électron-positon :

$$\gamma_{\text{gamma}} + \gamma_{\text{infrarouge}} \rightarrow \mathrm{e}^- + \mathrm{e}^+$$

Comme dans la création de paires (§ I.1.1 p. 7), ce phénomène ne survient que si l'énergie disponible est supérieure aux énergies des électron et positon engendrés, soit $E \geq 2\mathrm{m_e c^2}$ (par exemple, au maximum $E_{\text{gamma}} E_{\text{infrarouge}} = (\mathrm{m_e c^2})^2$; si $E_{\text{gamma}} = 1$ TeV, $E_{\text{infrarouge}} = 0,25$ eV à 5 µm). La distribution spectrale en énergie du fond diffus infrarouge est décrite par deux bosses distinctes : une dans l'infrarouge proche (1 à 2 µm, principalement d'origine stellaire, l'émission étant décalée vers le rouge), l'autre dans l'infrarouge lointain (100 à 200 µm, attribuée à la réémission thermique des poussières). Entre ces deux bosses, la région de 4 à 40 µm environ se trouve en majeure partie responsable de l'absorption des photons entre 1 et 10 TeV pour des objets proches. En dessous de 1 TeV, l'absorption émane surtout du fond stellaire et au-dessus de 10 TeV de la composante issue des poussières [161].

Les photons gamma peuvent servir à estimer le fond diffus infrarouge au travers de l'atténuation entraînée sur le spectre d'objets émetteurs de gammas, à condition de bien connaître l'émission des sources gamma. Le principe est d'observer des sources proches afin de déterminer leur émission intrinsèque, puis de se focaliser sur des sources aux caractéristiques similaires dans les domaines radio à X (émission non affectée par le fond infrarouge), et de rechercher l'effet du fond infrarouge sous la forme d'une cassure spectrale de plus en plus basse en énergie à mesure que la distance de ces objets augmente (figure I.24 à droite). L'absorption infrarouge étant fonction de l'énergie mais aussi de la distance de la source, il est intéressant de pouvoir confronter l'émission de deux sources situées au même décalage spectral avec un même modèle de fond infrarouge. Ainsi, les blazars Mrk 421 et Mrk 501 (situés à $z = 0,03$) contraignent le spectre infrarouge autour de quelques 10 µm alors que plus loin, vers $z = 0,5$, il est contraint autour de 1 µm [55]. L'observation des blazars au TeV pourrait être limitée à un décalage spectral $z \lesssim 0,2$.

Notons pour finir que des effets d'absorption internes à la source étudiée peuvent mimer l'absorption du fond diffus infrarouge. Des mesures dans la bande d'énergie comprise entre 75 et 150 GeV avec des détecteurs comme CELESTE, non influencées par l'absorption intergalactique, peuvent contribuer à lever de telles ambiguïtés [174].

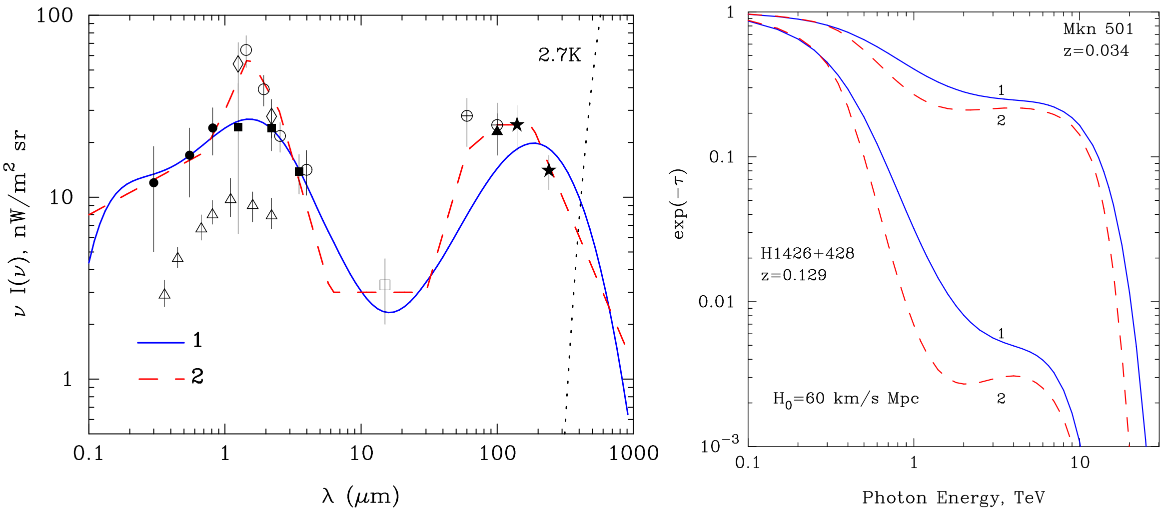


FIG. I.24 – *Absorption infrarouge. À gauche : spectre du fond diffus. Les points de mesure au-dessus de* 60 μm *et en dessous de* 1 μm *proviennent de [83]. Le carré vide à* 15 μm *est une mesure de la caméra ISOCAM et les flux sont représentés par des carrés pleins [182], cercles vides [135] et des losanges vides [47]. Deux modèles ont été ajustés (courbes continue et en tirets). À droite : transmission optique (τ est l'épaisseur optique) correspondant aux deux modèles pour les blazars proche Mrk 501 et éloigné 1ES 1426+42.8 [52].*

Chapitre I.4

Sources gamma

Les sources émettrices de rayons gamma sont nombreuses : en ce qui concerne les sources galactiques, on peut citer le Soleil, les pulsars et restes de supernovae, les systèmes binaires X et microquasars, le centre galactique et l'émission diffuse de notre galaxie. Les sources extragalactiques comprennent les noyaux actifs de galaxies, les amas de galaxies et l'émission diffuse intergalactique. Enfin, la matière, si sous forme de neutralinos, telle que définie par les théories actuelles, doit interagir et donner du rayonnement gamma. De surcroît, certaines sources encore non identifiées à haute latitude galactique émettent du rayonnement gamma et pourraient appartenir à une classe encore inconnue. Ce chapitre ne vise pas à dresser une liste exhaustive des particularités de chacune d'entre elles. Nous avons vu que l'étude des sources de rayonnement gamma présente pour enjeu majeur de déterminer l'origine des rayons cosmiques. Aussi, nous présenterons les sources susceptibles d'y apporter une réponse, et décrirons leurs intérêts pour CELESTE.

Le spectre des rayons cosmiques de haute énergie, mesuré par différents détecteurs de particules (figure I.25), se présente comme une loi de puissance de la forme $\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} \propto E^{\alpha}$ où α représente l'indice spectral adoptant trois valeurs selon les trois régimes différents observés [128] :

- entre 10^8 et 10^{13} eV $\alpha = -2,7$: cette partie du spectre semble pouvoir s'expliquer par des explosions de supernovae au sein de la Galaxie (§ I.4.1) bien que des problèmes existent et que d'autres populations puissent contribuer à l'émission (par exemple les chocs dans les vents de jeunes étoiles chaudes) ;

- entre 10^{14} et 10^{18} eV, l'indice spectral passe de $-2,72$ à $-3,22$ autour de 10^{15} eV, zone dénommée le « genou ». Ce changement peut être lié à un nouveau mécanisme d'accélération entrant en jeu, soit au niveau galactique, soit au niveau extragalactique, ou à un changement de régime du processus de diffusion des rayons cosmiques. D'autres types de sources, comme les microquasars (§ I.4.2) – sources galactiques –, les noyaux actifs de galaxies (§ I.4.3), ou encore les sursauts gamma (§ I.4.4) – sources extragalactiques – pourraient accélérer les rayons cosmiques à de telles énergies ;

- enfin, au-delà de 10^{18} eV, le spectre présente un deuxième coude, nommé la « cheville ». Les mesures demeurent encore peu nombreuses car les flux atteints se trouvent à la limite de détection des instruments. Cependant, quelques points de mesures suscitent de nombreuses questions. En effet, les particules accélérées dans les sources extragalactiques subissent la coupure GZK (du nom de ses découvreurs Greisen-Zatsepin-Kuz'min [78, 183]) provoquant une perte d'énergie par photo-production de pions sur les photons du rayonnement de fond cosmologique à 3 K. L'origine de ces rayons cosmiques, à chercher plutôt du côté des sources galactiques (une hypothèse évoque la désintégration de particules ultra-lourdes situées dans le halo de la Galaxie), reste encore très mystérieuse, d'autant plus que l'on ne sait pas, à l'heure actuelle, distinguer les photons des hadrons à ces énergies.

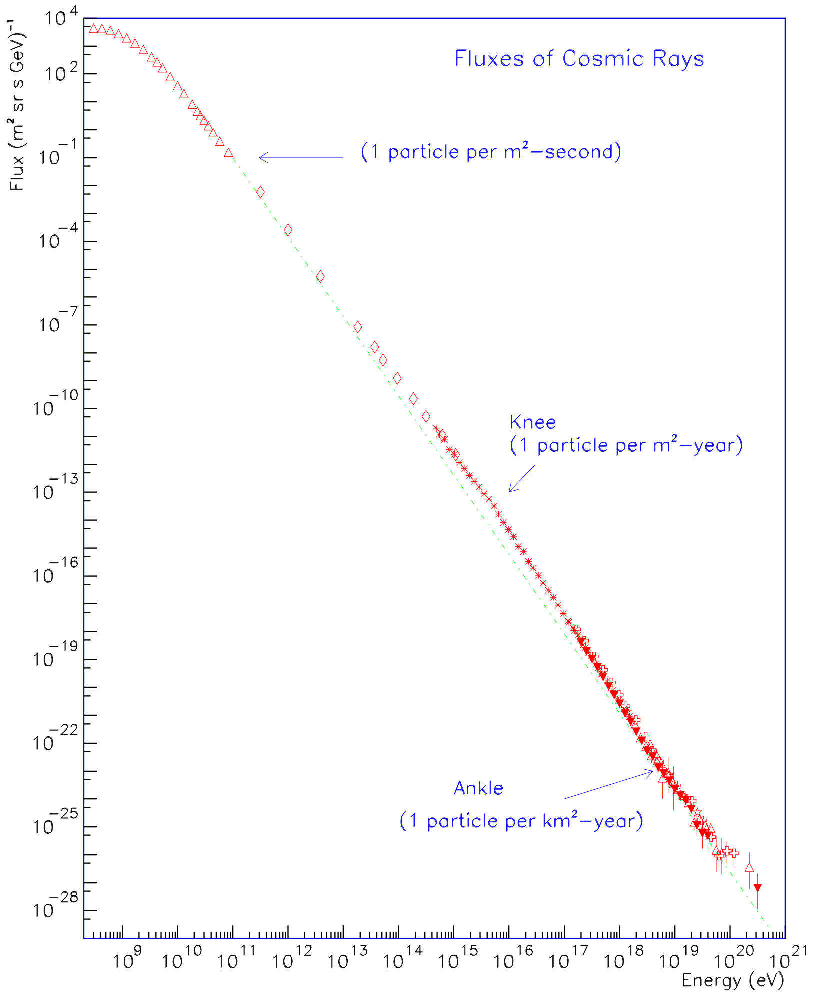


Fig. I.25 – *Spectre des rayons cosmiques (stipulant les flux intégraux approximatifs) [17].*

Le chapitre se limitera ainsi aux quatre sources mentionnées (restes de supernovae, microquasars, noyaux actifs de galaxies et sursauts gamma), complétées par quelques précisions sur les pulsars, résidus de l'explosion de certaines supernovae, alimentant des nébuleuses appelées plérions. Le plérion du Crabe apparaît le plus pertinent. Son émission particulièrement stable sert d'étalon aux différents observatoires de rayons gamma.

I.4.1 Restes de supernovae

Parmi les sources galactiques émettant en rayons gamma, on retrouve un certain type d'objets compacts, les pulsars, issus de l'effondrement d'une étoile en supernova, dont le reste, en forme de coquille, émet également dans le domaine gamma. Dans certains cas, un plérion apparaît, donnant un type d'émission gamma particulier par réaccélération des particules.

I.4.1.1 Restes de supernovae en coquille

Le vocable supernova (dérivé de l'adjectif latin *novus*, nouveau pour indiquer l'apparition d'une étoile, additionné au préfixe *super* car particulièrement brillante) désigne la forte explosion marquant le terme de l'évolution de certaines étoiles très massives. On estime qu'un tel événement, l'un des plus violents de l'Univers, se produit environ deux fois par siècle dans la Galaxie. Lorsqu'une étoile a épuisé son combustible thermonucléaire, celle-ci explose en éjectant tout ou partie de sa masse, libérant une énergie de l'ordre de 10^{44} J (soit environ 6×10^{62} eV !) en quelques instants [36]. Dans la plupart des cas, l'explosion se produit dans le plan de la Galaxie, au sein de nuages interstellaires concentrés obscurcissant le phénomène, et le dérobant aux observateurs. On retrouve néanmoins la fameuse supernova de 1054 rapportée dans les chroniques des astronomes chinois de l'époque, et correspondant à la nébuleuse actuelle du Crabe M 1 [37] (figure I.26). De plus, deux autres observations de supernovae ont été répertoriées dans la Voie lactée, ainsi que quelques centaines dans des galaxies voisines [12, p. 284].

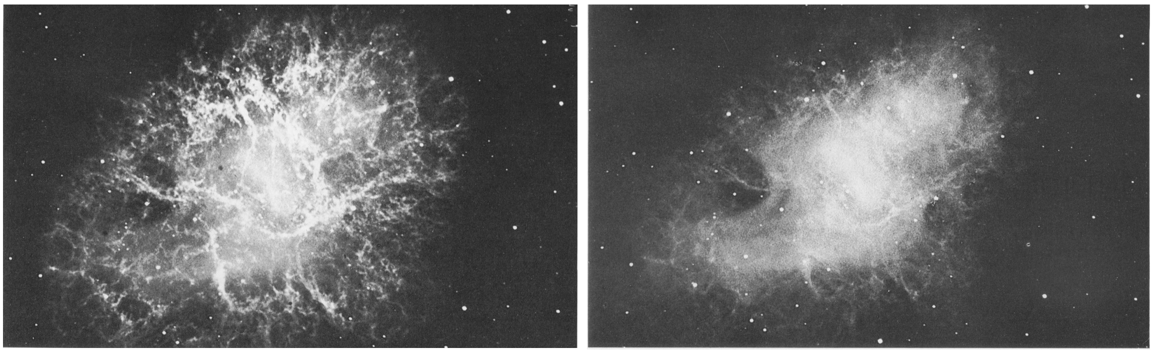


FIG. I.26 – *Photographies de la nébuleuse du Crabe. À gauche : dans le rouge (entre* 630 *et* 675 nm*), à droite : dans le bleu (entre* 310 *et* 500 nm*). Les filaments (orange, à gauche) sont animés d'une vitesse d'expansion de* 1 500 km s^{-1}. *Ils sont chauffés et ionisés par le rayonnement de la nébuleuse centrale. Celle-ci, émettant un rayonnement bleuâtre (à droite), est due à l'émission synchrotron des électrons [12].*

L'explosion libère une enveloppe de gaz expulsé à une vitesse proche de celle de la lumière. Sa rencontre avec le milieu interstellaire produit une onde de choc, et constitue ainsi la coquille observée. Après environ 100 000 ans, le ralentissement de la matière éjectée ne permet plus d'entretenir l'onde de choc : la coquille disparaît. Ce phénomène conduit à estimer le nombre de supernovae observables dans la Galaxie à quelques milliers.

Bien qu'éphémères à l'échelle astronomique, ces phénomènes présentent une importance cruciale dans la compréhension de l'un des processus invoqués pour expliquer l'origine des rayons cosmiques par accélération de Fermi de premier et deuxième ordre. Ces derniers peuvent, par interaction avec la matière environnante, produire des pions neutres π^0, dont la désintégration conduit à la formation de rayons gamma de haute énergie. Le spectre électromagnétique de haute énergie des restes de supernovae se constituerait de trois composantes : une émission par rayonnement de freinage dans le gaz environnant à des énergies autour du MeV, l'émission gamma issue des pions π^0 entre quelques dizaines de MeV et quelques TeV, et une contribution par effet Compton inverse pour les plus hautes énergies [15].

36. Cette énergie correspond à l'énergie rayonnée par le Soleil pendant 9 milliards d'années. Le Soleil est âgé d'environ 4,5 milliards d'années. Notons que le mécanisme présenté ici concerne les supernovae de type II. Il existe des supernovae de type I suivant un autre mécanisme les conduisant à l'explosion, non décrit dans ce document.

37. La notation M provient du catalogue de Charles MESSIER. En 1784, celui-ci a répertorié une centaine d'objets diffus afin de les distinguer des comètes (*nebula* signifie nuage ou brume en latin).

I.4.1.2 Pulsars

Les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation rapide. Lors de l'explosion de l'étoile en supernova, un reliquat très dense subsiste. L'étoile s'est effondrée sur elle-même sous l'effet de sa propre gravité pour former une naine blanche, ou une étoile à neutrons, en rejetant une grande partie de son gaz dans l'espace.

L'étoile à neutrons présente une masse limite inférieure, la masse de Chandrasekhar (valant $1,4\ \mathrm{M}_\odot$, où $\mathrm{M}_\odot = 2 \times 10^{30}$ kg représente la masse solaire), en dessous de laquelle l'objet formerait une naine blanche. Dans la naine blanche, les électrons dégénérés [38] établissent l'équilibre gravitationnel pour former un astre de la taille de la Terre et de densité $10^{11}\ \mathrm{kg\,m^{-3}}$. Dans l'étoile à neutrons, sous l'effet de la densité, les électrons se combinent aux protons et se convertissent en neutrons. L'effondrement gravitationnel se poursuit jusqu'à atteindre une nouvelle dégénérescence, celle des neutrons. Le rayon de l'astre est alors de l'ordre de 10 km pour une masse de l'ordre de $1,4$ à $3\ \mathrm{M}_\odot$, soit une densité d'environ $3 \times 10^{18}\ \mathrm{kg\,m^{-3}}$! L'étoile à neutrons possède aussi une masse limite supérieure, mal connue, au-delà de laquelle les neutrons ne suffisent plus à résister à la gravitation, l'objet s'effondre alors en trou noir stellaire [39].

Les étoiles à neutrons se caractérisent essentiellement par leur rotation rapide et leur fort champ magnétique. En effet, en s'effondrant, l'étoile voit sa vitesse de rotation augmenter (conservation du moment angulaire), tout comme l'intensité de son champ magnétique, se situant respectivement autour de quelques 10 $\mathrm{tours\,s^{-1}}$ et 10^8 T (la Terre possède un champ magnétique de $0,1$ mT).

Découvert en 1967 dans le domaine radio, le phénomène de pulsations très régulièrement espacées dans le temps avec une période extrêmement précise, d'où sa dénomination de pulsar, a vite été classé comme une étoile à neutrons, dont les lignes de champ magnétique focalisent les électrons le long de l'axe magnétique et permettent l'émission d'un faisceau d'ondes radio. Ces ondes tournent en même temps que l'étoile, produisant à chaque rotation une pulsation lors de l'interception de la ligne de visée de l'observateur (figure I.27). La nébuleuse du Crabe citée précédemment héberge le pulsar PSR 0531+21 tournant à 33 $\mathrm{tours\,s^{-1}}$.

La rotation d'un pulsar se ralentit lentement au cours du temps à mesure que l'énergie se dissipe, à un taux de l'ordre de 10^{-18} à 10^{-12} s par seconde, valeurs mesurables à l'échelle de quelques années. Un autre phénomène participe au ralentissement du pulsar : les *glitches*, interprétés comme une modification brusque du moment angulaire de l'astre lié à des instabilités en son sein (les *glitches* peuvent, inversement, accélérer la rotation du pulsar). Le phénomène de pulsar finit donc par disparaître lorsque la rotation de l'étoile devient trop lente. Sa durée de vie avoisine le million d'années.

On distingue plusieurs types de pulsars dont les périodes mesurées s'échelonnent entre $1,56$ ms et $4,3$ s [40]. Observés pour la première fois dans le domaine radio, ils semblent aussi pouvoir émettre dans les domaines optiques, X et même gamma. Néanmoins, le troisième catalogue d'EGRET ne recense que cinq pulsars pour ce dernier domaine [82].

CELESTE a observé un excès autour de 30 GeV en provenance du pulsar du Crabe, avec une signification statistique insuffisante. Cependant, s'il venait à être confirmé par d'autres

38. La dégénérescence d'un ensemble de particules survient lorsque leur densité atteint un seuil limite correspondant à une distance minimale entre les particules pour laquelle celles-ci exercent à nouveau une pression capable d'arrêter l'effondrement gravitationnel.

39. Un trou noir est un corps à la densité si élevée que la vitesse de fuite à sa surface apparaît supérieure à la vitesse de la lumière (voir la définition du rayon de Schwarzschild au § I.3.2.1 p. 43). Rien ne peut donc s'en échapper. Remarque : le terme « stellaire » se rapporte à l'origine du trou noir, l'effondrement d'une étoile. L'origine des trous noirs supermassifs au cœur des noyaux actifs de galaxies demeure encore inconnue. Noter qu'il existe peut-être un stade intermédiaire d'étoile dégénérée : l'étoile à quarks, dont l'existence théorique n'a encore jamais fait l'objet d'une validation empirique.

40. Les pulsars de période de l'ordre de la milliseconde, ou pulsars millisecondes, se situent souvent dans des systèmes binaires où l'accrétion de la matière de leur compagnon accélère leur rotation.

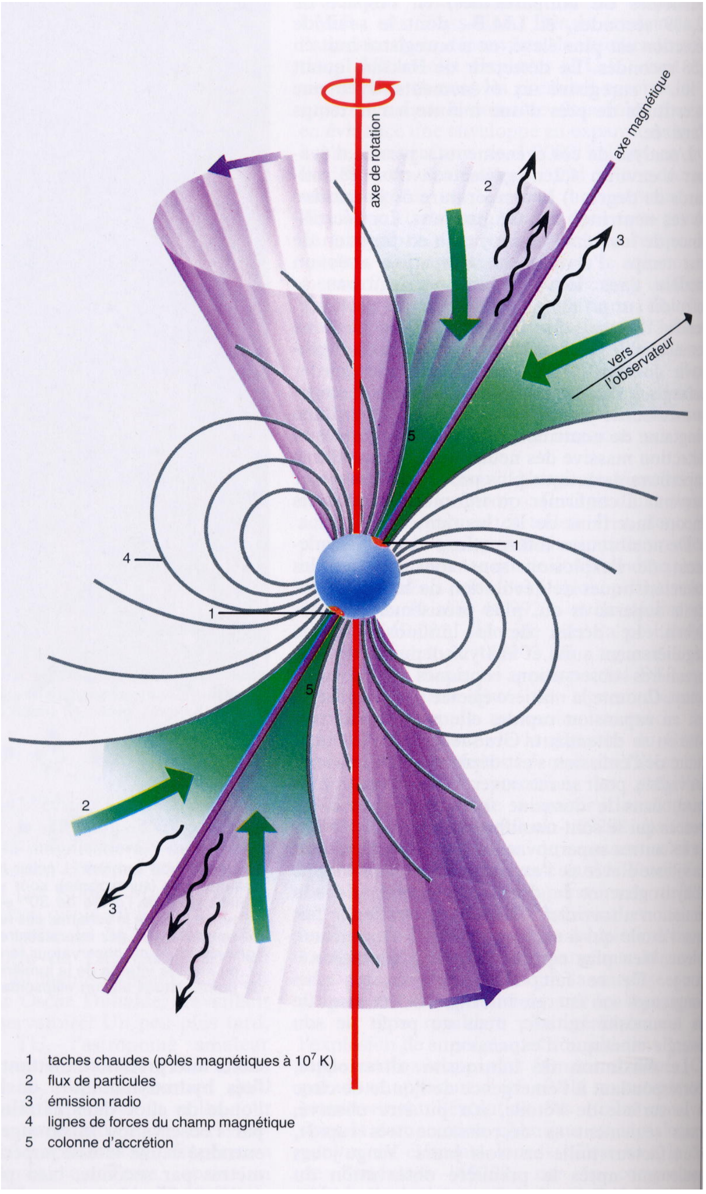


FIG. I.27 – *Modèle de pulsar. Le phénomène s'explique par la présence d'une étoile à neutrons fortement magnétisée et en rotation très rapide [12].*

observations, avec *GLAST* par exemple, les modèles d'émission des pulsars pourraient être contraints [63].

I.4.1.3 Plérions

Un plérion, ou nébuleuse synchrotron, est une onde de choc autour d'un pulsar, différente du reste de supernova décrit précédemment. Stationnaire, elle est entretenue par le pulsar, et proche de celui-ci (1 parsec [41] (pc) dans le cas du plérion du Crabe). Elle est engendrée par la collision d'électrons relativistes émis par le pulsar avec les éjectats du même pulsar, et

41. Le parsec, contraction de parallaxe seconde, représente l'unité de longueur égale à la distance d'un astre dont la parallaxe annuelle serait de $1''$. La parallaxe annuelle est l'angle sous lequel, d'un objet observé, on verrait une longueur de une unité astronomique (ua) perpendiculaire à la direction d'observation ; 1 pc $= 3,1 \times 10^{16}$ m $= 206\,265$ ua $= 3,26$ années-lumière (al).

constituerait le site d'émission gamma de haute énergie par réaccélération des électrons [132]. Cette nébuleuse n'est pas systématiquement détectée pour tous les pulsars connus.

On observe deux composantes dans le spectre des électrons accélérés, interprétés comme un rayonnement synchrotron dans le champ magnétique de la nébuleuse (émission du MeV à 100 MeV) et un rayonnement Compton inverse (du GeV au TeV).

Comme précisé, le plérion du Crabe (figure I.26 à droite) constitue, de par sa stabilité et l'observation constante dont il fait l'objet, un étalon de sensibilité permettant d'intercalibrer les détecteurs Tcherenkov atmosphériques (d'où l'importance accordée à son observation avec CELESTE). D'autre part, son observation par CELESTE permet de contraindre les modèles d'émission pour la partie Compton inverse, puisque le maximum de cette émission se situe dans la gamme d'énergie de CELESTE (figure I.28). L'analyse des données de CELESTE à quarante héliostats donne un flux intégral moyen [133] :

$$\bar{\phi}(E \geq 60\ \mathrm{GeV}) = (6,2^{+5,3}_{-2,3}) \times 10^{-6}\ \mathrm{photons\,m^{-2}\,s^{-1}}$$

Ce flux est recalculé avec la nouvelle méthode d'analyse utilisée dans ce document et avec la totalité des données de mesure au chapitre III.3 p. 113.

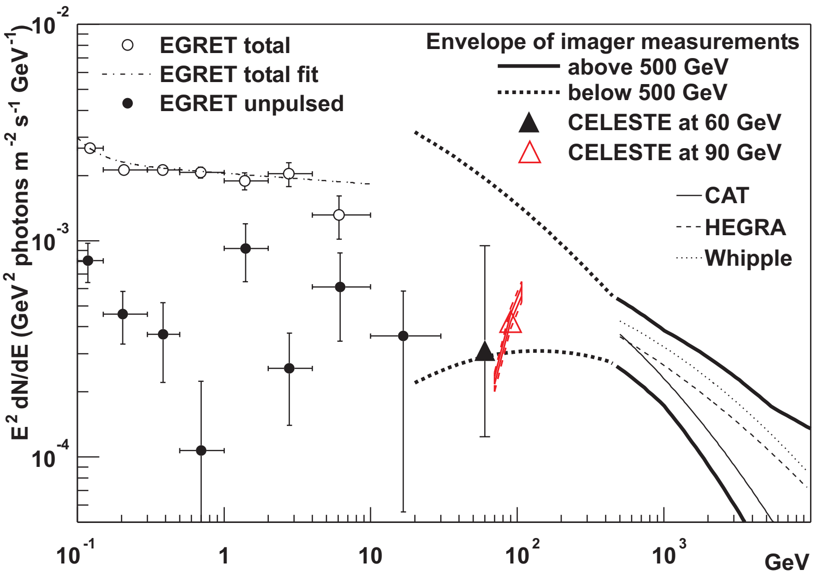


Fig. I.28 – *Spectre gamma du plérion du Crabe vu par EGRET à moyenne énergie et les imageurs CAT, HEGRA et* Whipple *à très haute énergie [133]. L'observation de CELESTE comble le domaine des hautes énergies et permet de contraindre le spectre d'émission de la nébuleuse synchrotron. La forme spectrale utilisée pour les deux points de CELESTE, fondée sur les mesures des imageurs, est donnée par* $E^2 \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} = k\,E^{\alpha+\beta \log E}$. *Le triangle plein est l'ancienne mesure de CELESTE présentée dans [133], tandis que le triangle vide est le résultat du flux obtenu dans ce document sur l'ensemble des données de la nébuleuse du Crabe (voir chapitre III.3 et la figure III.20 p. 124 pour les commentaires sur les erreurs représentées pour ce dernier point).*

I.4.2 Microquasars

Les systèmes binaires mettant en jeu des pulsars millisecondes accrétant la matière de leur étoile compagnon ont déjà été évoqués (note de bas de page 40). Des phénomènes analogues peuvent exister entre un trou noir et une étoile compagnon. Leur existence a été prouvée par la découverte du microquasar GRS 1915+105 [42] [129].

La matière accrétée, comprimée et chauffée à de très hautes températures, devient source de rayonnement X (d'où le nom de binaires X porté par les systèmes binaires avec pulsar). Dans le cas du trou noir, contrairement aux étoiles à neutrons, seul le disque d'accrétion émet du rayonnement X de manière continue. Des projections de matière, émanant du disque d'accrétion, peuvent s'éjecter à des vitesses relativistes et donner naissance à un phénomène proche de celui observé dans les quasars (voir § I.4.3), d'où leur nom (figure I.29). Alors que dans les noyaux actifs de galaxies le disque d'accrétion est constitué de matière interstellaire, au diamètre de quelques 10^{-1} pc, avec des jets émis jusqu'à quelques kpc, le disque d'accrétion du microquasar, constitué de la matière de l'étoile compagnon, mesure environ 10^{-11} pc ($\sim 1\,000$ km), tandis que les jets atteignent environ 10^{-1} pc.

FIG. I.29 – *Éjection à grande vitesse de matière par le microquasar GRS 1915+105 vu dans le domaine radio [103].*

Les particules accélérées dans ces jets contribueraient au spectre des rayons cosmiques observé entre le genou et la cheville, l'étendue des milieux en jeu se révélant insuffisante pour permettre une accélération des particules au-delà de la cheville. De plus, le spectre des rayons cosmiques semble isotrope sur toute sa gamme d'énergie, et une unique contribution des microquasars révèlerait une émission localisée dans le plan galactique. Néanmoins, le parallèle existant entre microquasars et noyaux actifs de galaxies, la compréhension de l'émission des microquasars, peuvent apporter des informations à l'émission des noyaux actifs de galaxies ainsi qu'à leur propre contribution dans le spectre des rayons cosmiques. Ce type d'objets, aux détections encore rares en gamma, n'a pas été observé par CELESTE (GRS 1915+105 notamment, situé trop bas sur l'horizon, n'a pu être observé).

42. Le terme GRS fait référence au catalogue issu de l'instrument SIGMA à bord du satellite *GRANAT*.

I.4.3 Noyaux actifs de galaxies

Les noyaux actifs de galaxies sont, après les sursauts gamma, les hôtes des phénomènes les plus violents de l'Univers en brièveté et énergie, et donc les plus lointains observables. Ces objets constituent moins de 10 % de l'ensemble des galaxies cataloguées [125]. Leurs propriétés extrêmes en font des sites privilégiés pour l'observation et la compréhension des processus d'émission de haute énergie. De plus, leur observation à grand décalage spectral (§ I.3.1.2 p. 42) permet d'étudier l'évolution des galaxies et de remonter aux premiers temps de l'Univers. Enfin, l'émission mesurée de ces objets contient des informations sur l'absorption infrarouge du milieu intergalactique.

De luminosité très élévée (de l'ordre de 10^{44} à 10^{50} $\mathrm{erg\,s^{-1}}$), les noyaux actifs de galaxies émettent jusqu'à 10^{14} fois la luminosité solaire, soit 10 à 10 000 fois celle d'une galaxie classique. L'émission thermique des étoiles contenues dans la galaxie (par fusion thermonucléaire) ne suffit pas à expliquer une telle luminosité. L'essentiel de l'émission est non thermique. L'observation de variations très rapides de cette émission indique que l'émission provient d'une région compacte de la galaxie, son noyau.

La découverte des noyaux actifs de galaxies est tout d'abord présentée avec les différents types d'objets observés. Le modèle d'unification découlant est ensuite expliqué, ainsi que la classification des types d'objets. Le chapitre IV.1 p. 131 se consacre plus particulièrement à l'une de ces classes, celles des blazars, noyaux actifs de galaxies dont le jet radio est émis en direction de la Terre, qui font l'objet de ce document. Pour finir, l'évolution des noyaux actifs de galaxies est abordée.

I.4.3.1 Historique

La découverte des noyaux actifs de galaxies remonte à l'observation, en 1961, d'un nouveau type d'objets émettant de manière très intense dans le domaine radio. Leur distribution isotrope dans le ciel observée ensuite implique une présence soit très proche du Soleil (pour une distribution isotrope des objets situés dans la Galaxie, il est nécessaire que ceux-ci se situent à une distance au Soleil inférieure à l'épaisseur du disque galactique, sinon celui-ci serait visible), soit bien au-delà de la Galaxie (isotropie de l'Univers). D'apparence ponctuelle (d'où le nom qui leur a été donné : quasars pour *Quasi-stellar radio sources*), leur luminosité apparente atteint 1 000 fois celle d'une galaxie normale [175]. L'émission radio de ces objets apparaît trop élevée pour qu'il s'agisse d'étoiles, et leur spectre d'émission diffère d'un spectre typique d'étoiles. Il ressemble plutôt à celui d'une galaxie dont les raies en émission auraient subi un décalage spectral vers le rouge considérable. Pourtant, il n'est pas possible de « résoudre » l'objet pour démontrer qu'il s'agit bien d'une galaxie (dont on pourrait mesurer le diamètre). De plus, l'émission des quasars présente des variations erratiques de l'ordre de la journée permettant de déduire la taille de la zone d'émission, cette dernière demeurant nécessairement inférieure à la distance que peut parcourir la lumière pendant la durée de variation, soit γct (avec t temps de variabilité de l'émission). Les quasars sont donc de petits objets situés à très grande distance (décalage spectral des raies d'émission) : il ne peut s'agir d'étoiles.

Les observations ultérieures, à d'autres longueurs d'onde, ont montré que l'émission radio est toujours inférieure à 1 % de l'énergie émise aux longueurs d'onde plus petites. En particulier, les quasars sont des sources de rayonnement X intense. Quelques-uns n'émettent d'ailleurs pas assez en radio pour permettre une détection dans ce domaine d'énergie.

En 1973, une étude de galaxies spirales dans le domaine optique, menée à l'origine par Carl Seyfert en 1943 [163] et oubliée jusqu'alors, est reprise car ces galaxies présentent des similitudes frappantes avec les quasars. C. Seyfert avait isolé dans une nouvelle classe douze galaxies caractérisées par un noyau compact et brillant, dont le spectre présente des raies en émission intenses et larges. Le gaz responsable de cette émission est animé de mouvements rapides jusqu'à quelques milliers de km s^{-1}.

Deux classes de galaxies de Seyfert sont alors établies. La première, la classe des galaxies de Seyfert 1, présente, en provenance de son noyau, des raies d'émission larges, une composante optique compacte et variable, ainsi qu'une contribution dans le domaine des rayons X (figure I.30 (a)). Ces objets sont beaucoup moins brillants que les quasars mais l'idée tombe : les quasars sont des noyaux de Seyfert de type 1 si brillants que la galaxie sous-jacente, complètement oblitérée, ne peut être détectée. À l'inverse, les galaxies de Seyfert 1 contiennent des quasars de luminosité si faible que les galaxies aux environs apparaissent presque normales (avec un noyau un peu trop brillant par rapport à une galaxie classique). Parmi les galaxies proches, 2 % possèdent un noyau de type Seyfert 1. Le phénomène quasars n'est pas rare, mais ceux-ci sont d'autant moins nombreux que leur luminosité est grande. On peut penser que beaucoup de galaxies contiennent un quasar de faible luminosité non détectable. La découverte de miniquasars, forts émetteurs de rayons X, dans des galaxies classiques, tend à confirmer cette hypothèse.

La seconde classe de galaxies, les galaxies de Seyfert 2, présente un spectre d'émission à raies étroites. On ne détecte pas de noyau optique et variable comme dans les galaxies de type Seyfert 1, en général, de source de rayonnement X (figure I.30 (b)). Ces galaxies ressemblent aux quasars à raies étroites qui pourraient se trouver, dans ce cas, cachés par un nuage de poussière. On dénombre 3 % des galaxies proches comme étant de type Seyfert 2, et l'on pense ainsi que 5 % des galaxies proches pourraient contenir un miniquasar.

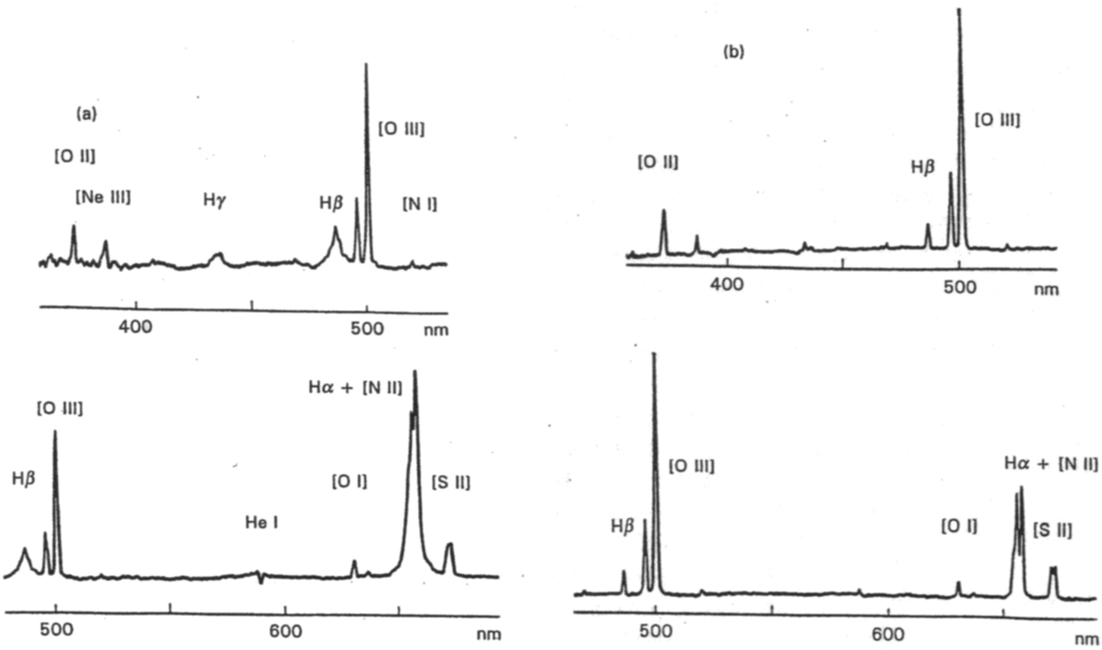


FIG. I.30 – *Spectres optiques de deux galaxies de Seyfert. (a) : galaxie de Seyfert 1 NGC 3227 et (b) : galaxie de Seyfert 2 Mrk 1157* [43]*. Le flux est tracé suivant une échelle linéaire en fonction de la longueur d'onde. Noter la différence de largeur entre les raies d'hydrogène* H_β *[156].*

43. Le terme NGC fait référence au *New general catalog*, catalogue des nébuleuses et amas d'étoiles de Sir John F. W. HERSCHEL achevé en 1888, tandis que le terme Mrk fait référence au catalogue de Beniamin E. MARKARIAN qui a répertorié, entre 1967 et 1981, 1 500 objets pour leur excès d'émission dans le bleu et l'ultraviolet dont environ 1 100 galaxies. L'excès dans le bleu et l'ultraviolet signale soit un taux de formation d'étoiles plus important, soit un noyau actif de galaxie dans la région centrale de la galaxie.

I.4.3.2 Zoologie des noyaux actifs de galaxies et modèle d'unification

Des observations dans différentes longueurs d'onde ont montré l'existance de quantité d'objets différents, ou du moins de propriétés observationnelles distinctes, recensées et triées afin d'établir un modèle unifiant en partie tous ces objets.

Dans le domaine radio, deux grands lobes de part et d'autre de radiogalaxies elliptiques ou lenticulaires ont été observés (figure I.31). Émis à environ 100 kpc de la galaxie [44], perpendiculairement au disque, ces derniers résulteraient d'une éjection de matière suite à un événement particulier au sein du noyau de la galaxie. Un jet lumineux très intense provenant du centre de la galaxie est également émis, avec une forte variabilité en intensité. Le spectre mesuré présente une épaisse bande d'absorption, structure récurrente dans une fraction des radioquasars observés. Par ailleurs, un certain nombre de radiogalaxies possèdent un noyau optique de type Seyfert 1. La différence entre radioquasars et radiogalaxies ne reposerait donc que sur la faiblesse du noyau optique. Dans le domaine visible, les galaxies actives observées, cent fois plus lumineuses que des galaxies classiques, présentent des émissions variables. À plus haute énergie, dans les domaines ultraviolet, X et gamma, la puissance des émissions rend négligeable l'émission radio [21]. Les spectres mesurés présentent toujours d'intenses raies d'émission permettant de déterminer la valeur du décalage spectral, la plupart des noyaux actifs de galaxies se situant à grand décalage spectral [45].

FIG. I.31 – *Jets radio observés sur le quasar Cygnus A (3C 405.0) [142].*

On distingue deux classes : les objets les plus faibles en radio, ou objets *radio quiet*, représentant la majorité des noyaux actifs (~ 95 %), et les objets forts émetteurs radio, ou objets *radio loud*. Parmi les objets faibles émetteurs radio, on retrouve les galaxies spirales de Seyfert, cent fois moins brillantes que les quasars [117], de type 1 (raies d'émission larges) et 2 (raies d'émission étroites), ainsi que les quasars. Les objets forts émetteurs radio ne se comptent que par centaines. De forme elliptique [65] et en général associés à des galaxies plus lumineuses que des galaxies classiques, ces objets seuls possèdent des jets. Parmi ceux-ci, on retrouve les radiogalaxies de Faranoff-Riley de type 1 ou 2, présentant des raies d'émission étroites et des jets s'étendant jusqu'à de très grandes distances, arrêtés sous forme de chocs terminaux par interaction avec le milieu environnant. La classe des blazars [46] fait également partie des objets *radio loud*. Les blazars présentent un spectre électromagnétique très continu et fortement polarisé dans le domaine radio ou optique. Leur émission est dominée par celle de leur jet, dont l'effet Doppler-Fizeau amplifie la puissance (vitesse relativiste du jet et focalisation en direction de l'observateur, § I.3.1.1 p. 41). On note parfois la présence de raies d'émission intenses. Ainsi, deux types de blazars se distinguent : on parle de quasars à spectre plat en

44. Pour comparaison, le diamètre de la Voie lactée vaut environ 40 kpc, et son bulbe central (sphérique) présente un diamètre de 5 kpc.

45. Le record en date est détenu par un noyau actif de galaxie, situé à un décalage spectral de $z = 10$ [141].

46. Le terme « blazar » provient du verbe *to blaze*, flamber en anglais.

radio (*Flat spectrum radio quasars* ou FSRQ [47]) lorsque des raies intenses d'émission sont observées, et d'objets de type BL Lac [48] lorsque ceux-ci ne présentent pratiquement aucune raie. Les blazars forment des sources extrêmement variables (à l'échelle de la journée voire de l'heure) en intensité et indice spectral. Ils représentent les seules sources extragalactiques détectées dans le domaine des rayons gamma de haute et très haute énergie (au-dessus de 100 GeV) [149].

On reconnaît aujourd'hui dans tous ces objets un unique modèle, au fonctionnement suivant : ces noyaux actifs ne sont qu'un même type de galaxies dont les caractéristiques spectrales dépendent en grande partie de l'orientation de la galaxie par rapport à l'observateur [173]. Ils sont composés (figure I.32) :

– d'un trou noir central supermassif, de masse 10^6 à 10^{10} $M_\odot$, compris dans un rayon de 10^{-5} pc (soit la moitié du rayon du Soleil). Sa présence est confirmée par l'observation du décalage vers le rouge gravitationnel entraîné sur les raies d'émission de la matière environnante [168] ;

– d'une couronne d'accrétion (appelée disque d'accrétion), située entre 10^{-4} et 10^{-1} pc autour du trou noir. La matière du disque chauffe en tombant en spirale vers le trou noir, passant de 10^4 au bord à 10^5 K au centre, correspondant à un changement du maximum d'émission du visible aux rayons X mous. La partie rayonnant à moins de 10^{-2} pc explique la rapide variabilité observée en X (couronne de gaz ionisé chauffé magnétiquement et acoustiquement qui produit une émission X) ;

– d'un tore de poussière opaque vers 100 pc séparant le disque d'accrétion de la galaxie hôte. Ce tore, beaucoup plus froid (il émet dans l'infrarouge), tourne à une vitesse de 1 000 km s^{-1} environ autour du trou noir central ;

– d'une zone de formation d'étoiles et de la galaxie hôte (à la taille de quelques dizaines de kpc) ;

– de nuages de matière ionisée lorsque des raies d'émission dans le visible, dont la largeur est fonction de la distance de ces nuages au trou noir central, sont observées. Ces raies sont élargies par effet Doppler-Fizeau. Deux régions se distinguent : la région des raies larges ou BLR *(Broad line region)* correspondant à des nuages évoluant à grande vitesse au-dessus du disque d'accrétion (à moins de 1 pc de celui-ci), et la région des raies étroites ou NLR *(Narrow line region)* correspondant à des nuages plus lents et plus loin du trou noir (à environ 100 pc de celui-ci) ;

– de jets de matière perpendiculaires au disque (deux jets de plasma focalisés de part et d'autre du disque). Émis jusqu'à quelques kpc, ils rayonnent du domaine radio (forte émission) aux rayons X et gamma.

Moins de 5 % des noyaux actifs de galaxies présentent ces deux dernières caractéristiques (les raies d'émission et les jets dont l'observation est liée à l'angle d'orientation) [125]. Les objets aux jets de matière visibles sont donc ceux de type radiogalaxies et BL Lac, en réalité des noyaux actifs de galaxies vus de face. Leurs jets représentent le site privilégié de l'émission gamma de haute énergie à leur base, faisant d'eux des sites possibles de production de rayons cosmiques de haute énergie.

47. Une sous-classe de ces FSRQ se compose des quasars OVV, *Optically violently variable quasars*, qui se distinguent des FSRQ par leur extrême variabilité dans les domaines optique et radio [156].

48. Le terme BL Lac provient du prototype de ces objets, V* BL Lac, découvert dans la constellation Lacerta et considéré tout d'abord comme une étoile variable, d'où l'indicatif V*, BL indiquant la numérotation de l'étoile au sein de la constellation.

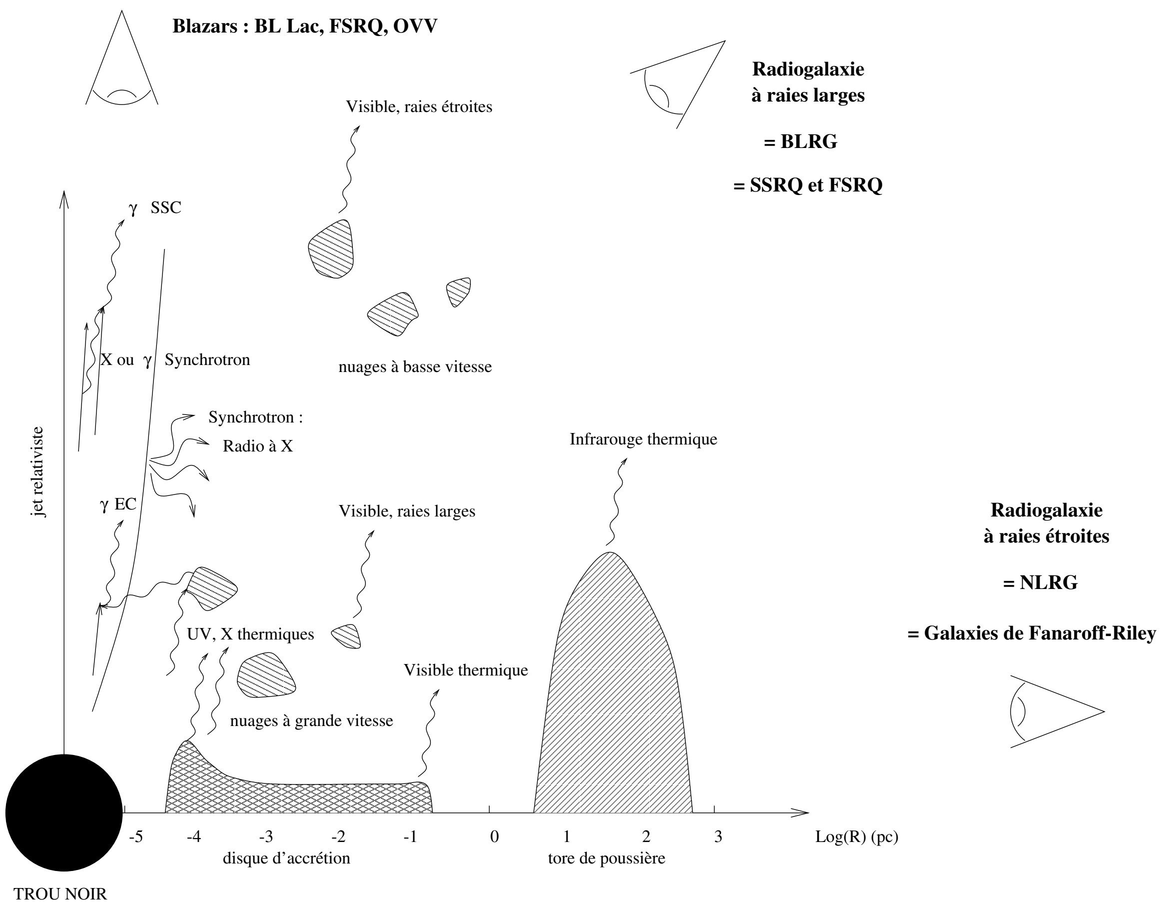


FIG. I.32 – *Schéma de l'émission multilongueur d'onde d'un noyau actif de galaxie [117]. La matière environnante est représentée en fonction de sa distance R au trou noir central.*

Les événements produisant le lobe radio sont interprétés comme issus de l'accélération d'un grand nombre d'électrons jusqu'à des vitesses ultra-relativistes. Ce phénomène crée un intense rayonnement radioélectrique par effet synchrotron (§ I.3.3.2 p. 44), qui dure seulement quelques millions d'années, mais pourrait se répéter. L'énergie ainsi stockée, certes considérable, ne suffit pas à rendre compte de la luminosité observée. Comme précisé au préalable, d'origine gravitationnelle, la luminosité provient d'une masse considérable et très compacte (pour rendre compte des variations rapides) au centre de la galaxie : un trou noir massif accrétant la matière située dans son environnement. Un disque d'accrétion en rotation autour du trou noir se forme : sa vitesse augmente très vite à mesure que la matière s'approche de ce dernier [13]. À cause de sa viscosité, le gaz s'échauffe, atteint des températures très élevées, et rayonne dans le domaine des rayons X (même processus que dans les systèmes binaires cités plus avant). Il peut exister, en théorie, des trous noirs de n'importe quelle masse. La luminosité d'un trou noir de masse donnée ne peut, en revanche, excéder la luminosité d'Eddington (§ I.3.2.2 p. 43). La luminosité mesurée donne donc une limite inférieure à la masse du trou noir [49] [175].

Différentes observations ont permis d'étayer ce modèle. D'une part, on estime la durée de vie des trous noirs actifs à 10^7 – 10^8 ans, en fonction de la dimension des lobes radio et de leur comptage avec une énergie rayonnée de l'ordre de ~ 10 $M_\odot$ par an, et une efficacité de conversion de la masse en énergie de 10 %. Connaissant leur luminosité d'Eddington, on en

49. Un trou noir massif au centre d'une galaxie active possède une masse d'environ 10^8 $M_\odot$; elle peut cependant atteindre plus de 10^{10} $M_\odot$, correspondant à 1 % de la masse d'une galaxie géante.

déduit leur masse, de l'ordre de 10^9 $M_\odot$. Les mesures de la vitesse des nuages ionisés orbitant autour des trous noirs centraux confirment cette valeur. D'autre part, le télescope spatial *HUBBLE* a réussi à résoudre un tore de poussière (figure I.33).

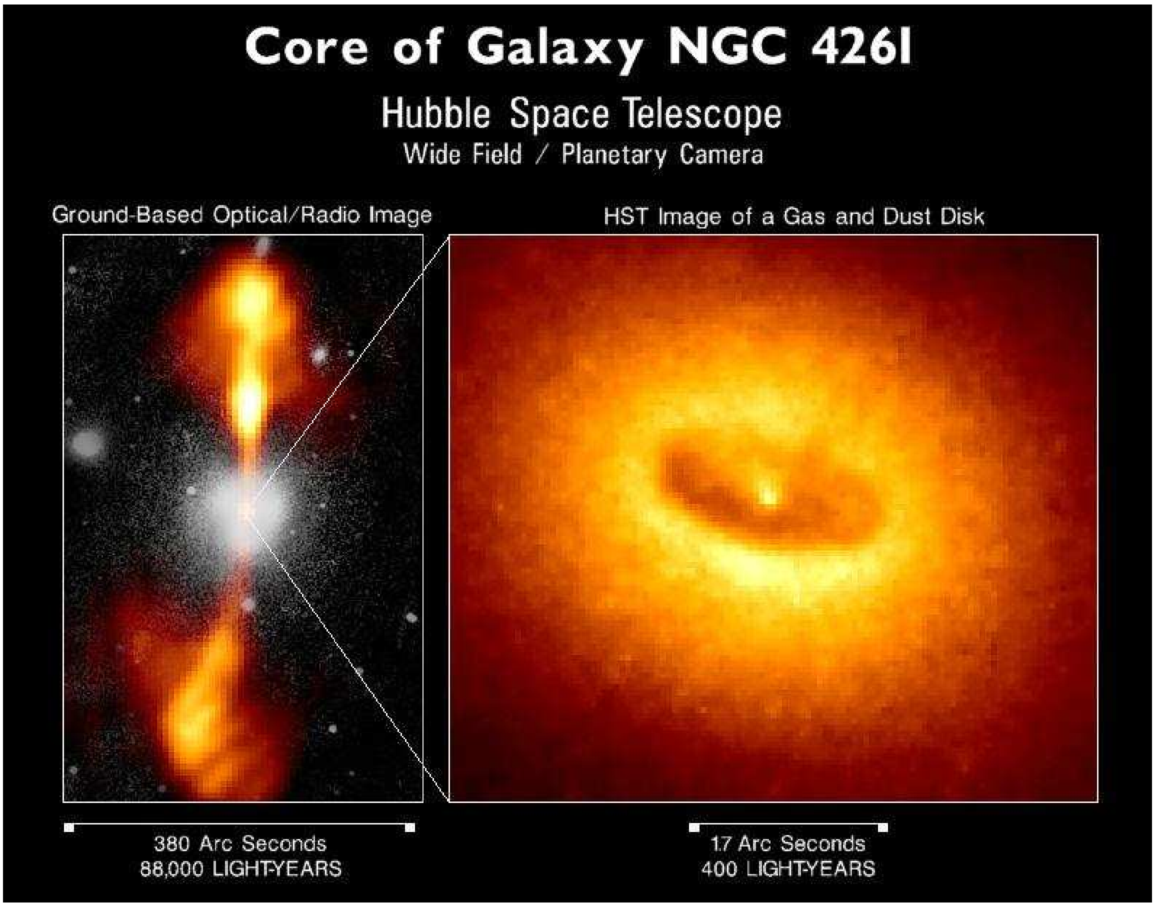


FIG. I.33 – *Lobes et disque de poussière du noyau actif de galaxie NGC 4261 [117]. À gauche dans les domaines radio et optique, à droite dans le domaine optique vu par le télescope spatial* HUBBLE.

I.4.3.3 Évolution des noyaux actifs de galaxies

D'après les observations, le nombre de noyaux actifs de galaxies augmente avec la distance d'observation (par rapport à un univers uniformément peuplé), donc en remontant dans le temps. Cela ne concerne que les noyaux actifs de galaxies lumineux – les autres étant invisibles – et pose de nombreuses questions sur la compréhension de ces énormes quantités d'énergie émises dès les premiers temps de l'Univers (on a pu montrer que le nombre de noyaux actifs de galaxies par unité de volume se révélait 100 000 fois plus élevé il y a quatorze milliards d'années [175]). Ces observations permettent non seulement d'étudier l'Univers lointain, mais imposent aussi des contraintes sur les théories de formation des galaxies et l'origine des noyaux actifs de galaxies. Lequel des deux objets s'est formé avant l'autre? L'observation des noyaux actifs de galaxies, à différents stades de la vie de l'Univers, permet de comprendre l'évolution des galaxies selon leur processus d'accrétion. Enfin, la lumière issue de ces sources, lorsqu'elles sont situées à des distances cosmologiques, subit une absorption infrarouge intergalactique (voir § I.3.4 p. 46), dont l'observation apporte des éléments supplémentaires à la compréhension de cette évolution.

Modéliser le spectre d'absorption infrarouge intergalactique, contraindre les modèles d'accélération des particules émises et, pour finir, apporter des réponses à l'origine des rayons cosmiques : telles sont les motivations qui ont conduit la collaboration CELESTE à observer en priorité des blazars. La détection présentée dans ce document des blazars proches Mrk 421 et Mrk 501 par CELESTE permet de compléter et contraindre leur spectre à haute énergie, les mesures de CELESTE se situant au niveau du maximum d'émission Compton inverse. En revanche, le temps important d'intégration des données ne permet pas une étude de variabilité de ces sources très approfondie. L'observation (mais non détection) de 1ES 1426+42.8, situé à un plus grand décalage spectral, avait de surcroît pour but d'apporter des éléments de contrainte au spectre d'absorption infrarouge, par une mesure du flux intrinsèque de la source (non absorbé aux énergies de CELESTE).

I.4.4 Sursauts gamma

Lancés par les États-Unis pour contrôler le respect du traité sur l'interdiction des essais nucléaires en 1967, les satellites de la série *VELA* ont découvert les sursauts gamma. Leur existence n'a été révélée qu'en 1973, après plusieurs enregistrements de l'arrivée d'un flux soudain de photons gamma d'origine extra-terrestre. Ces événements sont caractérisés par leur très brève durée, et l'intensité des flux de rayonnement gamma émis (on distingue deux populations : les sursauts de l'ordre de 100 ms et ceux de l'ordre de 10 s, durée pouvant s'étendre jusqu'à plusieurs heures).

L'énergie du sursaut gamma est le plus souvent comprise entre $0,05$ et 2 MeV, le spectre d'émission s'étendant parfois à plus haute énergie. Répartis de manière isotrope sur la voûte céleste, la mesure de leur décalage spectral pendant la décroissance de luminosité indique l'origine extragalactique de ces phénomènes. De plus, leur extrême brièveté impose comme site un astre compact, aujourd'hui supposé être une hypernova (phase d'explosion d'une étoile très massive), ou encore une étoile à neutrons seule ou dans un système binaire (avec une autre étoile à neutrons ou un trou noir), selon plusieurs identifications effectuées (mesures de contreparties X et optiques ayant permis de localiser les sursauts avec une plus grande précision). Des modèles d'émission sont encore à l'étude pour tenter d'expliquer les quantités phénoménales d'énergie libérée lors de ces sursauts. Ils font intervenir des mécanismes d'accélération par chocs accompagnés d'émission Compton inverse.

Les sursauts gamma représentent des candidats sérieux à l'accélération des rayons cosmiques aux énergies extrêmes. Par ailleurs, subsiste un autre aspect important : l'éventuel prolongement du spectre de ces sursauts à haute énergie, et ce bien que le phénomène n'ait encore jamais été observé à très haute énergie, d'autant que l'absorption des photons gamma par le fond infrarouge à ces énergies oblige à se restreindre aux sursauts relativement proches. Du fait de leur petit champ de vue et de leur faible cycle utile, les télescopes Tcherenkov sont mal adaptés pour étudier ce genre de phénomène bref et imprévisible ; l'arrivée de *GLAST* devrait permettre ce type d'observation.

Deuxième partie

Échelle en énergie de CELESTE

Il n'est pas possible d'étalonner un télescope Tcherenkov atmosphérique avec un faisceau test. Tout repose sur la simulation : détermination des efficacités de coupures d'analyse et des acceptances du détecteur. Les acceptances de CELESTE, c'est-à-dire la surface sensible à une énergie et un pointé donnés selon la configuration du détecteur, dépendent de toute la chaîne d'acquisition. Aussi est-il nécessaire de reproduire cette chaîne le plus précisément possible dans la simulation. Au cours de ce travail, toute la simulation a été contrôlée pas à pas afin de quantifier et minimiser les erreurs systématiques. Des sources d'erreurs ont été repérées et modifiées. La simulation est composée de quatre étapes : production de gerbes puis émission Tcherenkov lors de l'entrée dans l'atmosphère, passage des photons à travers l'optique de CELESTE, déclenchement et enregistrement des données dans le système électronique, puis traitement des données générées par le code d'analyse.

Excepté le code d'analyse identique à celui utilisé pour des données réelles (voir la partie III qui présente l'analyse développée dans [125] et appliquée ici aux données à quarante héliostats), toutes les différentes étapes de la simulation ont été contrôlées et améliorées. Dans un premier temps, une étude pour qualifier l'état de l'atmosphère a été menée (mesures par une station météo, des radiomètres, une caméra CCD – *Charged coupled device* – et un LIDAR) afin de reproduire l'extinction atmosphérique sur le site (chapitre II.1). Ensuite, la simulation de la chaîne optique a été contrôlée grâce à des comparaisons de simulations et données photométriques, et adaptée aux observations (chapitre II.2) [29, 30, 32, 27]. Enfin, la charge mesurée des photomultiplicateurs passe par l'électronique permettant, entre autres, l'enregistrement des données. Deux simulateurs de l'électronique de CELESTE existent ; ils ont été comparés entre eux et par rapport aux données afin de ne plus utiliser qu'une seule version pour toute la suite des simulations (chapitre II.3).

Ces études et modifications ont permis de préciser l'échelle en énergie de l'appareil, donc ses acceptances et seuils, en diminuant les incertitudes de 30 à 20 % (principalement grâce à l'amélioration de la simulation optique). Le calcul des acceptances est présenté de manière générale au chapitre II.4. Il dépend en effet des coupures d'analyse dont il sera question ultérieurement dans la partie III, ces coupures étant propres à la configuration du détecteur.

Chapitre II.1

Simulation de l'atmosphère à Thémis

Plusieurs méthodes ont été utilisées afin de mieux connaître les conditions atmosphériques de Thémis dès la prise des données, puis pour leur sélection et leurs simulations. Une station météo a été installée pour aider lors du choix de prise de données ou non mais surtout lors de la sélection des données obtenues (§ II.1.1). Des radiomètres pointant en direction du ciel ont été ajoutés afin d'avoir des informations relatives à la présence de nuages pendant la prise de données (§ II.1.2). Enfin, des mesures photométriques au moyen d'une caméra CCD et d'absorption atmosphérique avec le LIDAR ont permis de déterminer l'extinction atmosphérique sur le site à différentes périodes de l'année (§ II.1.3) et de l'appliquer aux simulations Monte-Carlo des gerbes Tcherenkov (§ II.1.4), la motivation étant de mieux reproduire l'effet saisonnier constaté dans les taux de comptage de CELESTE (chute des taux au printemps) pour le calcul des acceptances.

II.1.1 La station météo

Les informations météorologiques (pression, température, point de rosée, humidité et fraction massique d'eau dans l'air) ont permis de contrôler sur place l'état du ciel lorsqu'il y avait des doutes sur l'utilité d'une prise de données. La situation suivante s'est en effet souvent produite : un ciel bien dégagé en apparence (à l'œil) mais des mesures de taux de comptage à l'acquisition très faibles. Souvent, l'humidité et la buée sur les héliostats étaient en fait importantes et gênaient l'acquisition.

Il était également souhaité que ces informations météorologiques permettent de trancher lors de la sélection des données. Malheureusement, de nombreuses données ne contiennent pas les informations relatives à la météo pour cause de problème technique lors de leur enregistrement. Ainsi, ces informations n'ont pu être utilisées comme critère absolu de tri mais ont permis, dans certains cas, de valider le rejet d'une paire de données jugée douteuse [45].

II.1.2 Les radiomètres

En complément de la station météo, il a été décidé d'installer deux radiomètres dans le but de mieux maîtriser la connaissance de l'évolution du ciel durant une prise de données. Ils sont sensibles à l'humidité dans l'atmosphère et leurs mesures continues sont enregistrées en même temps que les prises de données de CELESTE.

Identiques à ceux utilisés par l'observatoire Pierre Auger, les radiomètres ont été mis en place récemment, en janvier 2003, dans l'expérience [28]. L'un possède un demi-champ de vue de 5° pour une vision détaillée, l'autre de 50° pour une vue d'ensemble. Ils pointent à 15° du zénith vers le sud, direction privilégiée de CELESTE.

II.1.2.1 Principe de fonctionnement

Les radiomètres ont une sensibilité en longueur d'onde de 10 ± 3 µm [181] qui correspond à celle de la vapeur d'eau (continuum d'absorption dans la bande de 8 à $12,5$ µm [166]) située dans la troposphère et la basse stratosphère (jusqu'à $\sim$ 12 km). Au-delà, il n'y a plus de vapeur d'eau et l'atmosphère est transparente au rayonnement infrarouge.

Les radiomètres sont plus souvent utilisés comme des sondes depuis l'espace car l'émission est plus facile à interpréter de ce point de vue là. Si l'on se place ainsi dans ce cas plus simple vu de l'espace, lorsque le ciel est dégagé, on mesure directement l'émission de la Terre qui correspond à une température de -28 °C environ. Si, au contraire, il y a de l'humidité (sous forme de nuages, brouillard ou même résiduelle), l'émission de la Terre sera absorbée. On mesurera alors l'émission de la vapeur d'eau qui est plus froide (fonction de la quantité de vapeur d'eau et de l'altitude). Plus le nuage est situé haut en altitude, plus cette émission sera froide. Les spécialistes arrivent à peu près à en déduire l'altitude des nuages dans le ciel (c'est ce que font les satellites METEOSAT équipés de radiomètres similaires à ceux de CELESTE). Mais il faut quand même tenir compte de l'émission de la Terre qui n'est pas nécessairement complètement absorbée selon la quantité de vapeur d'eau dans le ciel. En effet, l'absorption de ce rayonnement (et donc l'émission qui en résulte) dépend de la densité de colonne de vapeur d'eau. Par exemple, une couche d'environ 100 m de nuages suffira à absorber complètement le rayonnement venant du sol [92]. Si le rayonnement terrestre n'est pas complètement absorbé, on peut donc se retrouver à sous-estimer l'altitude d'un nuage qui paraîtra plus chaud qu'il ne l'est réellement. D'où la difficulté d'interprétation.

Si l'on regarde maintenant le ciel vu de la Terre, lorsqu'il n'y a pas de nuages l'émission nous apparaît très froide : c'est le rayonnement de la vapeur d'eau à la limite de la stratosphère que nous recevons. Quel que soit le temps, il y a toujours au moins une faible concentration de vapeur d'eau (mal connue) dans cette région. Dans le cas de présence de vapeur d'eau à plus faible altitude, on récupère son émission intégrée sur une distance qui nous est inconnue puisque l'émission de la vapeur d'eau à haute altitude peut ou non nous atteindre selon qu'elle est absorbée ou pas par la vapeur d'eau située plus bas. Nous recevons également une partie de celle de la Terre qui peut être absorbée puis réémise (toujours selon la quantité de vapeur d'eau dans le ciel). Il est alors très difficile de connaître l'état du ciel, c'est-à-dire la température réelle de la vapeur d'eau, sa quantité et dans quel volume elle se trouve (nuage dense peu épais ou humidité dans tout le ciel ?).

Citons l'exemple des aviateurs qui à partir d'un thermomètre au sol et d'un hygromètre parviennent à déduire approximativement l'altitude des nuages avant de décoller. Ils prennent en compte la température au sol, la température de rosée et considèrent que l'on perd $8\ ^\circ\mathrm{C\,km^{-1}}$ en montant. La base du nuage se trouvant là où les deux températures deviennent égales, l'altitude se déduit simplement. En mesurant, par exemple, une température au sol $T_{\mathrm{sol}} = 5$ °C et de rosée $T_{\mathrm{rosée}} = -10$ °C, il s'en déduit une altitude du nuage de :

$$\frac{T_{\mathrm{sol}} - T_{\mathrm{rosée}}}{8} = 1,9 \text{ km}$$

Cette estimation est bien adaptée pour des cumulus, nuages qui bloquent toute émission venant du dessus.

II.1.2.2 Mesures et apport

La figure II.1 présente deux exemples nets d'une prise de données lors d'une nuit très claire et d'une autre prise pendant un passage nuageux. Pour les données du 12 mars 2003, le ciel apparaît stable et froid (environ -26 °C). Quant aux données du 28 février 2003, elles montrent un beau passage nuageux : la température du ciel étant au début proche de -18 °C, elle monte progressivement à environ -9 °C lorsque le nuage arrive.

Pour comparaison, des résultats similaires sont obtenus par le LIDAR lors de ces mêmes nuits (figure II.2). D'après les données du LIDAR du 28 février, les nuages se trouvaient à environ 10 km. En appliquant le calcul précédent aux données des radiomètres, avec une température au sol $T_{\text{sol}} = 1$ °C et du nuage $T_{\text{nuage}} = -9$ °C, l'altitude obtenue est d'environ :

$$\frac{T_{\text{sol}} - T_{\text{nuage}}}{8} \approx 1,2 \text{ km}$$

Les radiomètres auraient ainsi tendance à sous-estimer l'altitude des nuages. De manière générale, il a été constaté que pour une température stable et inférieure à -20 °C environ, le ciel est bien dégagé. Au-dessus, pour des températures proches de -20 °C, même sans voir de nuages, l'état du ciel est douteux et les données de CELESTE sont à regarder attentivement. Enfin, pour des températures supérieures à -15 °C environ, il n'y a plus de doute sur la mauvaise qualité du ciel pour des observations.

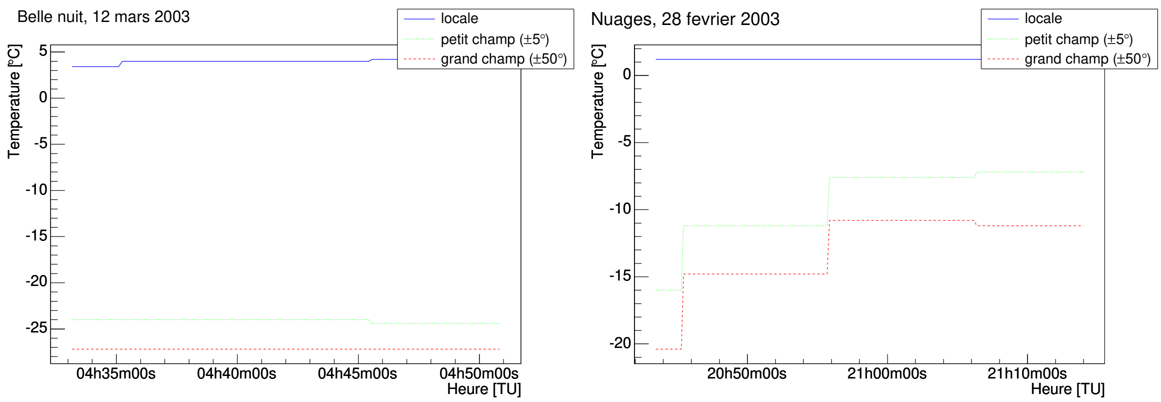


FIG. II.1 – *Exemple de mesures avec les radiomètres : belle nuit du 12 mars 2003 (à gauche) et nuages du 28 février 2003 (à droite) durant une prise de données de* 20 min *dans les deux cas. Pour chaque nuit, on a réprésenté les températures mesurées du radiomètre de petit champ de vue (*$\pm 5°$*) et celles du grand champ de vue (*$\pm 50°$*) ainsi que la température locale mesurée où ils sont installés. Les deux radiomètres voient la même chose à environ* 3 °C *près.*

Les radiomètres ne permettent pas de connaître la position des nuages avec la précision du LIDAR mais cela n'est pas nécessaire pour qualifier l'état de l'atmosphère. Ils ont ainsi permis des observations de la qualité du ciel durant la prise de données, chose totalement exclue avec le LIDAR émettant de la lumière parasite[50] pour une acquisition simultanée. Ils s'ajoutent ainsi aux critères de sélection des données récentes ayant ces informations.

II.1.3 Le LIDAR

Jusqu'ici, les moyens présentés pour connaître la qualité du ciel à Thémis ne sont pratiquement que qualitatifs et ne permettent pas de déterminer l'extinction atmosphérique selon l'état du ciel. Le LIDAR, appareil beaucoup plus délicat de compréhension et d'utilisation, a été exploité sur le site de décembre 2001 à juin 2004, soit durant deux saisons [44].

II.1.3.1 Principe de fonctionnement

Le principe du LIDAR est d'envoyer un tir laser, c'est-à-dire une lumière monochromatique de fréquence connue, cohérente et collimatée, dans une direction donnée vers le ciel et de

50. Cette lumière est non seulement parasite mais aussi dangereuse pour les photomultiplicateurss de CELESTE et CAT qui a justement subi des dommages à ce propos.

mesurer la fraction de lumière rétrodiffusée vers son miroir. Le LIDAR de CELESTE effectue ces mesures dans deux domaines de longueurs d'onde différentes : bande ultraviolette à 355 nm et verte à 532 nm (figure II.2). Il a permis de déterminer l'extinction atmosphérique à Thémis grâce à des tirs effectués de manière systématique au moins deux fois par nuit (début et fin), ainsi que dès qu'un changement de pointé de CELESTE en laissait le temps en milieu de nuit. Au cours d'une même nuit, cela a également permis aux personnes sur place de se rendre compte de l'évolution des nuages (formation, disparition) pour les prises de données.

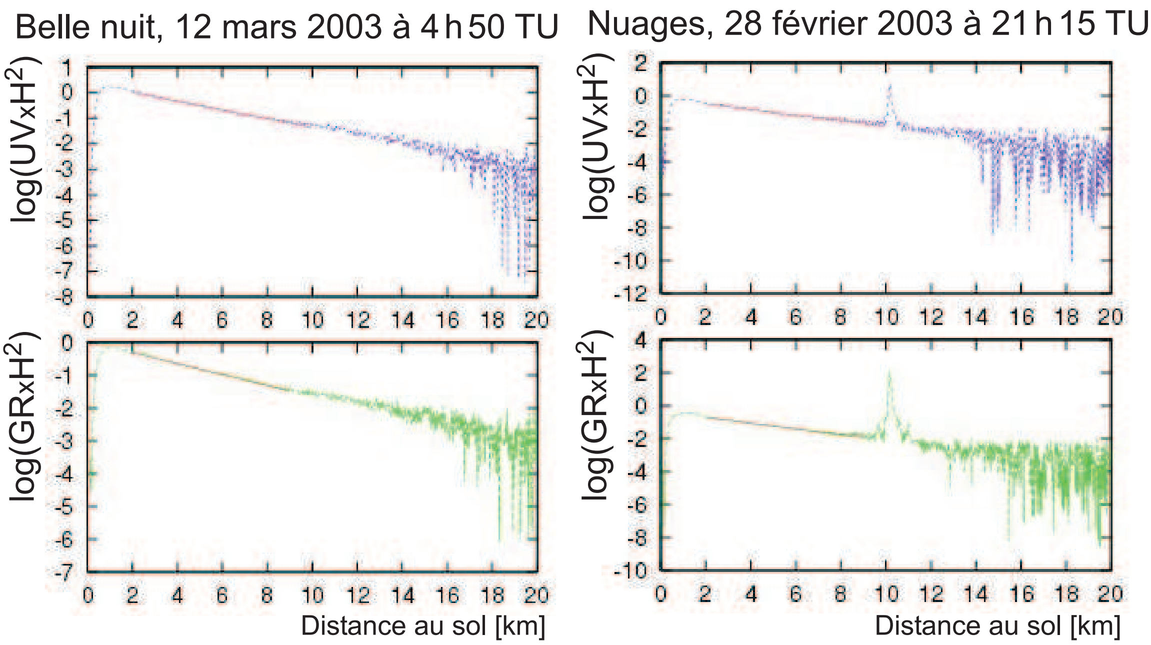


Fig. II.2 – *Exemple de mesures avec le LIDAR : les mêmes belle et mauvaise nuits que dans la figure II.1 pour le LIDAR dans les bandes ultraviolette (UV) et verte (GR) [94]. Le pic vers* 10 km *indique un nuage à cette altitude.*

II.1.3.2 Détermination de l'extinction atmosphérique

Le LIDAR mesure une tension $V(r)$ exprimée en V :

$$V(r) = V_0\, f(r)\, l_e\, \frac{A}{r^2}\, \beta(r)\, e^{-2\int_0^r \alpha(r')\, dr'} \tag{II.1}$$

avec

$r = \dfrac{h - h_0}{\cos\theta_z}$	échelle de mesure [km]
h	hauteur de diffusion [km]
h_0	altitude d'observation [km] (1,65 km à Thémis)
θ_z	angle de pointé par rapport à la direction z, verticale du lieu [°] (5° à Thémis, le tir étant dirigé vers le nord)
V_0	signal effectif en amplitude (correspond au signal initialement émis par le laser) [V]
$f(r)$	fonction de recouvrement d'émission-réception
l_e	longueur de l'échelle d'observation pour le signal reçu à un instant donné [km]
A	surface collectrice [km²] (miroir de 60 cm de diamètre)
β	coefficient de rediffusion [km^{-1} sr^{-1}]
α	coefficient d'extinction atmosphérique [km^{-1}]

Notons que le produit $V_0\, l_e\, A$ inclut toutes les constantes instrumentales.

Il existe une méthode (méthode de Klett décrite dans [46]) qui permet d'inverser le problème afin d'obtenir les deux inconnues $\alpha(r)$ et $\beta(r)$. On suppose ensuite que l'extinction atmosphérique se décompose en deux paramètres : le premier, l'extinction de Rayleigh, dépend de la longueur d'onde de la lumière émise et de la densité du milieu qui varie peu et a été fixée suivant [84], le second, l'extinction de Mie, est dû aux nuages et aérosols, évoluant dans l'année en fonction de la saison [51]. Les aérosols ne sont pas pris en compte car le lot de tirs LIDAR utilisé (301 dans l'ultraviolet, 287 dans le vert) a été sélectionné pour ne contenir ni nuages, ni aérosols et avoir une extinction mesurée supérieure à l'extinction de Rayleigh attendue.

Trois extinctions ont ainsi été déterminées entre 300 et 700 nm pour les simulations (figure II.3). La première correspond à l'extinction atmosphérique typique de Thémis (marquée « *Themis 2002-3 typical* » en pointillés). La seconde correspond à l'extinction obtenue lors des nuits les plus claires (marquée « *Themis 2002-3 clear* » en doubles tirets), enfin la dernière correspond à l'extinction obtenue lors des nuits moins claires (marquée « *Themis 2002-3 dirty* » en triples tirets). Cette dernière est à prendre en compte pour les prises de données ayant eu lieu au printemps. CELESTE, dont les mesures s'étalent de septembre à juin, voit ses taux de comptage diminuer de 40 % au printemps. L'atmosphère est en effet moins transparente du fait de son réchauffement. La source Mrk 501 observée de mars à juin est directement concernée par cet effet.

Des problèmes sont apparus pour analyser les tirs LIDAR mais les extinctions obtenues semblent correctes car en accord avec des mesures photométriques effectuées à Thémis : une caméra CCD fixée à un télescope amateur a permis de mesurer l'éclat d'étoiles dans les domaines bleu et vert au moyen de deux filtres (marqué « *Themis CCD 11-12/01/2003* » en triangles pleins et « *Themis CCD 24-26/04/2004* » en losanges pleins sur la figure) et d'en déduire l'extinction atmosphérique sur le site.

II.1.4 Simulations Monte-Carlo

L'entrée des photons gamma dans l'atmosphère (dès 60 km au-dessus du niveau de la mer), la création de gerbes, enfin la production d'émission Tcherenkov, telles que décrites au § I.1.2.1 p. 11, ont été simulées à l'aide de CORSIKA *(Cosmic ray simulations for KASCADE [52])*, simulateur utilisant les techniques de Monte-Carlo [53] [85]. La version de CORSIKA choisie est la version 4.50E utilisant les simulateurs GHEISHA pour la basse énergie et VENUS pour la haute énergie. L'indice « E » est propre à l'utilisation pour CELESTE, il indique la version du code adaptée à l'expérience (prise en compte de l'absorption atmosphérique pour les photons Tcherenkov et distribution des photons en longueur d'onde). D'autre part, cette adaptation a servi à diminuer le temps de calcul : réduction de la production des gerbes au champ d'héliostats et prise en compte, dès la génération des photons, de la réflectivité des miroirs et de l'efficacité quantique des photomultiplicateurs.

51. Il existe un troisième paramètre lié aux raies d'absorption des molécules contenues dans l'atmosphère telles que l'eau ou l'ammoniac mais la fenêtre d'observation de CELESTE n'est pas concernée par ces phénomènes.

52. KASCADE, *Karlsruhe shower core and array detector*, est une expérience de mesure des rayons cosmiques de ultra-haute énergie basée à Karlsruhe en Allemagne. Remarque : celle-ci n'a rien à voir avec le code de simulation KASCADE cité en note de bas de page 22 p. 17. Le code ISU, dont il était question, n'est pas utilisé pour générer les acceptances du détecteur car moins précis que CORSIKA.

53. Le principe d'une simulation Monte-Carlo, connaissant les lois d'apparition stochastiques des événements étudiés, est de reproduire ces événements auxquels on fera subir ensuite le même traitement d'analyse qu'aux événements expérimentaux.

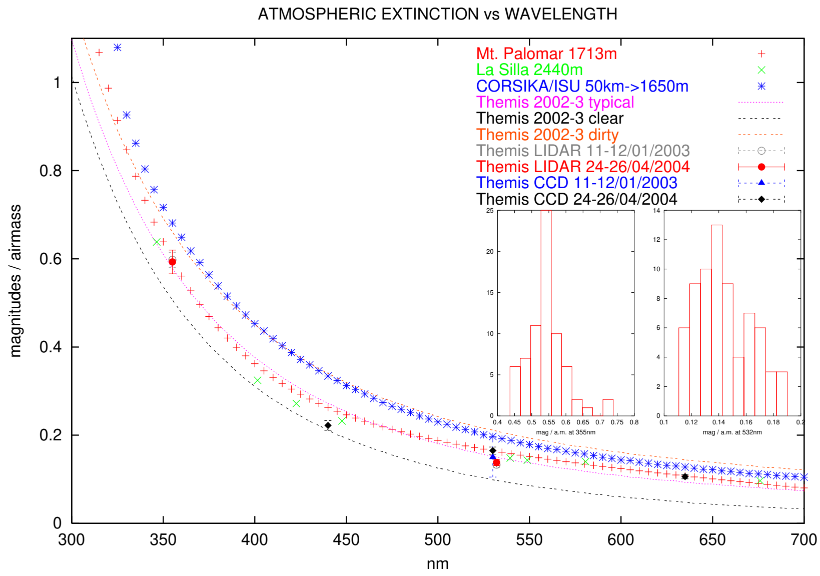


FIG. II.3 – *Extinction atmosphérique en fonction de la longueur d'onde pour les différents modèles indiqués sur la figure [46]. Le modèle* « Themis 2002-3 typical » *typique de Thémis est proche de l'extinction mesurée au Mont Palomar* (« Mt. Palomar 1713m ») *[84] et des mesures photométriques avec la caméra CCD. Les histogrammes montrent la distribution des extinctions atmosphériques mesurées par les différents tirs LIDAR à* 355 nm *et* 532 nm.

La qualité de l'atmosphère intervient à deux niveaux dans les simulations. D'une part, l'angle d'incidence θ_C du photon Tcherenkov dépend de l'indice de réfraction (équation I.6 p. 15), lui-même fonction de la densité de l'air ρ : $n(\rho) = 1 + k\rho$, k étant une grandeur ne dépendant que de la nature du gaz et de la longueur d'onde de la lumière [118, p. 127]. La densité de l'air ρ [g L^{-1}] est fonction de l'altitude et peut s'écrire sous la forme :

$$\rho(h) \approx \rho_0 \, e^{-\frac{h}{h_0}} \tag{II.2}$$

avec $\rho_0 = 1,2$ g L^{-1} densité de l'air au niveau de la mer et à 20 °C
$h_0 = 7,5$ km altitude de référence

En pratique, $\rho(h)$ est générée sur cinq couches avec l'atmosphère « *U.S. standard* » du simulateur dont l'extinction est représentée sur la figure II.3 (atmosphère nommée « *CORSIKA/ISU 50km→1650m* », étoiles). La variation de l'extinction atmosphérique est négligeable sur la valeur de θ_C et n'a pas été prise en compte à ce niveau de la simulation.

D'autre part, la lumière Tcherenkov émise (de 20 km jusqu'à 1,65 km au lieu d'observation) subit de l'absorption et de la diffusion dues à son passage dans l'air. La bonne connaissance de l'extinction atmosphérique joue ici un rôle prépondérant. Comme il a été dit, son évaluation, en tenant compte des nuages et aérosols, est extrêmement délicate. Mais l'effet saisonnier peut en revanche être pris en compte. Aussi, les simulations effectuées utilisent, dans le cas des nuits typiques, l'atmosphère « Mrk 421 », pour des raisons d'ancienneté du code (non représentée sur la figure II.3), qui est très proche de l'atmosphère typique [54]. Dans le cas des simulations durant des nuits de printemps pour lesquelles les taux de comptage ont fortement diminué, c'est une atmosphère salie, nommée « *dusty* », qui a été choisie (le choix de l'atmosphère est expliqué aux § II.4.1 p. 83 et III.1.1.3 p. 98).

Les fichiers simulés de photons étant trop gros pour être conservés, la simulation de l'optique de CELESTE s'enchaîne directement.

54. L'atmosphère « Mrk 421 » a été générée à partir de tirs LIDAR effectués lors de périodes d'observation du blazar Mrk 421.

Chapitre II.2

Simulation de l'optique de CELESTE

Le désir de préciser l'échelle en énergie de CELESTE a conduit à contrôler pas à pas la simulation de l'optique du détecteur [132] qui reproduisait assez mal certaines données de photométrie stellaire. En effet, CELESTE détectant l'émission du domaine bleu du ciel, les étoiles permettent de tester les simulations optiques en comparant les éclairements mesurés déduits des courants d'anode des photomultiplicateurs aux éclairements attendus d'après la simulation et les magnitudes connues de ces étoiles. Contrairement à l'émission Tcherenkov, les étoiles sont des sources ponctuelles et l'on peut tout de même penser que les différences constatées pour les éclairements sont moins marquées pour les gerbes Tcherenkov. Notons également que l'émission d'une étoile est atténuée depuis son entrée dans l'atmosphère jusqu'au détecteur tandis que l'émission Tcherenkov est atténuée alors que l'atmosphère a déjà été traversée en grande partie. L'atmosphère devenant beaucoup plus dense plus on se rapproche de la mer (environ $0,3\ \mathrm{g\,L^{-1}}$ à 10 km d'altitude contre $1,5 \times 10^{-3}\ \mathrm{g\,L^{-1}}$ à 50 km d'altitude, voir équation II.2 p. 72), cette différence d'atténuation est négligeable. Ainsi, les éclairements mesurés sur des étoiles connues étaient environ moitié moins élevés que ceux prédits par la simulation. Ce travail a fait l'objet de plusieurs notes internes de collaboration [165, 41, 25], résumées dans ce chapitre.

La chaîne optique comprend, comme il a été vu au chapitre I.2, les héliostats, les miroirs secondaires et les cônes de Winston associés aux photomultiplicateurs. Leurs caractéristiques influençant la reproduction du détecteur, celles-ci ont été contrôlées et modifiées pour mieux rendre compte de la réalité (§ II.2.1 et II.2.2). L'effet de ces changements dans la simulation est présenté sur les mesures d'éclairement de l'étoile 51 UMa située dans le champ de vue du blazar Mrk 421 déduites des courants d'anode enregistrés dans les données de Mrk 421 (§ II.2.3).

II.2.1 Les miroirs de l'expérience

Réflectivité des miroirs La réflectivité concernant l'ensemble des miroirs de CELESTE a été dégradée pour rendre compte des nouvelles mesures effectuées. Elles ont montré que la réflectivité est plus faible que celle utilisée dans la simulation. Une perte supplémentaire de 10 % est ajoutée à la réflectivité des miroirs secondaires pour tenir compte du filet de sécurité suspendu à l'entrée de la tour [55].

Une étude menée sur des cartographies d'étoiles a permis de régler les paramètres d'aberration et de focalisation des héliostats, le premier jouant sur l'ensemble des héliostats, le second étant plus spécifique à leur position dans le champ.

55. Ce filet, installé assez tardivement dans l'expérience, avait été oublié dans la simulation alors que les pertes de lumière dues à sa présence augmentent assez vite avec l'angle de pointé (pertes d'environ 10 % si la lumière arrive de face, 14 % si elle a un angle de 45°).

Défauts des héliostats L'aberration liée à la rugosité des miroirs d'héliostats participe à la déformation de la tache de lumière observée par l'optique secondaire. Elle a été légèrement augmentée (valeur empirique fixée à 3 mrad contre $1,5$ mrad auparavant).

Focalisation des héliostats L'étude menée sur la focalisation des héliostats a révélé que ce paramètre était la source majeure des écarts entre les simulations et les données pour une transmission totale. Les héliostats simulés ont ainsi été défocalisés pour mieux reproduire les profils d'étoiles obtenus lors des cartographies. Les vingt-quatre héliostats proches de la tour ont été défocalisés de 10 %, tandis que les autres l'ont été de 20 %. Une défocalisation positive de 10 % signifie que la focale de l'héliostat, ou rayon de la sphère entre le centre de l'héliostat et les miroirs secondaires, a été augmentée de 10 %. La figure II.4 montre l'effet de défocalisation sur l'image simulée de la Lune.

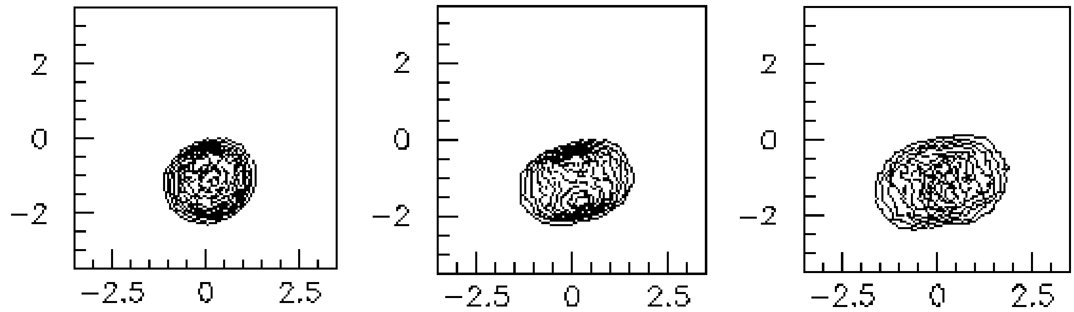


FIG. II.4 – *Simulation de l'image réfléchie de la Lune par l'héliostat H03* 1 h *avant son transit. De gauche à droite : focalisation nominale,* 10 % *de défocalisation et* 20 % *de défocalisation [51, 165].*

II.2.2 Les photomultiplicateurs

Efficacité quantique des photocathodes Des modifications d'efficacité quantique des photocathodes ont été effectuées pour prendre en compte des effets propres à chaque voie tels que l'état des miroirs d'héliostats (tachés ou cassés, [79] et [93, rubrique « Héliostats »]) ainsi que les caractéristiques de chaque photomultiplicateur fournies par le constructeur. La simulation utilise ainsi une nouvelle table des valeurs d'efficacités quantiques.

Gains des photomultiplicateurs Les gains des photomultiplicateurs doivent être bien connus car ils sont nécessaires pour convertir les courants d'anode des photomultiplicateurs en éclairements. Deux méthodes permettent de retrouver les gains des photomultiplicateurs. La première est basée sur la forme de l'impulsion du photo-électron :

$$ge = \frac{V\tau}{Rg_\mathrm{b}\ln 2} \times 1\,000 \qquad \text{(II.3)}$$

avec	ge	gain [fC]
	V	tension de l'impulsion [mV]
	τ	largeur à mi-hauteur correspondante [ns] $\frac{\tau}{\ln 2} = \tau_1 + \tau_2$ τ_1 et τ_2, paramètres des exponentielles ajustées à l'impulsion
	$R = 50\ \Omega$	impédance des câbles coaxiaux de toute l'électronique
	$g_\mathrm{b} = 125$	gain des bases des photomultiplicateurs et des cartes d'amplification (5×25)

La seconde méthode utilise le bruit de fond du ciel. La largeur de la distribution du début de la fenêtre de numérisation (avant l'apparition du signal) donne l'éclairement déterminé dans [41] :

$$b = \left(\frac{\sigma_{20}}{5,79 + 9,76\tau}\right)^2 \tag{II.4}$$

avec b éclairement [pe ns^{-1}]
σ_{20} largeur de la distribution [pe]
τ largeur à mi-hauteur [ns]

et

$$b = \frac{i}{g\mathrm{e}} \tag{II.5}$$

avec i courant d'anode du photomultiplicateur [µA]

Ce dernier jeu de gains obtenu dépend de la prise de données considérée et leurs valeurs sont en moyenne supérieures de 22 % au premier jeu de gains. Les différences peuvent s'expliquer par la présence probable de bruit supplémentaire dû à l'électronique dans ce qui est pris pour du bruit de fond du ciel. Cela a pour effet de donner des éclairements plus grands et des gains plus petits que dans la réalité. Au final, c'est le jeu de gains des photomultiplicateurs déterminé par la forme de l'impulsion du photo-électron qu'il a été choisi d'utiliser.

II.2.3 Effet des changements

Les modifications dans la simulation des miroirs et des gains des photomultiplicateurs sont résumés dans le tableau II.5 p. 91 : on estime l'incertitude systématique sur la chaîne optique à environ 12 %. Ces changements ont principalement été effectués sur base de données de cartographies d'étoiles. Pour chaque héliostat, l'éclairement attendu peut être déterminé. Le catalogue [10] a été utilisé pour retrouver les spectres des étoiles mesurées et reproduire les éclairements attendus. Les courants d'anode des photomultiplicateurs ont permis de retrouver ces mêmes éclairements à partir de la relation II.5.

Les cartographies d'étoiles n'étant pas très nombreuses, une étude complémentaire pour valider les changements dans la simulation a été menée sur l'étoile 51 UMa, située dans le champ de vue du blazar Mrk 421 pour lequel de nombreuses données ont été enregistrées. L'inconvénient des données prises sur Mrk 421 est que, les pointés utilisés étant convergents, seuls quelques héliostats au centre du champ voient l'étoile 51 UMa. C'est pourquoi il n'a pas été possible d'effectuer les modifications de simulation directement à partir de ces données.

Le choix des héliostats étudiés en fonction de la visibilité de l'étoile est tout d'abord expliqué. Les simulations effectuées pour reproduire au mieux les éclairements attendus dans le champ de vue de Mrk 421 sont également détaillées. L'étude a porté sur l'ensemble des données prises sur le blazar, c'est-à-dire les données à quarante héliostats en simple pointé à 11 km et en double pointé à 11/25 km, et les données à 53 héliostats en simple pointé veto à 11 km. Pour finir, simulations et données sont comparées.

II.2.3.1 Choix des héliostats étudiés

Mrk 421, blazar peu lumineux dans le visible [56] ($M_{\mathrm{B}} = 14,01$) est situé à 0,64 mrad de l'étoile 51 UMa (HD 95934). Le champ de vue d'un héliostat étant de ±5 mrad [57], si celui-ci

56. Toutes les caractéristiques concernant les astres proviennent de la base de données Simbad [99].
57. Ce champ de vue est à peu près équivalent à la taille apparente de la Lune de $0,5°$, soit $8,5$ mrad.

pointe en direction de Mrk 421, il verra l'étoile 51 UMa. Cette dernière a pour magnitude, dans le domaine visible bleu, proche de la sensibilité de CELESTE, $M_{\mathrm{B}} = 6,16$ et fait partie d'un système double avec BD+39 2414B dont la magnitude est $M_{\mathrm{B}} = 12,6$. Le rapport de deux éclairements E_1 et E_2 pour des étoiles de magnitudes respectives m_1 et m_2 s'exprimant par :

$$\frac{E_1}{E_2} = 10^{\frac{m_2 - m_1}{2,5}}$$

l'étoile BD+39 2414B ne contribue à l'éclairement total qu'à hauteur de 0,003 fois l'éclairement de 51 UMa. Sa présence sera donc négligée. Seuls les objets dont la contribution est supérieure à 5 % de l'éclairement de 51 UMa, soit une magnitude $M_{\mathrm{B}} \leq 9,41$, seront pris en compte (figure II.5).

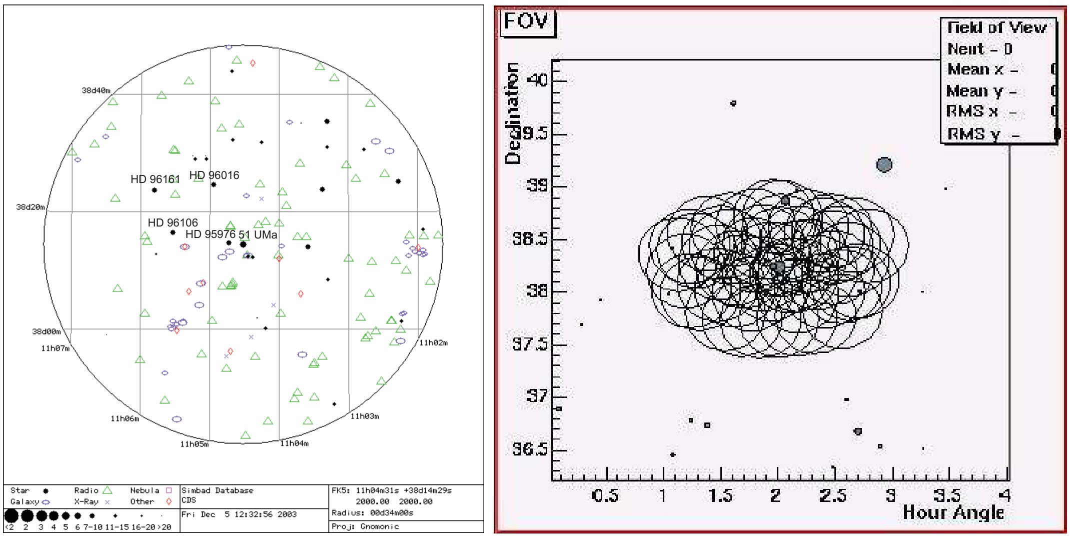


FIG. II.5 – *À gauche : objets dans la région de rayon* 10 mrad = 34′ *autour de Mrk 421 (soit deux fois le champ de vue d'un héliostat pour avoir toutes les étoiles visibles en pointé à* 11 *ou* 25 km *par les héliostats du centre du champ [99]). À droite : représentation des champs de vue des héliostats (cercles vides) pointant Mrk 421 à* 11 km. *Les étoiles présentes dans cette région du ciel apparaissent en cercles pleins.*

Dans une région de deux fois le champ de vue d'un héliostat, cette sélection laisse quatre autres étoiles en plus de 51 UMa : HD 95976, HD 96016, HD 96106 et HD 96161 qui sont prises en compte dans les simulations. Le tableau II.1 récapitule leurs caractéristiques principales avec leurs emplacements indiqués sur la figure II.5.

Étoile	Coordonnées		M_{B}
	α	δ	
51 UMa (HD 95934)	$11^{\mathrm{h}}\,04^{\mathrm{m}}\,31,23^{\mathrm{s}}$	$38°\,14'\,28,9''$	6,16
HD 95976	$11^{\mathrm{h}}\,04^{\mathrm{m}}\,43,88^{\mathrm{s}}$	$38°\,14'\,47,9''$	7,92
HD 96016	$11^{\mathrm{h}}\,04^{\mathrm{m}}\,57,25^{\mathrm{s}}$	$38°\,24'\,38,0''$	8,31
HD 96106	$11^{\mathrm{h}}\,05^{\mathrm{m}}\,31,90^{\mathrm{s}}$	$38°\,16'\,33,6''$	9,41
HD 96161	$11^{\mathrm{h}}\,05^{\mathrm{m}}\,48,35^{\mathrm{s}}$	$38°\,23'\,39,7''$	8,25

TAB. II.1 – *Liste des étoiles visibles (de magnitude inférieure à 9,41) dans le champ de vue de* 34′ *autour de Mrk 421 avec leurs coordonnées (α : ascension droite, δ : déclinaison) et magnitudes bleues.*

Ces étoiles ne faisant pas partie du code de simulations, car trop peu lumineuses, elles ont été remplacées dans le code par des étoiles de même type spectral auxquelles une correction en magnitude a été appliquée.

Le code de simulation permet de déterminer pour chaque héliostat la distance entre le centre de son champ de vue et une étoile donnée. Ce travail a été effectué tout d'abord pour l'étoile 51 UMa pour faire le tri entre les héliostats la voyant ou non. Seuls les huit héliostats pour lesquels 51 UMa se trouve à moins de 4 mrad en pointé à 11 km ont été étudiés (limitation à 4 mrad bien que le champ de vue soit de ±5 mrad pour éviter tout effet de bordure).

II.2.3.2 Simulation des étoiles dans le champ de vue

Ensuite, le même calcul a été appliqué aux quatre autres étoiles de plus forte magnitude afin de déterminer pour chaque héliostat quels éclairements doivent être superposés. Le tableau II.2 montre les résultats de ces calculs pour l'héliostat E03, situé très près du centre du champ d'héliostats, voyant le mieux l'étoile 51 UMa. Les distances calculées sont moyennées sur quatre-vingt prises de données pour tenir compte de l'effet de pointé variable en angle horaire. Pour cet héliostat, toutes les étoiles sont simulées. Cela n'est plus le cas dès que l'héliostat est un peu excentré du centre du champ d'héliostats. La figure II.6 montre les éclairements simulés pour toutes les étoiles du champ de vue de l'héliostat E03 avant et après changements dans la simulation. La courbe la plus haute est la somme de tous les éclairements pris en compte.

Étoile	Distance moyenne à l'étoile [mrad]
51 UMa (HD 95934)	1,6
HD 95976	1,1
HD 96016	2,1
HD 96106	3,3
HD 96161	4,7

TAB. II.2 – *Distances angulaires des cinq étoiles de magnitude $M_B \leq 9,41$ au centre du champ de vue de l'héliostat E03 pointant à* 11 km*, moyennées sur quatre-vingt prises de données.*

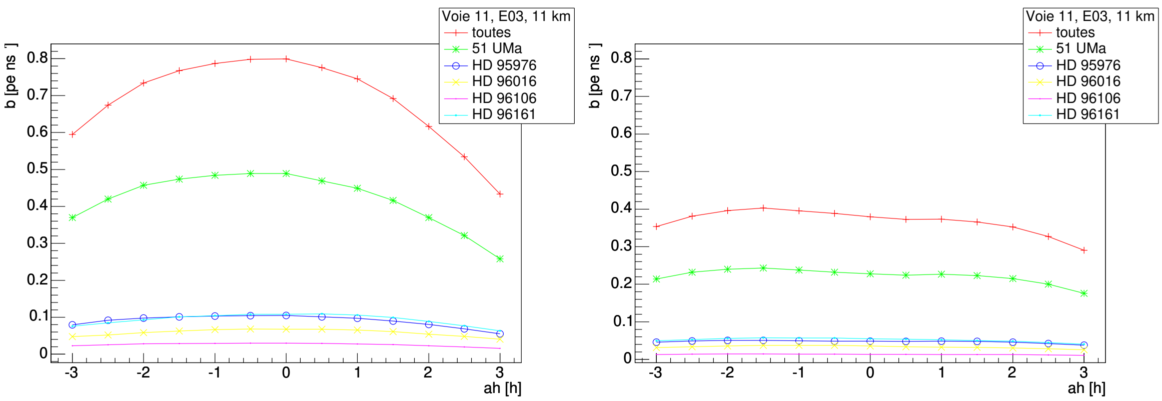


FIG. II.6 – *Éclairements simulés b pour l'héliostat E03 pointant Mrk 421 à* 11 km *avec décomposition des étoiles prises en compte en fonction de l'angle horaire* ah*. À gauche : ancienne simulation. À droite : simulation actuelle.*

II.2.3.3 Comparaison des simulations aux données

Les éclairements sommés simulés ont pu être comparés aux données prises sur le blazar Mrk 421. Connaissant les courants d'anode des photomultiplicateurs, les éclairements mesurés ont été déduits (équation II.5). Ceux-ci sont représentés pour l'héliostat E03 sur la figure II.7 en fonction de l'angle horaire. Une parabole est ajustée aux points de mesures. Les éclairements simulés sont superposés aux données avant et après les changements dans la simulation. Les histogrammes des rapports des données sur simulations avant et après changements sont également représentés : la nouvelle simulation donne un rapport valant $0,99$ en moyenne (pour les huit héliostats sélectionnés) avec une dispersion de 12 %, contre un rapport moyen de $0,62$ avec une dispersion de 24 % pour l'ancienne simulation.

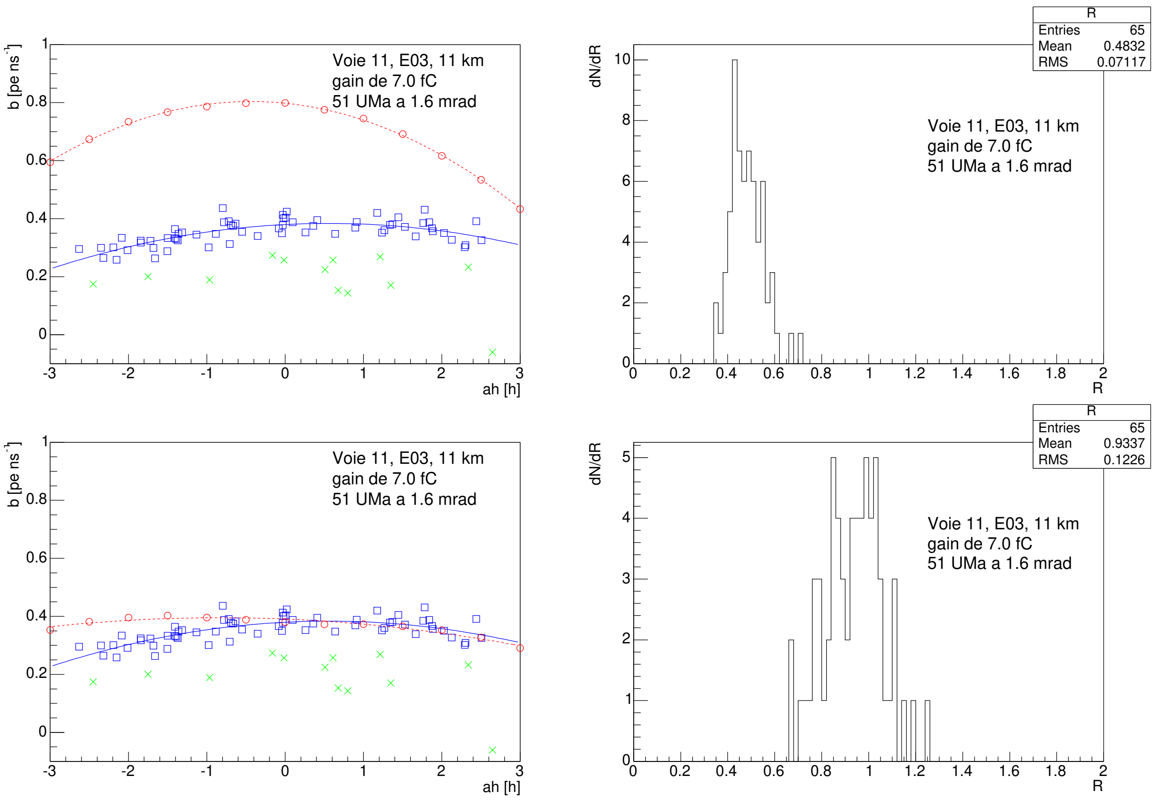


FIG. II.7 – *Comparaison des éclairements b mesurés et simulés sur l'étoile 51 UMa. En haut : ancienne simulation, en bas : simulation modifiée. À gauche : éclairements* ON – OFF *en fonction de l'angle horaire* ah *et ajustements effectués pour l'héliostat E03 pointant Mrk 421 à* 11 km. *Carrés et courbe en trait continu : données ajustées par une parabole, cercles et courbe en tirets : simulations (qui prennent en compte l'étoile 51 UMa, les autres étoiles visibles dans le champ de vue et le pointé). Croix : données de faibles éclairements non utilisées pour les comparaisons. À droite : histogramme du rapport R des éclairements des données sur l'ajustement des éclairements simulés.*

Cette version améliorée de la simulation est utilisée dans le reste du document. Les simulations de gerbes atmosphériques générées avec CORSIKA passent par cette étape reproduisant l'optique de CELESTE pour donner les photo-électrons mesurés en sortie des photomultiplicateurs. Les fichiers de photo-électrons sont gardés par sécurité ou pour des comparaisons ou contrôles ultérieurs car de tailles acceptables. Ils sont ensuite utilisés en paramètre d'entrée pour la simulation de l'électronique du détecteur.

Chapitre II.3

Simulation de l'électronique de CELESTE

Deux simulations de l'électronique de l'expérience ont été réalisées. La première, nommée ancienne simulation, a fait l'objet d'une thèse [131] et a été développée à partir des données à quarante héliostats pour l'ancienne analyse de CELESTE [132]. La seconde, nommée nouvelle simulation, décrite dans [40], a été réalisée pour simplifier la simulation et mieux l'intégrer au code. Elle a été validée sur des données à 53 héliostats pour la nouvelle analyse utilisée dans ce document (chapitre III.2 p. 105).

Dans un souci de cohérence des résultats présentés, il a été décidé de n'utiliser qu'une seule simulation pour l'ensemble des données. Afin de choisir entre les deux codes, des simulations de chaque électronique ont été réalisées dans des conditions comparables. Le choix des conditions testées est exposé (§ II.3.1) avec les résultats simulés obtenus sur les distributions des variables d'analyse (§ II.3.2). Ces distributions sont, pour finir, comparées à celles obtenues pour des prises de données (§ II.3.3). Les comparaisons présentées ci-après sont un résumé de la note interne de collaboration [26].

II.3.1 Simulations effectuées

Les simulations présentées dans ce chapitre ont toutes été réalisées à partir du même fichier optique de photo-électrons simulés, issus d'un spectre en direction du Crabe au transit, d'indice spectral différentiel -2, pour les 53 héliostats en pointé veto. Le fichier comprend 17 850 événements entre 50 et 1 000 GeV.

L'ancienne simulation électronique génère le bruit de fond du ciel de manière uniforme à un niveau choisi de $1,4$ pe ns^{-1} à partir des données des courants d'anode des photomultiplicateurs de plusieurs mesures sur le Crabe. Un bruit électronique de $3,5$ e^{-} ns^{-1} (électron par nanoseconde) y est ajouté. La nouvelle simulation ne fait pas de distinction entre les deux types de bruits car elle détermine le bruit directement à partir d'un fichier de données. Le niveau de bruit est ainsi donné par la mesure réelle, puis les pics à 1 pe sont simulés avec la forme :

$$f(t) = \begin{cases} e^{\frac{t}{\tau_1}} & \text{pour } t < 0 \\ A\, e^{\frac{t}{\tau_2}} + (1-A)\, e^{\frac{t}{\tau_3}} & \text{pour } t > 0 \end{cases} \tag{II.6}$$

avec $\quad A = \dfrac{\tau_1 + \tau_3}{\tau_3 - \tau_2}$

Leur largeur à mi-hauteur est $\tau = (\tau_1 + \tau_2) \ln 2$, avec pour valeur choisie $3,9$ ns [58] et une dispersion en amplitude de 30 % [41]. Deux simulations ont été générées pour la nouvelle

58. La figure I.16 p. 29 indique plutôt $3,5$ ns pour la voie observée ; la valeur de $3,9$ ns provient d'une moyenne sur les différentes voies FADC.

simulation de l'électronique. Le fichier issu de l'ancienne simulation électronique a été injecté à la première en guise de bruit. De cette manière, cette simulation utilise le même bruit que l'ancienne simulation électronique et les deux fichiers sont donc comparables. La deuxième simulation générée a reçu un fichier réel de données prises sur le Crabe après égalisation du bruit de fond du ciel afin d'être comparée aux données dans sa version optimale [59].

Trois majorités et deux seuils de déclenchement différents ont été testés. Les nombres d'événements ayant déclenché l'acquisition pour chaque simulation sont répertoriés dans le tableau II.3. L'écart entre les ancienne et nouvelle simulations semble stable.

Majorité de déclenchement	Seuil par héliostat [mV]	Nombre d'événements ancienne simulation	Nombre d'événements nouvelle simulation (bruit de fond du ciel de l'ancienne simulation)	Écart [%]	Nombre d'événements nouvelle simulation (bruit de fond du ciel de données sur le Crabe)
3/6	45	5 784	5 510	5 ± 2	5 522
4/6	45	4 998	4 667	7 ± 2	4 679
4/6	50	4 505	4 217	6 ± 2	4 236
5/6	50	3 685	3 499	5 ± 2	3 507

TAB. II.3 – *Déclenchements obtenus avec les différentes simulations électroniques effectuées sur un spectre du Crabe entre* 50 *et* 1 000 GeV.

II.3.2 Comparaison des deux simulations

Différentes variables d'analyse permettant de construire la variable d'analyse finale ξ, utilisée dans ce document pour établir le signal des sources et dont la construction est détaillée au § III.2.3 p. 107, ont été comparées pour les deux versions de simulations :

- HSUM[0] : valeur maximale de la distribution de la charge des voies sommées (hauteur de la distribution) en unité de pas codeur vertical [vdc] $\approx$ [pe] ;
- HSUM[2] : largeur à mi-hauteur à gauche de cette distribution en unité de pas codeur horizontal [hdc] $\approx$ [ns] ;
- HSUM[3] : largeur à mi-hauteur à droite de cette distribution en unité de pas codeur horizontal [hdc] $\approx$ [ns] ;
- HSUM[0]/(HSUM[2]+HSUM[3]) : hauteur sur largeur de la distribution de la charge en unité de pas codeur vertical sur horizontal [$\mathrm{vdc\,hdc^{-1}}$] $\approx$ [$\mathrm{ns\,pe^{-1}}$] ;
- ξ : moyenne des hauteurs sur largeurs de la distribution de la charge pour 24 positions à 200 m autour du maximum de gerbe trouvé divisée par hauteur sur largeur de la distribution de la charge au maximum de gerbe [sans unité].

La figure II.8 présente les distributions superposées de ces variables pour les ancienne et nouvelle simulations (cette dernière avec le bruit de l'ancienne simulation) en majorité 4/6 avec seuil de 45 mV par héliostat.

59. La procédure d'égalisation du bruit de fond du ciel entre les données *ON* et *OFF* est expliquée au § III.1.2 p. 99. Dans ce cas présent des simulations, il est important de prendre en compte l'ajout de bruit pour la comparaison de la variable d'analyse ξ issue des données et des simulations. Celle-ci utilise le signal mesuré sommé sur toutes les voies d'enregistrement (§ III.2.3 p. 107) : une différence de niveau de bruit entre simulations et données est ainsi multipliée par le nombre de voies, dans cette variable.

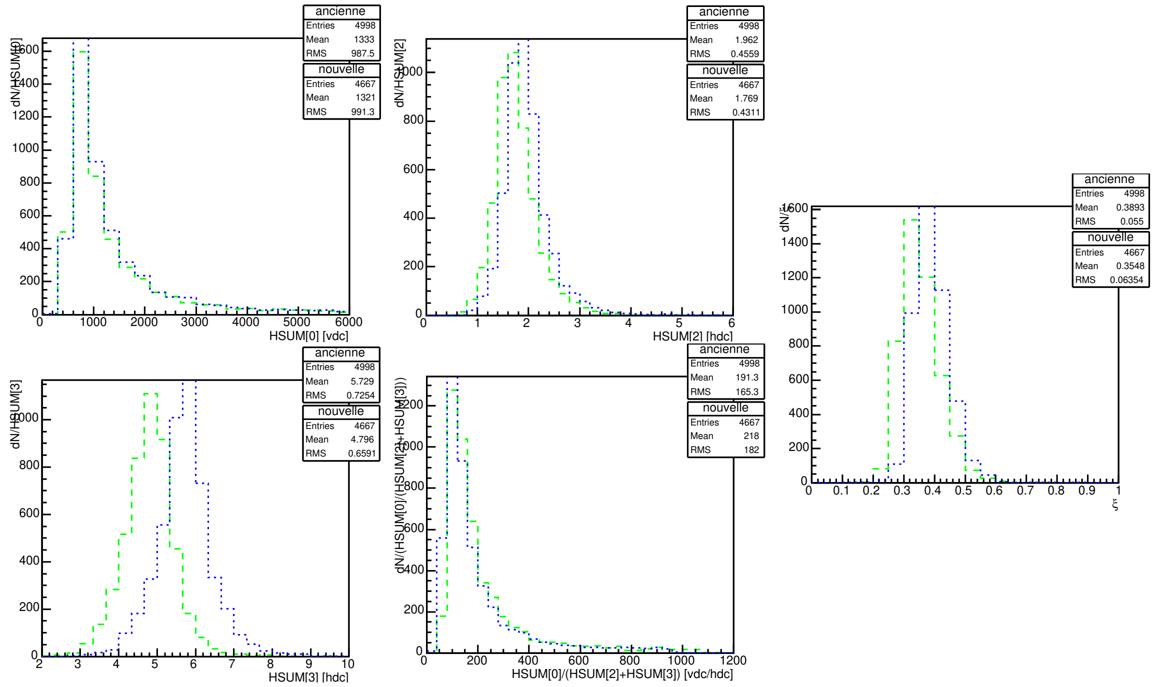


FIG. II.8 – *Distributions superposées des variables d'analyse (voir texte) pour les ancienne et nouvelle simulations de l'électronique en majorité 4/6, avec un seuil de* 45 mV *par héliostat. La nouvelle simulation présentée ici (tirets) a été générée avec le bruit de l'ancienne simulation (pointillés).*

Les distributions sont, dans l'ensemble, assez proches, ce qui est très encourageant étant donné que les simulations ont été créées de manière totalement indépendante. La distribution de HSUM[3] est décalée à droite dans l'ancienne simulation et cela s'en ressent pour la variable ξ bien que l'écart se réduise pour cette dernière. L'écart à la moyenne entre les deux distributions de ξ est de 9 %, l'ancienne simulation étant décalée à droite par rapport à la nouvelle.

II.3.3 Comparaison aux données

Les données utilisées pour comparaison sont les données $ON - OFF$ (pour retrouver les photons gamma simulés) du lot de données Crabe en pointé veto à 53 héliostats, validées par les coupures de tri des données (§ III.3.1 p. 113). La figure II.9 présente les distributions des mêmes variables qu'en figure II.8 avec superposition en haut, de l'ancienne simulation aux données, en bas, de la nouvelle simulation aux données. La variable HSUM[3] pour laquelle un désaccord existe entre les deux simulations est mieux reproduite par la nouvelle simulation [60], tout comme la variable ξ (trop à droite de 15 % environ pour l'ancienne simulation). Le reste des variables est assez bien reproduit par les deux simulations.

La nouvelle simulation (avec bruit de fond du ciel généré à partir de données réelles) sera utilisée par la suite pour déterminer les coupures d'analyse qui seront appliquées aux données, ainsi que les acceptances du détecteur permettant le calcul du flux des sources observées à partir du nombre d'événements mesuré.

60. Remarquons que l'effet du bruit utilisé dans la nouvelle simulation n'est pas visible, les deux distributions de ξ étant très proches.

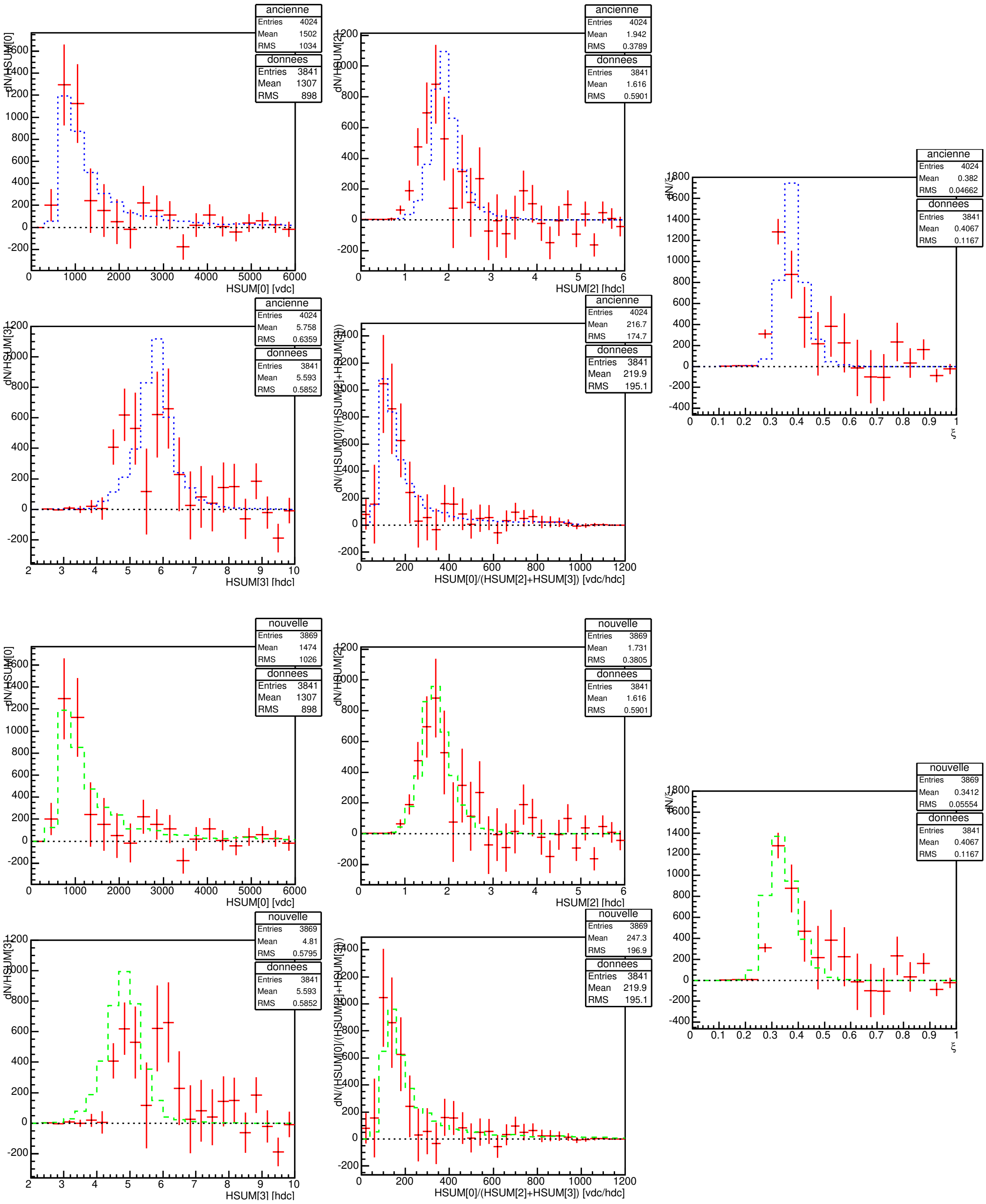


FIG. II.9 – *Distributions des variables d'analyse du lot de données ON – OFF à 53 héliostats en pointé veto validé dans ce document (points avec barres d'erreurs) superposées à celles de l'ancienne simulation (pointillés, deux premières lignes en haut) et nouvelle simulation avec bruit de données sur le Crabe (tirets, deux dernières lignes en bas). Choix de la simulation pour superposition : majorité 4/6, seuil de* 45 mV *par héliostat. La coupure* $\mathcal{R}_5 > 1,1$ *(§ III.1.3 p. 100) a été appliquée aux données comme aux simulations et la distribution des simulations de* ξ *est normalisée en surface à celle des données entre* 0 *et* 0,6 *(en surface complète pour les autres variables).*

Chapitre II.4

Seuils et acceptances de CELESTE

L'impossibilité d'utiliser un faisceau test pour déterminer les seuils et acceptances d'un détecteur au sol impose leur calcul à partir de simulations. Cette méthode implique des incertitudes systématiques importantes, d'où l'attention portée aux codes de simulation dans les chapitres précédents.

Ce chapitre présente les déterminations des seuils et acceptances de CELESTE à partir des simulations réalisées, en donnant leurs définitions. Les dépendances de ces paramètres en pointé (dans le ciel et mode de pointé), angle horaire, énergie et spectre de la source observée sont explicités ainsi que les choix effectués pour parvenir à leur calcul (§ II.4.1 et II.4.2). Le principe de calcul du flux est également expliqué (§ II.4.3). Les incertitudes systématiques déduites des différentes étapes de la simulation sont enfin exprimées puisqu'elles interviennent dans l'incertitude totale du flux qui sera obtenu sur les sources observées (§ II.4.4).

II.4.1 Acceptances du détecteur

L'acceptance d'un détecteur correspond à la réponse du détecteur à des données intégrées sur une gamme d'énergie. C'est sa surface effective de collection et elle s'exprime en m^2. L'acceptance d'un détecteur se décline sous plusieurs formes car elle dépend de nombreux paramètres, d'où son utilisation au pluriel. Ainsi, une acceptance sera calculée, en fonction de l'énergie, pour :

– une source pointée, pour une déclinaison et un angle horaire donnés (concernant la déclinaison, deux directions ont été simulées, à savoir celles du Crabe et de Mrk 421 [61] ; concernant l'angle horaire, des simulations à 0 ; 1 ; 1,5 et 2 h ont été réalisées) ;

– une extinction atmosphérique donnée (atmosphère « Mrk 421 » ou « *dusty* », cette dernière n'étant utilisée que pour les simulations de Mrk 421) ;

– un type de pointé précis de CELESTE (quarante héliostats en simple ou double pointé, ou 53 héliostats en pointé veto) ;

– un seuil de déclenchement (toutes les simulations sont effectuées avec un seuil de 45 mV par héliostat, les données ayant des seuils de déclenchement variant entre 35 et 55 mV, toutes assimilées à la simulation à seuil unique) ;

– une majorité de déclenchement (toutes les simulations sont effectuées avec une majorité de 4 groupes sur cinq ou six puis avec redéclenchement logiciel ultérieur à l'analyse conforme aux données (§ III.1.3 p. III.1.3), celui-ci étant toujours effectué pour une majorité supérieure ou égale à 4 dans les données) ;

61. Les blazars Mrk 501 et 1ES 1426+42.8 étudiés dans ce document sont situés approximativement à la même déclinaison que Mrk 421, il n'a donc pas été nécessaire de simuler à d'autres déclinaisons.

Des gerbes de gammas à énergie fixe ont été générées afin d'obtenir les acceptances pour toutes ces combinaisons de paramètres en fonction de l'énergie. Huit énergies ont été choisies : 50 ; 70 ; 100 ; 150 ; 200 ; 300 ; 500 et 1 000 GeV qui ne nécessitent ni le même nombre de gerbes simulées, ni le même temps de calcul (à cause de la réponse de CELESTE en énergie, justement, ainsi que du développement de la gerbe, d'autant plus complexe que l'énergie est grande) [62]. Pour une simulation à énergie donnée, l'acceptance se calcule par :

$$\mathcal{A}(E) = \pi R^2 \frac{N_\gamma^c}{N_\gamma^0} \tag{II.7}$$

avec R rayon de tirage de la gerbe [63]
N_γ^c nombre de gammas après coupures d'analyse
N_γ^0 nombre de gammas simulés

Pour chaque prise de données considérée, une acceptance correspondante en fonction de l'énergie est déterminée, à laquelle les coupures d'analyse seront appliquées (propres à la source pointée, à la configuration de pointé et à l'angle horaire d'observation, comme cela est montré aux § III.3.3 p. 115 et IV.2.4 p. 139). Deux parties délicates à la détermination de cette fonction concernent l'interpolation en angle horaire et celle en énergie.

La symétrie du détecteur en angle horaire a tout d'abord été vérifiée car jusqu'ici elle avait toujours été supposée. Des simulations en direction du Crabe à -1 h et -2 h du transit et pour les différents pointés ont été générées. La figure II.10 montre l'exemple des deux courbes d'acceptances obtenues pour les simulations à angles horaires de ± 1 h dans une configuration à quarante héliostats en simple pointé à 11 km.

D'autre part, l'effet des extinctions atmosphériques a été étudié à partir d'une comparaison des atmosphères « Mrk 421 » et « *dirty* » (voir figure II.3 p. 72) pour les simulations en direction du blazar Mrk 421. La figure II.11 présente les différences des acceptances obtenues pour des simulations à quarante héliostats en simple pointé à 11 km, à 1 h du transit de la source et après passage par l'électronique et coupures d'analyse. Les différences après simple passage par l'électronique sont importantes pour des énergies faibles et deviennent vite négligeables (cercles vides de la figure). Ce comportement correspond à ce qui était attendu compte tenu de l'effet plus important de l'extinction sur les photons de basse énergie. Les taux de protons après passage par l'électronique ont également été comparés puisque l'on attend des valeurs deux fois plus faibles pour l'atmosphère « *dirty* ». Pour cela, deux spectres de protons d'indice $-2,78$ ont été générés : le premier avec des protons d'énergie comprise entre 100 et 500 GeV pour un rayon de tirage des gerbes valant 250 m et un angle d'émission de 25 mrad, le second avec des protons d'énergie comprise entre 500 et 5 000 GeV pour un rayon de tirage des gerbes valant 300 m et un angle d'émission de 30 mrad (séparation en deux spectres avec des paramètres différents pour des raisons de temps de calcul). Le tableau II.4 présente les

62. Le lecteur aura ainsi dénombré 96 simulations en direction du Crabe et 192 en direction de Mrk 421 (le double pour le blazar avec le choix des deux atmosphères). Chaque simulation est, en pratique, décomposée en plusieurs sous-simulations pour éviter de trop gros fichiers ou un arrêt brutal par la machine reprenant le contrôle du processeur et de la mémoire vive. Le lot de simulations sur le Crabe a été obtenu en trois semaines environ de calcul et traitement des fichiers.

63. Cette valeur est choisie pour optimiser le temps de calcul des simulations, c'est-à-dire qu'elle est prise minimale possible (entre 100 et 150 m), autrement dit, tant que CELESTE détecte la gerbe. Comme pour le nombre de gerbes à simuler en fonction de l'énergie, ce choix nécessite de connaître déjà approximativement la réponse du détecteur. Noter qu'il existe également un autre paramètre concernant l'angle d'émission de la gerbe : celui-ci est pris nul pour les gerbes de gammas qui arrivent toutes de la même direction du ciel mais doit être de l'ordre de quelques dizaines de mrad pour les gerbes de protons pour tenir compte de leur production, et donc détection possible, dans d'autres directions autour de la source pointée.

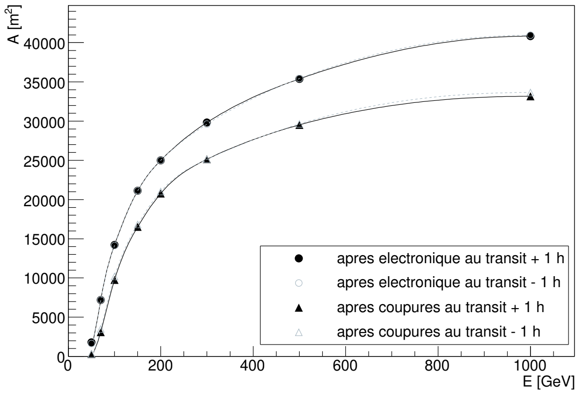


FIG. II.10 – *Courbes d'acceptances $\mathcal{A}(E)$ pour des simulations en direction du Crabe dans la configuration majoritaire des données à quarante héliostats en simple pointé à 11 km en fonction de l'énergie E, pour des simulations à $+1$ h (symboles noirs pleins) et -1 h du transit (symboles gris vides), après passage par l'électronique (cercles) puis coupures d'analyse (pour une majorité de redéclenchement logiciel à 5 groupes, triangles). Les courbes interpolées des deux simulations se superposent, la détection est donc bien symétrique en angle horaire.*

nombres d'événements simulés et gardés après passage par l'électronique pour les deux atmosphères. Les taux de comptage que l'on peut déduire de ces valeurs ne sont pas donnés ici car assez loin de la réalité (il est nécessaire de leur ajouter des simulations de gerbes issues de noyaux d'hélium pour trouver un accord quantitatif à environ 15 % [33] ; les distributions des variables d'analyse sont en revanche bien reproduites). Seule une comparaison relative est donc effectuée : elle montre que l'effet de l'atmosphère est surtout important à basse énergie et que le nombre d'événements après passage par l'électronique chute d'environ 20 % avec l'atmosphère « *dirty* ». L'extinction atmosphérique de l'atmosphère « *dirty* » est encore trop élevée, aussi une nouvelle atmosphère plus dégradée a été générée à partir de ces constats et utilisée pour les données à faibles taux de comptage (voir § III.1.1.3 p. 98). Elle est nommée atmosphère « *dusty* ».

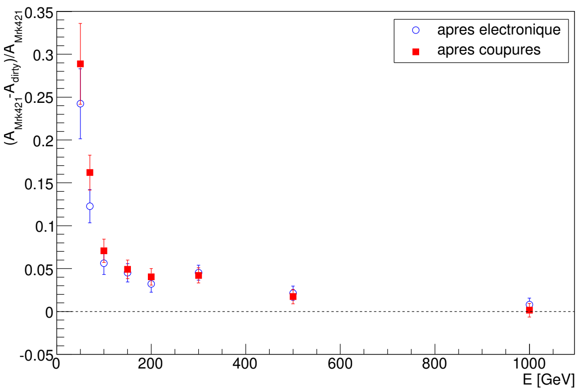


FIG. II.11 – *Différence* $\frac{\mathcal{A}_{\mathrm{Mrk\ 421}} - \mathcal{A}_{dirty}}{\mathcal{A}_{\mathrm{Mrk\ 421}}}$ *entre les acceptances de CELESTE générées avec les atmosphères « Mrk 421 » et «* dirty *» en direction du blazar Mrk 421 à 1 h du transit dans une configuration à quarante héliostats en simple pointé à 11 km en fonction de l'énergie E après passage par l'électronique (cercles vides) puis coupures d'analyse (carrés pleins, pour une majorité de redéclenchement logiciel à 4 groupes, ce choix de présentation correspondant à la majorité des données).*

Simulation	Atmosphère utilisée	Nombres d'événements simulés	après passage par l'électronique	Écart [%]
Quarante héliostats en simple pointé 11 km				
100 – 500 GeV	« Mrk 421 »	100 000	114	
	« *dirty* »	100 000	91	20 ± 3
500 – 5 000 GeV	« Mrk 421 »	50 000	1 002	
	« *dirty* »	50 000	983	$1,9 \pm 0,1$
Quarante héliostats en double pointé 11/25 km				
100 – 500 GeV	« Mrk 421 »	100 000	73	
	« *dirty* »	100 000	58	20 ± 4
500 – 5 000 GeV	« Mrk 421 »	50 000	910	
	« *dirty* »	50 000	848	$6,8 \pm 0,3$
53 héliostats en simple pointé veto 11 km				
100 – 500 GeV	« Mrk 421 »	100 000	238	
	« *dirty* »	100 000	184	23 ± 2
500 – 5 000 GeV	« Mrk 421 »	50 000	1 564	
	« *dirty* »	50 000	1 489	$4,8 \pm 0,2$

TAB. II.4 – *Comparaison des nombres d'événements simulés et gardés après passage par l'électronique pour des simulations de protons en direction de Mrk 421 avec les atmosphères « Mrk 421 » et* « dirty ».

L'interpolation en angle horaire consiste à attribuer à la prise de données la valeur de l'acceptance à l'angle horaire de la prise de données pour chacune des huit énergies simulées. Un exemple de l'interpolation obtenue sur l'ensemble des angles horaires et des énergies est montré en figure II.12.

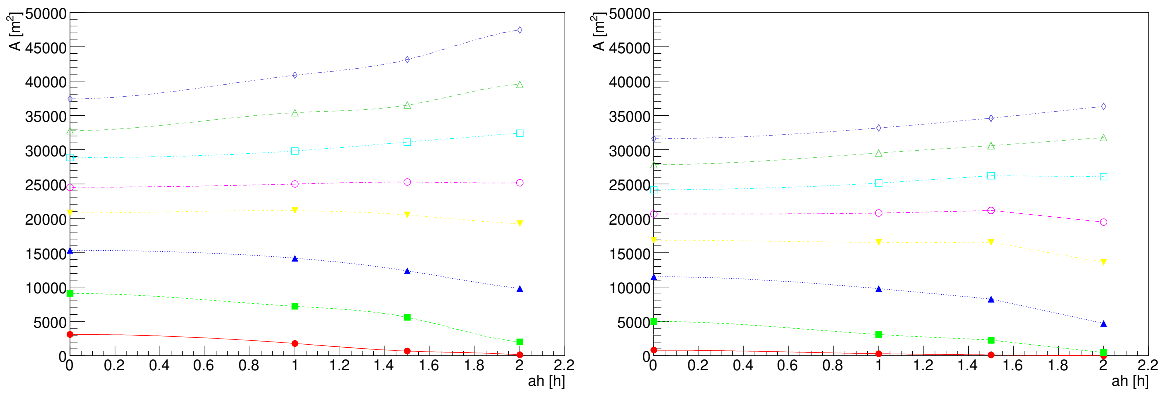


FIG. II.12 – *Acceptances de CELESTE $\mathcal{A}$ pour le Crabe en fonction de l'angle horaire* ah *pour des données prises en simple pointé à quarante héliostats. À gauche : après passage par l'électronique, à droite : après coupures d'analyse pour une majorité de redéclenchement logiciel à* 5 *groupes. La discontinuité pour* ah = 1, 5 h *correspond à un changement de coupure dans les données (§ III.3.3 p. 115). Noter les différences d'échelles entre les deux figures. Chaque courbe correspond à une énergie : cercle plein à* 50 GeV*, carré plein à* 70 GeV*, triangle plein pointant vers le haut à* 100 GeV*, triangle plein pointant vers le bas à* 150 GeV*, cercle vide à* 200 GeV*, carré vide à* 300 GeV*, triangle vide pointant vers le haut à* 500 GeV *et losange vide à* 1 000 GeV*.*

L'interpolation en énergie consiste, une fois la valeur de l'acceptance obtenue pour un angle horaire et une énergie donnés, à déterminer la fonction donnant l'acceptance en fonction de l'énergie. Celle-ci est représentée pour le Crabe en figure II.13.

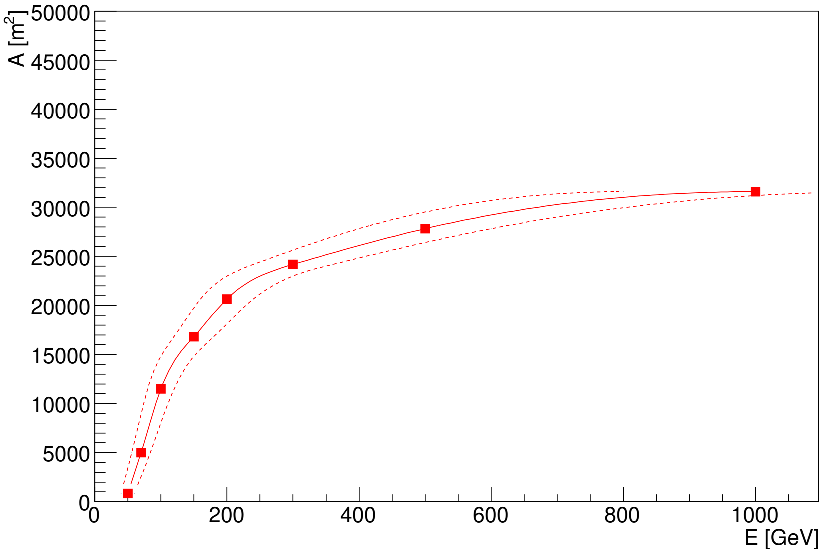


FIG. II.13 – *Acceptance de CELESTE $\mathcal{A}(E)$ pour le Crabe au transit en fonction de l'énergie E (trait continu) pour un pointé à 11 km en configuration à quarante héliostats et une majorité de redéclenchement logiciel à 5 groupes. Les courbes en tirets représentent les acceptances avec une erreur de ±20 % sur l'énergie correspondant à l'erreur systématique appliquée pour un seuil de déclenchement donné (voir § II.4.4 traitant des erreurs systématiques).*

Enfin, cette dernière fonction permet de calculer l'acceptance effective du détecteur pour la prise de données considérée. Celle-ci dépend de l'hypothèse spectrale choisie sur la source étudiée. L'acceptance effective est donnée par :

$$\mathcal{A}_{\text{eff}}(E \geq E_0) = \frac{\int_{E_0}^{\infty} \mathcal{A}(E)\, f(E)\, \mathrm{d}E}{\int_{E_0}^{\infty} f(E)\, \mathrm{d}E} \tag{II.8}$$

avec E_0 énergie à partir de laquelle l'acceptance $\mathcal{A}(E)$ est positive
$f(E)$ hypothèse spectrale de la source étudiée

La valeur E_0 est obtenue en prolongeant à gauche, pour les basses énergies, l'interpolation de la courbe $\mathcal{A}(E)\, f(E)$ jusqu'à ce qu'elle atteigne une valeur négligeable. La borne supérieure a également été fixée de cette manière puisque $\mathcal{A}(E)\, f(E)$ atteint assez rapidement une valeur nulle à droite. Un exemple de la fonction $\mathcal{A}(E)\, f(E)$ est montré en figure II.14 avec l'hypothèse spectrale choisie de [133] pour le Crabe au transit (équation III.9 p. 120).

II.4.2 SEUILS EN ÉNERGIE

Le seuil en énergie pour une prise de données considérée est défini habituellement dans le domaine de l'astronomie gamma au sol comme étant le maximum de la fonction $\mathcal{A}(E)\, f(E)$. C'est pour cette énergie, exprimée en GeV, que le détecteur mesure le maximum du signal. Par convention, on choisit de placer sur le spectre différentiel le flux intégral calculé à cette énergie (arrondie à la dizaine de GeV). L'énergie seuil dépend donc des conditions de la prise de données (qualité de l'atmosphère, direction pointée, configuration du détecteur) ainsi que de la forme spectrale choisie mais aussi de la durée de la prise de données qui varie légèrement d'une mesure à l'autre (d'où encore une fois la notation au pluriel). Ainsi, il n'est pas possible

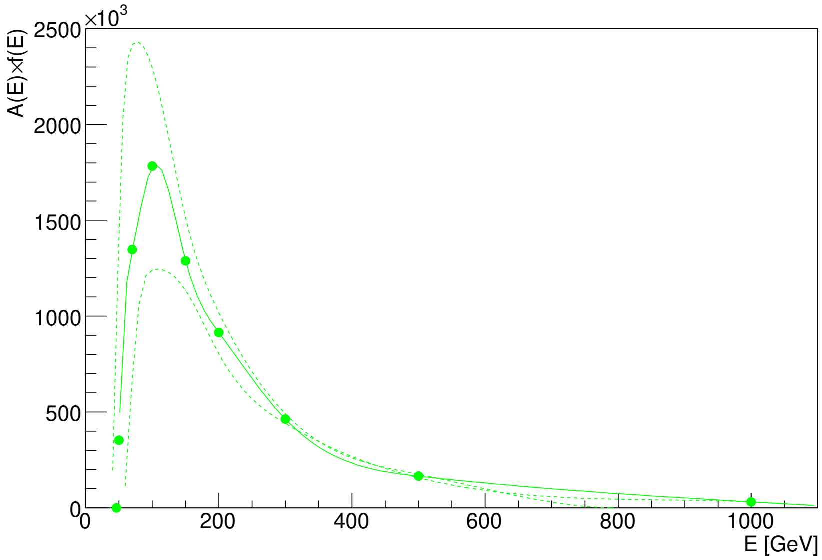


FIG. II.14 – *Convolution de l'acceptance de CELESTE par le troisième modèle spectral choisi $\mathcal{A}(E)\,f(E)$ pour le Crabe au transit en fonction de l'énergie E (trait continu) pour un pointé à 11 km en configuration à quarante héliostats et une majorité de redéclenchement logiciel à 5 groupes. Les courbes en tirets représentent les convolutions avec une erreur de ±20 % sur l'énergie ($\mathcal{A}(E \pm 20\ \%)\,f(E)$).*

de moyenner simplement tous les seuils, ceux-ci n'ayant pas le même poids les uns par rapport aux autres. La solution pour déterminer le seuil moyen de toutes les prises de données est d'additionner les différentes fonctions $\mathcal{A}(E)\,f(E)$ de chaque prise de données après les avoir multipliées par la durée de la mesure. Le seuil moyen est alors le maximum de la fonction ainsi obtenue pour n mesures :

$$\overline{E_s} = \max\left[\sum_{i=1}^{n} \mathcal{A}_i(E)\,f(E)\,t_i\right] \tag{II.9}$$

avec $\mathcal{A}_i(E)$ acceptance en fonction de l'énergie pour la prise de données i
t_i durée de la prise de données i

L'exemple de la détermination du seuil de l'ensemble des données prises sur le Crabe est montré en figure II.15. On y voit toutes les courbes des différentes mesures superposées ainsi que la courbe résultant de l'addition de celles-ci. L'énergie seuil obtenue dans ce cas vaut 102 GeV. Noter que le titre de ce document, situant le flux de Mrk 501 entre 50 et 350 GeV provient de cette courbe : ce sont les énergies obtenues pour lesquelles $\sum_{i=1}^{n} \mathcal{A}_i(E)\,f(E)\,t_i$ vaut 20 % du maximum (convention choisie ici pour définir la gamme d'énergie du signal mesuré).

II.4.3 Détermination du flux

Flux intégral et différentiel La valeur de l'acceptance effective $\mathcal{A}_{\text{eff}}(E \geq E_0)$ d'une prise de données permet de déterminer le flux intégral correspondant pour cette prise de données :

$$\phi_i(E \geq E_s) = \frac{(N^c_{ON} - N^c_{OFF})_i}{t_i\,\mathcal{A}_{\text{eff}_i}(E \geq E_0)} \tag{II.10}$$

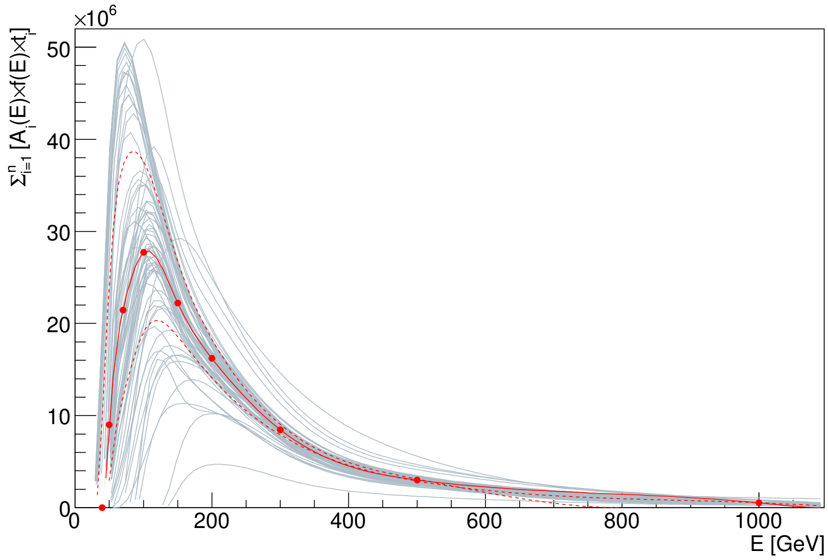


FIG. II.15 – *Convolutions superposées des acceptances de CELESTE par le troisième modèle spectral choisi et la durée de chaque paire pour l'ensemble des données prises sur le Crabe* $\mathcal{A}_i(E)\,f(E)\,t_i$ *(traits gris) et somme de ces courbes normalisée au nombre de prises de données* $\dfrac{\sum_{i=1}^{n} \mathcal{A}_i(E)\,f(E)\,t_i}{n}$ *(trait continu et cercles pleins pour la courbe nominale, tirets pour les courbes avec une erreur de* ± 20 % *sur l'énergie). Le seuil moyen est l'énergie au maximum de la courbe nominale.*

avec E_{s} énergie seuil de la mesure i
N^{c}_{ON} nombre d'événements après coupures dans la i^{e} mesure *ON*
N^{c}_{OFF} nombre d'événements après coupures dans la i^{e} mesure *OFF*

La valeur E_{s} est propre à chaque prise de données. Il n'est donc pas possible de comparer les flux intégraux obtenus de la sorte. L'hypothèse spectrale va être une nouvelle fois utilisée pour déterminer le flux intégral au-dessus d'une énergie choisie identique pour toutes les données. L'énergie que l'on prend ici est $\overline{E_{\mathrm{s}}}$ pour la raison citée précédemment mais n'importe quelle énergie peut être choisie tant que celle-ci est comprise dans la gamme d'application du modèle spectral. Connaissant l'expression du flux différentiel pour une prise de données :

$$\phi_i(E_{\mathrm{s}}) = k_i f(E_{\mathrm{s}}) \tag{II.11}$$

avec $\phi_i(E_{\mathrm{s}})$ flux différentiel pour l'énergie E_{s} de la mesure i
k_i niveau de flux déterminé dans la mesure i

il vient

$$\phi_i(\overline{E_{\mathrm{s}}}) = k_i f(\overline{E_{\mathrm{s}}}) = \phi_i(E_{\mathrm{s}})\frac{f(\overline{E_{\mathrm{s}}})}{f(E_{\mathrm{s}})} \tag{II.12}$$

Enfin, le flux intégral au-dessus de l'énergie choisie pour la mesure considérée s'exprime :

$$\phi_i(E \geq \overline{E_{\mathrm{s}}}) = k_i \int_{\overline{E_0}}^{+\infty} f(E)\,\mathrm{d}E = \phi_i(E \geq E_{\mathrm{s}})\frac{\int_{\overline{E_0}}^{+\infty} f(E)\,\mathrm{d}E}{\int_{E_0}^{+\infty} f(E)\,\mathrm{d}E} \tag{II.13}$$

avec $\overline{E_0}$ énergie à partir de laquelle l'acceptance moyenne $\sum_{i=1}^{n} \mathcal{A}_i(E)\,f(E)\,t_i$ est positive

Flux moyen intégral et différentiel Il est maintenant possible de calculer le flux intégral moyen au-dessus de l'énergie choisie pour l'ensemble des données en tenant compte de leurs erreurs respectives :

$$\bar{\phi}(E \geq \overline{E_{\mathrm{s}}}) = \frac{\displaystyle\sum_{i=1}^{n} \frac{\phi_i(E \geq \overline{E_{\mathrm{s}}})}{[\delta\phi_i(E \geq \overline{E_{\mathrm{s}}})]^2}}{\displaystyle\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{[\delta\phi_i(E \geq \overline{E_{\mathrm{s}}})]^2}} \tag{II.14}$$

avec $\delta\phi_i(E \geq \overline{E_{\mathrm{s}}})$ erreur sur le flux intégral de la paire i

$$\delta\phi_i(E \geq \overline{E_{\mathrm{s}}}) = \delta\phi_i(E \geq E_{\mathrm{s}}) \frac{\int_{\overline{E_0}}^{+\infty} f(E)\,\mathrm{d}E}{\int_{E_0}^{+\infty} f(E)\,\mathrm{d}E}$$

$$\delta\phi_i(E \geq E_{\mathrm{s}}) = \frac{\delta N_i}{t_i\,\mathcal{A}_{\mathrm{eff_i}}(E \geq E_0)}$$

δN_i erreur statistique sur la mesure i

Ce flux s'exprime en photons $\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$. Son erreur statistique vaut :

$$\delta\bar{\phi}(E \geq \overline{E_{\mathrm{s}}}) = \frac{1}{\sqrt{\displaystyle\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{[\delta\phi_i(E \geq \overline{E_{\mathrm{s}}})]^2}}} \tag{II.15}$$

Enfin, le flux différentiel moyen est simplement :

$$\bar{\phi}(\overline{E_{\mathrm{s}}}) = \frac{\bar{\phi}(E \geq \overline{E_{\mathrm{s}}})}{\int_{\overline{E_0}}^{+\infty} f(E)\,\mathrm{d}E} f(\overline{E_{\mathrm{s}}}) \tag{II.16}$$

exprimé en photons $\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{GeV}^{-1}$, avec une erreur statistique :

$$\delta\bar{\phi}(\overline{E_{\mathrm{s}}}) = \frac{\delta\bar{\phi}(E \geq \overline{E_{\mathrm{s}}})}{\int_{\overline{E_0}}^{+\infty} f(E)\,\mathrm{d}E} f(\overline{E_{\mathrm{s}}}) \tag{II.17}$$

Ce flux nommé différentiel n'est pas un réel flux différentiel puisqu'il contient l'ensemble des mesures au-dessus de l'énergie seuil. C'est la seule façon de mettre un point comparatif aux autres détecteurs sur une représentation spectrale, lorsque la quantité des données est insuffisante pour permettre leur reconstruction spectrale, à savoir un flux par gammes d'énergie fixées.

Les spectres des sources étudiées suivent une loi spectrale proche de la forme E^{-2}. Ils sont classiquement représentés sous la forme $E^2\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}$ par les astrophysiciens de haute énergie, soit $E^2\phi(E)$ dans les notations ci-dessus, exprimée en GeV^2 photons $\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{GeV}^{-1}$. Cette forme est équivalente à la représentation plus courante en astronomie générale νF_ν exprimée en $\mathrm{erg\,cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$.

Limite supérieure Le calcul de limite supérieure donne une valeur de flux que l'on attend pour un intervalle de confiance choisi : une signification statistique N_σ. Il ne se base que sur le bruit dans les données (erreur statistique) dans le cas où le signal obtenu est proche de 0, leur durée et leurs acceptances effectives correspondantes. Pour une prise de données, il vaut [114] :

$$\phi_i(E \geq E_{\mathrm{s}}) \;\leq\; N_\sigma \frac{\delta N_i}{t_i\,\mathcal{A}_{\mathrm{eff_i}}(E \geq E_0)} \tag{II.18}$$

La même procédure que pour le calcul du flux intégral à $E \geq \overline{E_{\mathrm{s}}}$ est appliquée ensuite à toutes les données qui sont de nouveau sommées selon l'équation II.14.

II.4.4 Incertitudes systématiques

Le tableau II.5 répertorie les différentes sources d'incertitudes systématiques sur l'échelle en énergie dans la simulation des acceptances de CELESTE. L'incertitude totale sur l'échelle en énergie est prise de ±20 %.

Paramètre	Ordre de grandeur	Incertitude [%]	Source
Simulation Monte-Carlo			
Statistiques des simulations	$\geq 3\,000$ gerbes	≤ 2	
Extinction atmosphérique	$0,1$	5 (à 10)	voir texte
Total simulation Monte-Carlo		**5**	
Chaîne optique			
Réflectivité des miroirs et effet du filet de sécurité	80 %		
Défauts des héliostats (aberration)	3 mrad		
Défocalisation des héliostats	10 à 20 %		
Efficacité quantique des photocathodes et héliostats tachés ou cassés	1		
Gains des photomultiplicateurs	9 fC		
Tensions des photomultiplicateurs	10 mV	10	[37]
Total chaîne optique		**12**	§ II.2.3 p. 75
Électronique			
Gains des cartes FADC	$7,6$ dc pe^{-1}	6	[115]
Gains de la boîte de déclenchement	$0,8$ mV pe^{-1}	9	[115]
Total électronique		**11**	
Incertitude totale		**17 ≃ 20**	

TAB. II.5 – *Incertitudes systématiques sur l'échelle en énergie, lorsqu'elles sont connues, pour les différents paramètres de CELESTE avec leur ordre de grandeur et incertitude totale utilisée pour le calcul des flux des sources étudiées.*

L'incertitude systématique provenant de seuils de déclenchement différents entre données et simulations n'a pas été prise en compte. Peu de données sont affectées par des seuils de déclenchement différents, excepté dans le cas des données de Mrk 501 dont les seuils ont été majoritairement fixés à 40 mV. Ainsi, 87 % des données ont un seuil différent de celui utilisé dans les simulations (72 % avec un écart de 5 mV et 15 % avec un écart de 10 mV). La dernière colonne du tableau II.3 p. 80 montre comment le nombre d'événements ayant déclenché sur des simulations en direction de la nébuleuse du Crabe est affecté pour deux seuils différents avec une même majorité de déclenchement : 9 % des événements sont perdus en passant de 45 à 50 mV par héliostat pour une majorité de 4 groupes sur six (deuxième et troisième ligne). L'erreur supplémentaire sur le calcul du flux est contenue dans les ±20 % d'erreur fixée.

D'autre part, une erreur systématique concernant la déclinaison des sources a également été négligée puisque Mrk 501 et 1ES 1426+42.8 n'ont pas exactement la même déclinaison que Mrk 421 (respectivement $1,5$ et $4,5°$ de plus).

Finalement, tous les calculs de flux présentés sont effectués avec une incertitude systématique de ±20 % en plus de l'incertitude statistique des mesures. Les incertitudes systématiques sur les flux sont déterminées en décalant les courbes $\mathcal{A}(E)$ (figure II.13) de ces ±20 % et en calculant les flux obtenus avec ces nouvelles courbes. Les résultats de flux sont exprimés dans tout le document avec en première erreur, l'erreur statistique, en seconde erreur, l'erreur systématique.

Ce chapitre a montré la difficulté d'obtention des acceptances du détecteur puisqu'elles sont dépendantes de multiples paramètres et varient beaucoup au sein même d'une nuit d'observation. Il reste des erreurs systématiques qui auraient pu être comblées par d'autres simulations mais il aurait pratiquement fallu pour cela une simulation différente pour chaque prise de données ! Néanmoins, les erreurs systématiques ont pu être réduites principalement grâce à la dégradation de la simulation optique : les acceptances obtenues dans ce document sont ainsi plus petites que ce qui avait été présenté dans [133] ce qui a pour conséquence de remonter les valeurs des flux (voir figure I.28 p. 54).

Troisième partie

De la sélection des données à l'analyse

L'analyse des données, loin d'être triviale compte-tenu du bruit présent dans celles-ci, est une étape indispensable et minutieuse à franchir avant de pouvoir interpréter les mesures effectuées.

Cette partie présente l'ensemble de ce travail de tri : d'une part, tri des prises de données afin de ne sélectionner que celles de bonne qualité, d'autre part, tri des événements pour mettre en valeur un signal de gammas. Ces principes sont repris, dans les grandes lignes, de la thèse [125] à laquelle le lecteur se référera pour plus de détails. Quelques ajouts de critères de sélection des données ont été effectués qui seront plus détaillés.

Ainsi, dans un premier temps, les données seront préparées pour pouvoir être ensuite analysées. C'est la phase de préanalyse qui consiste à trier les données, équilibrer le bruit de fond entre les prises *ON* et *OFF* et à appliquer un nouveau déclenchement pour rééquilibrer l'ensemble (chapitre III.1). Ensuite, on va rechercher les pics des photomultiplicateurs individuels enregistrés par les cartes FADC correspondants à des photons gamma au moyen de plusieurs variables discriminantes. D'une part une recherche des pics voie à voie et événement par événement sera effectuée (les variables $\mathcal{N}_{\mathrm{P}}$, nombre de pics typés « proton », et $\mathcal{N}_{\mathrm{V}}$, nombres de pics « veto » en découleront). D'autre part, la position des gerbes sera également recherchée en sommant les événements des différentes voies et en les synchronisant au moyen de la variable ξ qui permet ensuite de distinguer les pics typés « proton » de ceux provenant de photons gamma (chapitre III.2).

Le développement de cette analyse a fait l'objet de la thèse [125] et un article est en cours de préparation [35]. Les données utilisées pour la mise au point de sa variable principale ξ sont celles prises sur la nébuleuse du Crabe dans la configuration à 53 héliostats. À partir de cette dernière variable, le Crabe a pu être détecté à $5,7\ \sigma/\sqrt{\mathrm{h}}$, soit une sensibilité très améliorée par rapport aux autres anciennes variables discriminantes. L'ancienne analyse, établie sur les données à quarante héliostats, donnait en effet une sensibilité de $2,0\ \sigma/\sqrt{\mathrm{h}}$ en configuration simple pointé et $3,4\ \sigma/\sqrt{\mathrm{h}}$ en configuration double pointé sur cette même source [64] [133]. La nébuleuse du Crabe, source stable de photons gamma, étant une chandelle standard pour les instruments Tcherenkov atmosphériques, la recherche de signal pour Mrk 501 passe ainsi par l'étude des données du Crabe. Les données de Mrk 501 ont été prises lors de l'ancienne configuration du télescope à quarante héliostats. La variable d'analyse ξ sera donc validée sur les données d'observation du Crabe en configuration à quarante héliostats. Ceci fait l'objet du chapitre III.3.

64. Pour mémoire, la configuration simple pointé correspond au pointé convergent à 11 km ou à 17 km, tandis que la configuration double pointé correspond au pointé hybride avec moitié des héliostats à 11 km, moitié à 25 km.

Chapitre III.1

Préanalyse des données

L'accent a déjà été mis sur l'importance d'une bonne prise de données dans les meilleures conditions possibles (§ I.2.5 p. 35) à cause d'une présence de bruit et notamment de ses variations (§ I.1.2.2 p. 16). Ce chapitre présente la sélection nécessaire de celles-ci après enregistrement en prenant en compte les conditions météorologiques liées aux mesures (§ III.1.1). Puis, avant de pouvoir analyser les données sélectionnées, une procédure d'égalisation du bruit de fond du ciel est mise en place (§ III.1.2). Enfin, la nécessité d'établir un redéclenchement logiciel lors de l'analyse et son principe sont montrés (§ III.1.3).

III.1.1 Tri des données

Plusieurs critères permettent de sélectionner les données afin d'avoir un lot homogène, et cela à différentes étapes de la préanalyse et de l'analyse. Dans cette partie ne seront présentés que les critères utilisables avant la procédure d'analyse, à savoir sur les courants et les taux de comptage qui nous renseignent sur la stabilité du ciel et donc des conditions d'enregistrement [65]. Nous verrons une légère corrélation entre ces courants et les informations météorologiques données par les radiomètres. Les données qui sont traitées doivent également avoir été prises avec suffisamment d'héliostats en fonctionnement et sans disjonction.

III.1.1.1 Courants

Enregistrés toutes les dix secondes environ, les courants d'anode de chaque photomultiplicateur apportent suffisamment d'informations pour juger de l'évolution de la prise des données. La portion de ciel vue par un héliostat est petite (± 5 mrad) et ne varie donc quasiment pas au cours de l'enregistrement. Comme il a été discuté au § II.2.2 p. 74, les courants issus des photomultiplicateurs sont proportionnels aux éclairements reçus. Ainsi, si les éclairements varient, les courants seront également modifiés. Un ajustement aux courants moyennés sur chacun des groupes de déclenchement (pour lisser d'éventuelles particularités de mesure dans un héliostat donné) est effectué par une droite horizontale. En appliquant une erreur de $0,1$ µA, la valeur du χ^2 réduit (χ^2 par nombre de degrés de liberté, voir définition p. 121) obtenue est faible. On exige alors que la plus mauvaise valeur obtenue sur les cinq ou six groupes soit inférieure ou égale à 15 [125, p. 83].

65. Ceci implique que les informations sur les courants et taux de comptage doivent avoir été bien enregistrées. Ainsi, il arrive que certaines données soient supprimées uniquement à cause de l'absence de ces informations, alors qu'elles auraient peut-être pu être analysables.

III.1.1.2 Différences *ON* – *OFF* des taux de comptage et des courants

Les taux de comptage, enregistrés toutes les 5 s, sont également sensibles aux modifications des conditions atmosphériques. On s'attend donc à ce qu'ils soient stables aussi. La coupure effectuée sur les courants étant la plus efficace, il n'est plus nécessaire d'étudier la stabilité des taux de comptage pour une prise de données. En revanche, on étudie les différences des taux de comptage moyens *ON* – *OFF* en fonction des différences des courants moyens *ON* – *OFF* pour toutes les paires afin de garder uniquement les paires homogènes (stabilité entre deux prises de données). Cette distribution doit être ponctuelle, centrée en 0 excepté dans le cas des données de Mrk 421 pour lesquelles la présence de l'étoile 51 UMa dans les données *ON* induit par exemple des différences de courants moyens se situant entre 1 et 2 μA en fonction du nombre d'héliostats voyant l'étoile et donc de l'angle horaire lors de l'observation.

La première sélection sur la stabilité des courants est assez efficace, si bien qu'il ne reste en général que quelques paires en dehors de la fourchette fixée et le tri des données est alors effectué au cas par cas.

III.1.1.3 Photométrie : cas de Mrk 421

L'étoile 51 UMa dans le champ de vue de Mrk 421 permet d'ajouter un critère photométrique de tri à partir des éclairements attendus pour les héliostats voyant l'étoile (chapitre II.2). Lorsque les conditions météorologiques sont mauvaises, les courants mesurés de l'étoile sont faibles alors que les courants moyens des héliostats sont plus élevés que d'habitude parce que les héliostats reçoivent la lumière réfléchie et diffusée des nuages (figure III.1).

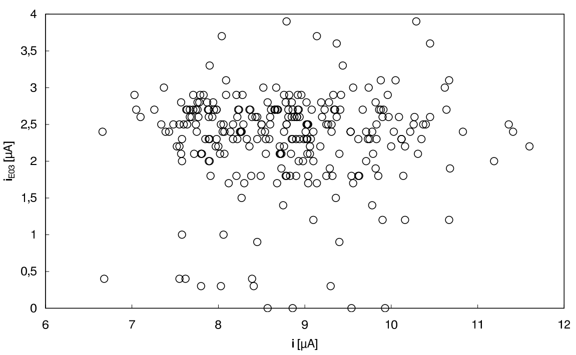


FIG. III.1 – *Courants* i_{E03} ON – OFF *de l'héliostat E03 voyant l'étoile 51 UMa dans les données de Mrk 421 en fonction des courants moyens i des héliostats dans les données* OFF. *On note une très légère anticorrélation entre les deux types de courants.*

Lorsque l'on trace les courants d'un héliostat voyant l'étoile 51 UMa en fonction de l'angle horaire d'observation, la parabole déjà observée sur la figure II.7 à gauche p. 78 est retrouvée avec quelques données en dessous de la parabole (représentées par des croix sur la figure II.7 car non utilisées pour déterminer la parabole) : les courants mesurés sont trop faibles pour correspondre à de bonnes conditions météorologiques (figure III.2 à gauche). Lors de l'étude photométrique pour valider la simulation optique du détecteur, la condition de rejet des paires a été qu'au moins trois héliostats censés voir 51 UMa possédaient des courants trop faibles pour cela. En appliquant ce critère, certaines paires, qui avaient passé les autres coupures d'analyse, ont été rejetées (il reste aussi quelques paires avec des courants faibles après rejet sur la figure III.2 à droite pour l'héliostat présenté parce que les courants des autres héliostats étudiés étaient suffisamment élevés).

Malheureusement, ce critère de sélection n'est pas applicable aux autres sources observées. Aussi, une corrélation avec une autre variable de mesure, présente dans toutes les données, a été recherchée et trouvée avec les taux de comptage bruts dans les données *OFF* (figure III.2 au milieu et à droite). Il apparaît que les paires rejetées par la photométrie ont toutes des taux de comptage bruts inférieurs à 15 Hz. Ainsi, ces données révèlent des conditions météorologiques moins bonnes qu'habituellement mais stables puisque qu'elles ont passé les critères de sélection précédents avec succès. Puisque nous disposons d'une extinction atmosphérique « *dusty* », il a été décidé d'utiliser des acceptances générées avec l'atmosphère « *dusty* » pour toutes les données ayant des taux de comptage bruts inférieurs à 15 Hz afin de conserver la statistique de ces mesures pour le calcul du flux de la source observée. Ce choix, indépendant de l'étoile 51 UMa, a pu être appliqué aux données de toutes les sources étudiées.

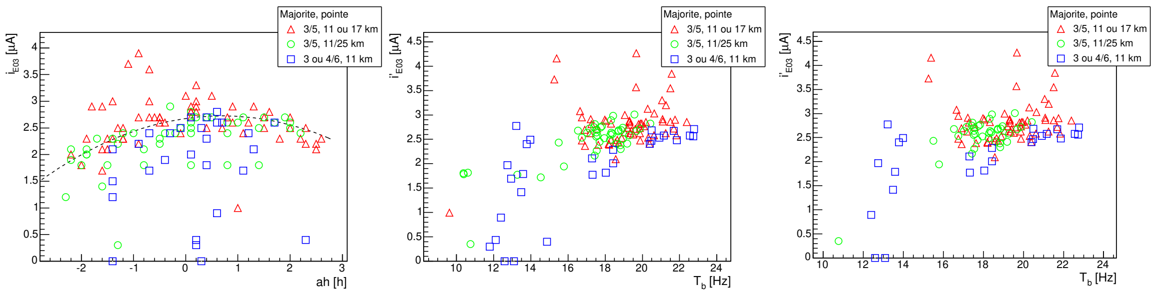


FIG. III.2 – *À gauche : courants* i_{E03} ON − OFF *de l'héliostat E03 sur les données de Mrk 421 en fonction de l'angle horaire* ah*. Une parabole (pointillés) est ajustée sur ceux-ci, pour correction de l'effet d'angle horaire. Au milieu et à droite : courants* i'_{E03} *corrigés de l'effet d'angle horaire en fonction des taux de comptage bruts* T_{b} *dans les données* OFF *pour les données validées après les différentes coupures de sélection (au milieu), après coupure supplémentaire sur le critère photométrique (à droite). La corrélation entre les courants de l'héliostat E03 voyant l'étoile 51 UMa et les taux de comptage bruts est forte. La majorité indiquée correspond à la majorité appliquée lors de la prise de données.*

III.1.1.4 Radiomètres

Les radiomètres, dont il a été question au chapitre II.1, n'ont été installés que trop récemment dans l'expérience pour que leurs mesures deviennent un critère de sélection à part entière. Les informations qu'ils retournent, à savoir la température de la vapeur d'eau émise, sont contrôlées pour les lots d'analyse finaux. Il est ainsi vérifié que pour les paires gardées, la température des radiomètres est bien inférieure à −25 °C [66].

Une anticorrélation a pu être montrée entre les courants de l'étoile 51 UMa corrigés de l'effet d'angle horaire et les températures mesurées des radiomètres, alors qu'elle n'est pas visible entre les courants moyens des héliostats dans les données *OFF* et ces mêmes températures (figure III.3).

III.1.2 Égalisation du bruit de fond du ciel

Une fois la sélection des données effectuée, il faut encore préparer celles-ci à l'analyse en égalisant le bruit de fond du ciel entre les données *ON* et *OFF* afin de pouvoir les comparer.

66. Ceci est effectivement le cas pour toutes les données analysées dans ce document, excepté pour les dernières paires de Mrk 421, également les dernières données enregistrées par CELESTE. En effet, les paires sélectionnées après fin février 2004 sont toutes de température comprise entre −21 et −15 °C. Une perte d'étalonnage a dû se produire (toutes les dernières températures sont décalées de 5 °C environ). L'étalonnage avait été effectué par le constructeur sur de la glace fondante à 0 °C, il se peut donc très bien qu'un gel lors de ce mois de février ait changé l'étalonnage des radiomètres. Ces dernières paires, considérées comme correctes, sont donc conservées.

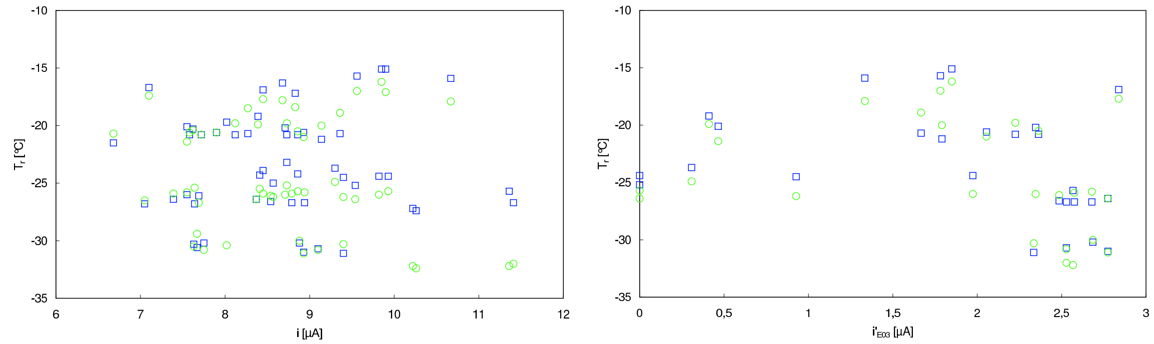


FIG. III.3 – *Température mesurée des radiomètres* $T_{\rm r}$ *en fonction, à gauche, des courants moyens* i *des héliostats (données* ON *et* OFF*) et à droite, des courants* $i'_{\rm E03}$ ON – OFF *de l'héliostat E03 corrigés de l'effet d'angle horaire sur les données de Mrk 421 . La température donnée par le radiomètre à grand champ de vue est représentée par les cercles, celle issue du radiomètre à petit champ de vue est représentée par les carrés. On note à droite une anticorrélation entre les températures des radiomètres et les courants de l'étoile (au-dessus de* 1 µA*).*

Pour cela, un simple ajout de charge aux données, comme cela est fait pour les imageurs Tcherenkov, ne suffit pas car nous souhaitons garder toutes les informations fournies par les cartes FADC, à savoir la forme, l'amplitude et les temps d'arrivée des pics [67]. Il est donc nécessaire de tenir compte de la structure temporelle du bruit de fond. Ainsi, on ajoute des signaux de photo-électrons uniques générés aléatoirement dans le temps (temps d'arrivée poissoniens) à un taux égalisant les piédestaux voie à voie [160]. Le niveau de bruit des données est retrouvé à partir de la variance des fluctuations des piédestaux dans les premières 25 ns au plus de l'enregistrement pendant lesquelles on estime ne pas avoir encore de signal Tcherenkov.

Cette procédure logicielle fait disparaître les défauts de codage des cartes FADC, dont il a été question au § I.2.3 p. 30, qui restent en revanche présents dans les données n'ayant pas subi l'égalisation. Il est ainsi nécessaire de lisser aussi les défauts dans ces autres données : on ajoute alors une quantité fixe de bruit dans toutes les données. Il faut noter que cet accroissement de fluctuations rend l'identification de faibles signaux plus difficile, augmentant le seuil de détection de CELESTE de quelques GeV. La valeur de $0,15$ pe ns^{-1} a été choisie pour minimiser cette perte d'information [68] [41].

III.1.3 Redéclenchement logiciel

Le fait d'appliquer un même seuil de déclenchement aux données *ON* et *OFF* présente l'inconvénient d'induire une migration des événements à basse charge. Étant donnée l'évolution des taux de comptage en fonction du seuil par héliostat (droite de pente $-0,5$ environ en représentation log – log au-dessus du bruit de fond du ciel), on s'attend à observer un excès d'événements à basse charge pour les données les plus bruitées (figure III.4 à gauche montrant l'exemple d'une prise de données *ON* plus bruitée que la prise de données *OFF*.).

67. En effet, la charge étant l'intégrale du signal reçu : $Q(t) = \int \frac{i(t)}{R} \mathrm{d}t$, toutes les informations nécessaires à la reconstruction des gerbes seraient perdues.

68. Notons que cette procédure est propre à l'expérience CELESTE et a été choisie pour des raisons historiques. L'ajout de bruit de fond aurait pu être fait dès la prise de données en mesurant rapidement dans un premier temps les courants *ON* et *OFF* correspondant à la source désirée et en corrigeant ensuite la différence mesurée lors de l'enregistrement des données au moyen de diodes, par exemple, placées devant chaque photomultiplicateur. Il existe également une autre technique utilisée par l'expérience états-unienne sœur de CELESTE, STACEE, qui ajoute le bruit de fond à partir de données de bruit réelles mesurées [22].

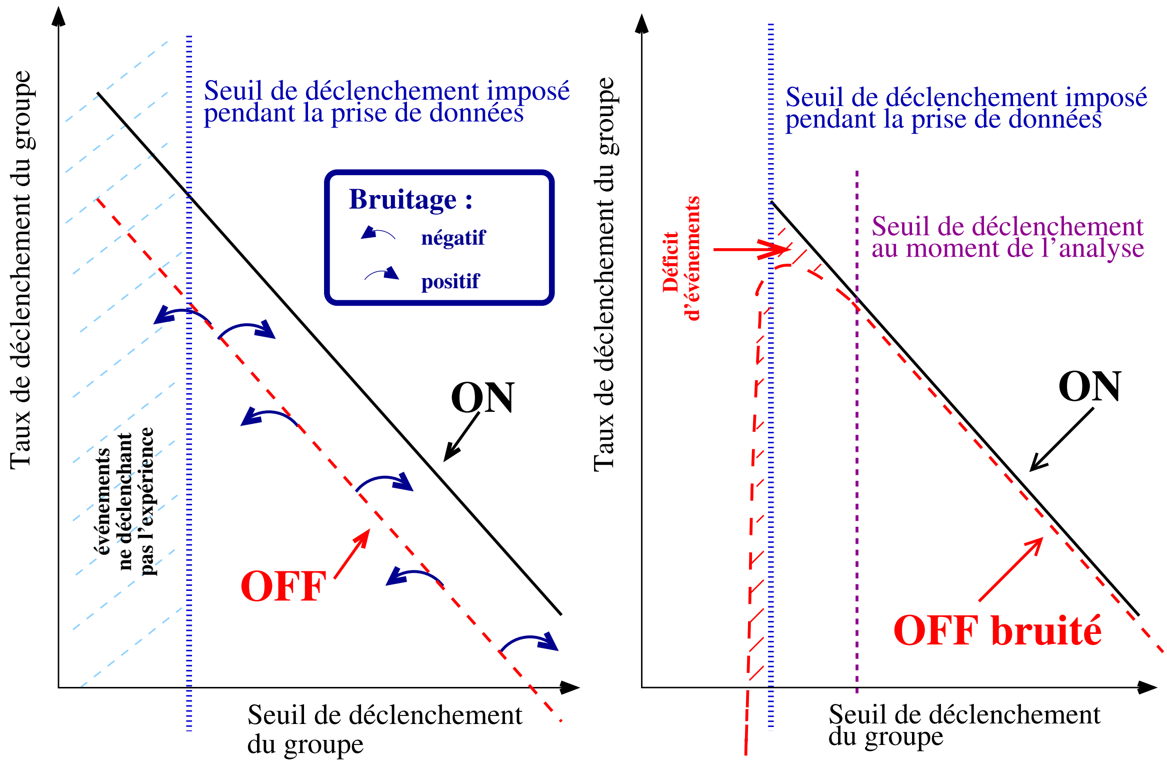


FIG. III.4 – *Taux de déclenchement en fonction du seuil de déclenchement imposé [125]. On se place dans la partie Tcherenkov de la courbe (voir figure I.23 p. 38). À gauche : bruitage des données OFF. À droite : redéclenchement logiciel.*

Il est donc nécessaire de mettre en place un redéclenchement logiciel, après égalisation du bruit de fond, qui mime la logique de déclenchement de l'expérience pour corriger du déficit d'événement dans la prise de données la moins bruitée (figure III.4 à droite). On impose un seuil par héliostat un peu plus élevé afin d'éliminer ce surplus d'événements. Pour choisir le seuil à appliquer, il est nécessaire de retrouver tout d'abord le seuil effectif utilisé à partir des données des cartes FADC qui dépend de l'étalonnage de ces dernières. En effet, bien que le signal passe au travers d'atténuateurs afin d'appliquer la même atténuation à tous les signaux qui sont déformés du fait de leur passage à travers les boîtiers de retards (rétrécissement ou élargissement et donc atténuation), cette atténuation est imparfaite et le seuil effectif de déclenchement varie pour chaque groupe. La section suivante donne la méthode de détermination des seuils effectifs dans les données numérisées en pas codeurs (dc, *digital count*) avant la procédure d'égalisation du bruit de fond. Les facteurs de conversion des cartes FADC en seront déduits pour être utilisés ensuite dans l'analyse. Pour une prise de données, ce facteur vaut :

$$\mathcal{C}_i = \frac{\mathcal{S}_i}{\mathcal{S}_i^{\mathrm{p}}} \tag{III.1}$$

avec $\mathcal{C}_i$ facteur de conversion du groupe i [dc mV^{-1}] où $0 \leq i \leq 4$ ou 5, selon la configuration de l'instrument
$\mathcal{S}_i$ seuil du groupe i [dc]
$\mathcal{S}_i^{\mathrm{p}}$ seuil programmé du groupe i [mV]

Le principe du redéclenchement logiciel pour l'analyse sera ensuite expliqué.

III.1.3.1 Détermination du seuil effectif de déclenchement

La détermination du seuil effectif de déclenchement s'effectue sur les voies numérisées sommées des groupes. Si, lors d'une prise de données, celles-ci n'ont pas été numérisées (ancienne configuration du télescope sans les voies sommes numérisées) ou bien si l'une des cartes FADC correspondante présentait un problème, les sommes sont alors reconstruites à partir des données des cartes FADC voie par voie.

La méthode permettant de retrouver le seuil effectif est itérative : pour un groupe i, la distribution des amplitudes maximales $\mathcal{M}_i$ au-dessus d'un seuil fixé est tracée. Dans un premier temps, tous les événements sont supposés être au-dessus du seuil de déclenchement (équivalent à avoir pour condition de déclenchement 5 groupes sur cinq ou 6 groupes sur six). Les seuils réels se dessinent d'eux-mêmes.

Ensuite, le seuil initial $\mathcal{S}_i^0$ de chaque groupe est fixé arbitrairement à la valeur pour laquelle 5 % des événements se trouvent sous cette limite. On dénombre alors le nombre de groupes $j \neq i$ pour lesquels la charge $\mathcal{M}_j$ est inférieure au seuil $\mathcal{S}_j^0$ demandé. Si ce nombre est égal au nombre de groupes moins la majorité demandée (par exemple 2 si l'on avait un déclenchement en majorité 4 groupes sur six), le groupe i considéré a forcément déclenché. On trace ainsi à nouveau la distribution des maxima groupe par groupe pour les événements dont on est sûr qu'ils ont déclenché.

Un nouveau seuil $\mathcal{S}_i^1$ est obtenu par ajustement par une droite du front montant de la distribution. La même procédure est réitérée plusieurs fois avec le dernier seuil obtenu afin d'en affiner sa détermination (arrêt lorsque le seuil calculé est différent de moins de 2 % de la valeur précédente) [125, p. 91]. La figure III.5 montre un exemple de distribution des amplitudes maximales de chaque groupe pour une prise de données à 53 héliostats avec les seuils effectifs correspondants déterminés.

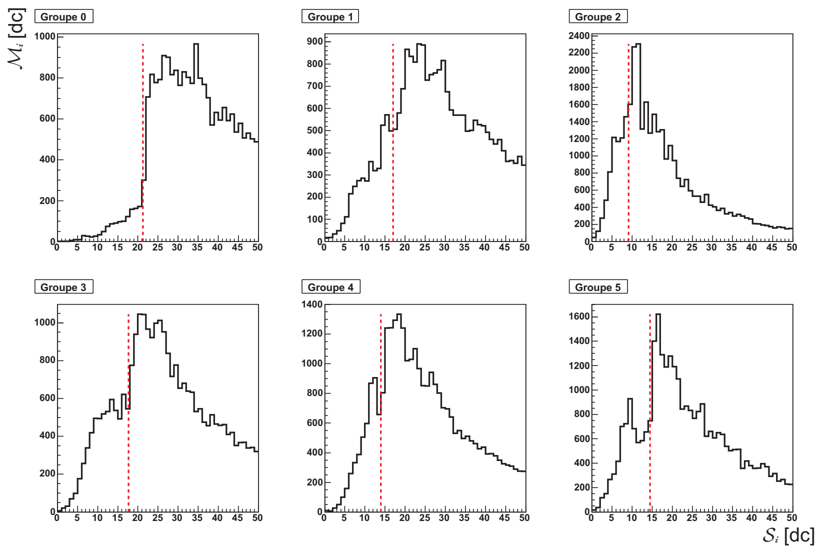


FIG. III.5 – *Distribution des amplitudes maximales $\mathcal{M}_i$ mesurées avec détermination des seuils effectifs $\mathcal{S}_i$ de chaque groupe i pour une prise de données typique sur le Crabe à 53 héliostats. Les seuils obtenus pour chaque groupe sont représentés par une droite en tirets. La distribution des $\mathcal{M}_i$ pour le groupe 0 est différente car ce dernier voit mieux les gerbes (il est centré dans le champ d'héliostats ; voir le groupe A figure I.18 à droite p. 32).*

III.1.3.2 Paramètre de majorité et redéclenchement logiciel

Une fois ces seuils obtenus, il est donc possible d'appliquer le redéclenchement logiciel sur les données en utilisant le facteur de conversion $\overline{\mathcal{C}_i}$ obtenu sur la moyenne d'un grand nombre de données prises dans la même configuration du détecteur.

Soit le paramètre x_i défini par :

$$x_i = \frac{\mathcal{M}_i}{\overline{\mathcal{C}_i} \times \mathcal{S}_i^{\mathrm{p}}} = \frac{\mathcal{M}_i}{\mathcal{S}_i} \tag{III.2}$$

pour un événement donné ; x_i mesure l'amplitude maximale $\mathcal{M}_i$ de l'événement en unité de seuil $\mathcal{S}_i$ pour le groupe i. Ces valeurs sont classées par ordre décroissant pour définir le paramètre $\mathcal{R}_m$, m étant la majorité choisie. En imposant une valeur minimale à $\mathcal{R}_m$ ainsi obtenu, le déclenchement du détecteur est reproduit pour une majorité de m groupes sur cinq ou six. Choisir, par exemple, $\mathcal{R}_6 > 1$ revient à choisir les événements ayant déclenché les 6 groupes sur six puisque $\mathcal{R}_1 > \ldots > \mathcal{R}_6 > 1$.

Le redéclenchement logiciel s'effectue en se plaçant 10 % au-dessus du seuil programmé pour s'affranchir du déficit d'événements suite à l'égalisation du bruit, c'est-à-dire en appliquant une condition $\mathcal{R}_m > 1,1$, et le choix de la majorité m selon l'efficacité du module V 486 (§ I.2.5.2 p. 37 et § III.2.4 p. 110).

Chapitre III.2

Principe de l'analyse des données

Une fois le tri des données effectué et les facteurs de conversion des seuils déterminés, l'analyse peut être lancée. L'égalisation du bruit de fond du ciel est tout d'abord effectuée. Puis l'analyse à proprement parler consiste en un traitement assez lourd de chaque événement enregistré. D'une part, les voies des cartes FADC sont synchronisées (§ III.2.1), puis une recherche de signal est effectuée par un procédé de fenêtres glissantes (§ III.2.2). Ce procédé permet de mettre en évidence les pics typés « proton ». Une autre variable ayant un pouvoir de rejet des hadrons supérieur est utilisée pour traiter les données des héliostats en pointé convergent (§ III.2.3) mais ce critère de pics typés « proton » sert à la caractérisation des signaux des héliostats veto dans les données à 53 héliostats. Enfin, la section § III.2.4 donne les derniers critères de rejet des données utilisés après analyse.

III.2.1 Position du pic fiduciaire

Nous avons vu l'importance pour les échantillonneurs du front d'onde Tcherenkov de synchroniser avec une bonne précision leurs signaux de mesure. Les cartes FADC présentant un défaut de synchronisation (§ I.2.3 p. 30), celui-ci a été corrigé par l'ajout d'un signal d'arrêt en fin d'enregistrement, 300 ns après le signal physique. Toutes les voies ont la même différence de temps entre l'événement mesuré et ce signal, il suffit donc de les recaler en temps [125, p. 99], [38]. La précision de reconstruction est proche de $0,2$ ns.

III.2.2 Recherche de signal

Le principe de la procédure de recherche de signal est d'identifier les pics individuels dans le but de rejeter ceux typés « proton ». Nous savons que dans le cas des gerbes électromagnétiques les photons arrivent en même temps sur l'héliostat ce qui n'est pas le cas pour les événements hadroniques et influence donc la forme du signal mesuré (figure III.6) [125, p. 102], [38].

Pour déterminer la présence d'un signal, la probabilité que le bruit de fond génère une charge supérieure ou égale à celle mesurée va être déterminée. Ne connaissant ni la position, ni la forme du signal recherché, cette opération va être répétée pour des portions de fenêtre d'enregistrement de différentes largeurs et glissant le long de cette dernière. Cette procédure est désignée par la méthode des fenêtres glissantes.

III.2.2.1 Détermination du bruit de fond du ciel

Pour établir cette probabilité, le bruit de fond doit être caractérisé pour les différentes tailles de fenêtres testées. La largeur à mi-hauteur du signal d'un photo-électron étant de l'ordre de 5 ns et le signal étant attendu, par construction, vers le milieu de la fenêtre d'enregistrement (de taille 100 ns), les premières 25 ns ne doivent contenir que du bruit de fond

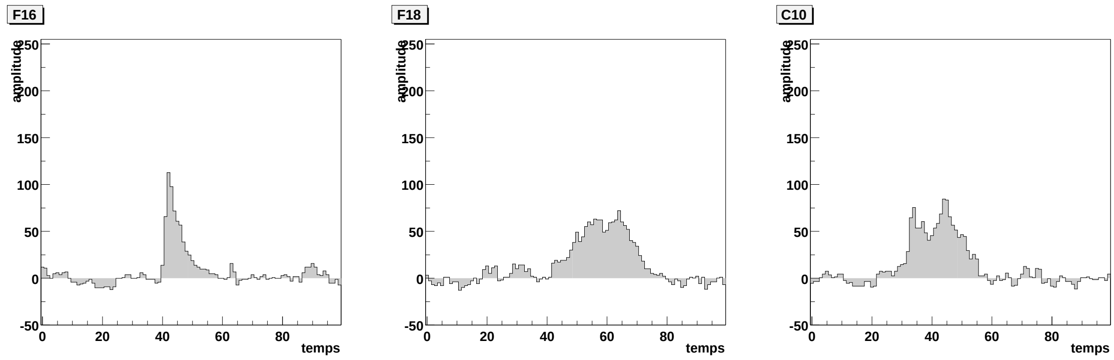


FIG. III.6 – *Exemples de dépôts de charge pour une voie d'héliostat numérisée [125]. À gauche : pic bien marqué ayant une forme proche de celle du photo-électron (voir figure I.16 p. 29). Au milieu : dépôt de charge large typique des pics de type « proton » (voir § III.2.3). À droite : double pic, probable signature que les photons Tcherenkov à l'origine de ce signal ne sont pas synchronisés.*

du ciel. Aussi, les fenêtres glissantes utilisées auront une largeur variant de 5 à 25 ns par pas de 1 ns. Le bruit de fond est donc déterminé en prenant la distribution de la charge mesurée pour les fenêtres de taille 5 à 25 ns commençant à 0 ns. Cette distribution peut être ajustée par une gaussienne asymétrique et il devient possible de calculer la probabilité pour le bruit de fond de fluctuer au-dessus de cette charge intégrée.

III.2.2.2 Recherche de la fluctuation maximale

Le signal est alors recherché pour les différentes tailles de fenêtres, en faisant glisser ces dernières sur toute la largeur de la fenêtre d'enregistrement par pas de 1 ns. En fonction de chaque début de fenêtre, la probabilité de fluctuation est calculée. On détermine alors pour quelle largeur de fenêtre et pour quelle position dans la fenêtre d'enregistrement la probabilité minimale est atteinte. On obtient ainsi trois grandeurs caractérisant le signal : la probabilité minimale obtenue sur les différentes largeurs et positions de fenêtres, la largeur de fenêtre correspondante et la position du signal dans la fenêtre d'enregistrement.

Cette méthode permet d'éliminer simplement les signaux à deux pics (séparés par un passage par le régime de bruit de fond) si l'on obtient dans les fenêtres glissantes deux minimas comparables de probabilité. Ces événements seront classés d'office en type « proton ».

III.2.2.3 Caractérisation du signal obtenu

Le signal étant caractérisé, il est choisi de n'effectuer un ajustement que pour les pics ayant une largeur de fenêtre inférieure à 10 ns, les autres étant d'emblée classés en pics de type « proton ».

D'autre part, il est constaté que les probabilités minimales associées aux événements positionnés à moins de 40 ns et à plus de 60 ns dans la fenêtre d'enregistrement sont toutes supérieures à 10^{-10}. Ainsi, seuls les événements situés au-dessus du bruit par une probabilité minimale inférieure à 10^{-12} seront considérés comme des pics et ajustés afin de les caractériser.

La forme d'ajustement choisie est celle du pic à 1 pe de l'équation II.6 p. 79. Tout pic de largeur à mi-hauteur à gauche supérieure à $2,5$ ns ou à droite supérieure à $3,5$ ns est considéré typé « proton » (critères établis à partir de simulations [125, p. 110]).

On définit alors $\mathcal{N}_{\mathrm{P}}$, le nombre de pics typés « proton » dans les données des héliostats en pointé convergent (variable non utilisée dans ce document), et $\mathcal{N}_{\mathrm{V}}$, le nombre de pics « veto » trouvé dans les héliostats veto en configuration à 53 héliostats. La coupure sur cette dernière variable est fixée à zéro lors de l'analyse des données (figure III.7).

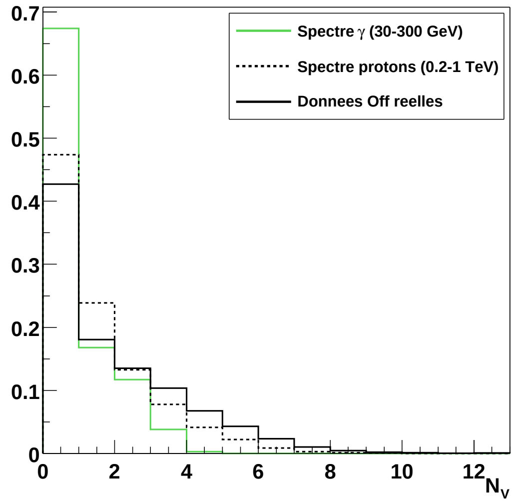


FIG. III.7 – *Distribution du nombre de pics veto $\mathcal{N}_{\mathrm{V}}$ pour un spectre de gammas, un spectre de protons et des données* OFF *réelles [125]. La distribution correspondant aux gammas est plus piquée à zéro que celle correspondant aux protons ou encore aux données* OFF.

III.2.3 Caractérisation d'une gerbe

La variable d'analyse ξ utilisée dans ce document [69] découle d'une volonté de bien caractériser les gerbes ayant déclenché le détecteur afin de tirer profit des différences géométriques entre les gerbes électromagnétiques et hadroniques.

Aux énergies de CELESTE, le front d'onde Tcherenkov des gerbes électromagnétiques est sphérique. Ainsi, tous les photons détectés peuvent être considérés comme émis simultanément du même point, le maximum de la gerbe. Le signal sommé de toutes les voies d'héliostats donne donc un pic étroit pour les gammas. La variable d'analyse τ_{50} développée dans [117] utilise cette propriété puisqu'elle correspond à la largeur à mi-hauteur de l'ajustement de ce pic et qu'une valeur maximale de coupure permet de rejeter efficacement les hadrons [117, p. 139]. Néanmoins, les voies d'héliostats étant synchronisées directement à partir de cet ajustement, cette variable a une efficacité limitée pour les basses énergies pour lesquelles l'ajustement est plus délicat. C'est ce principe même de pic étroit pour les gerbes nous intéressant qui va être utilisé pour tout d'abord synchroniser les voies et enfin rejeter les hadrons [125, p. 115].

III.2.3.1 Position du paramètre d'impact de la gerbe

Synchroniser les voies d'héliostats correspond à trouver la position du maximum de la gerbe dans le plan horizontal (X, Y) situé à 11 km d'altitude. Ceci va être effectué pour chaque événement enregistré et pour toutes les voies d'héliostats, excepté les héliostats veto dans la configuration à 53 héliostats.

Dans un premier temps, on se positionne en prenant pour point d'impact de la gerbe la direction de la source visée. Dans ce cas, il n'y a pas de retards supplémentaires à appliquer

69. Cette variable a légèrement évolué depuis celle présentée dans [125], d'où les valeurs de coupure un peu différentes. Mais, remplaçant cette dernière, et son principe de construction restant identique, elle conserve le même nom.

aux données qui sont synchronisées, conformément à la source pointée, par les boîtiers de retards lors de la prise de données (§ I.2.3 p. 30). Les voies sont sommées et l'on visualise le pic ainsi obtenu.

Les voies sont ensuite à nouveau sommées en se déplaçant sur une grille horizontale (dans le plan (X, Y)) autour de ce premier point. Dans ces autres cas, il faut déterminer les retards correctifs à appliquer voie par voie. On obtient ainsi les pics sommés pour chaque position testée du point d'impact de la gerbe dont un exemple est donné en figure III.8.

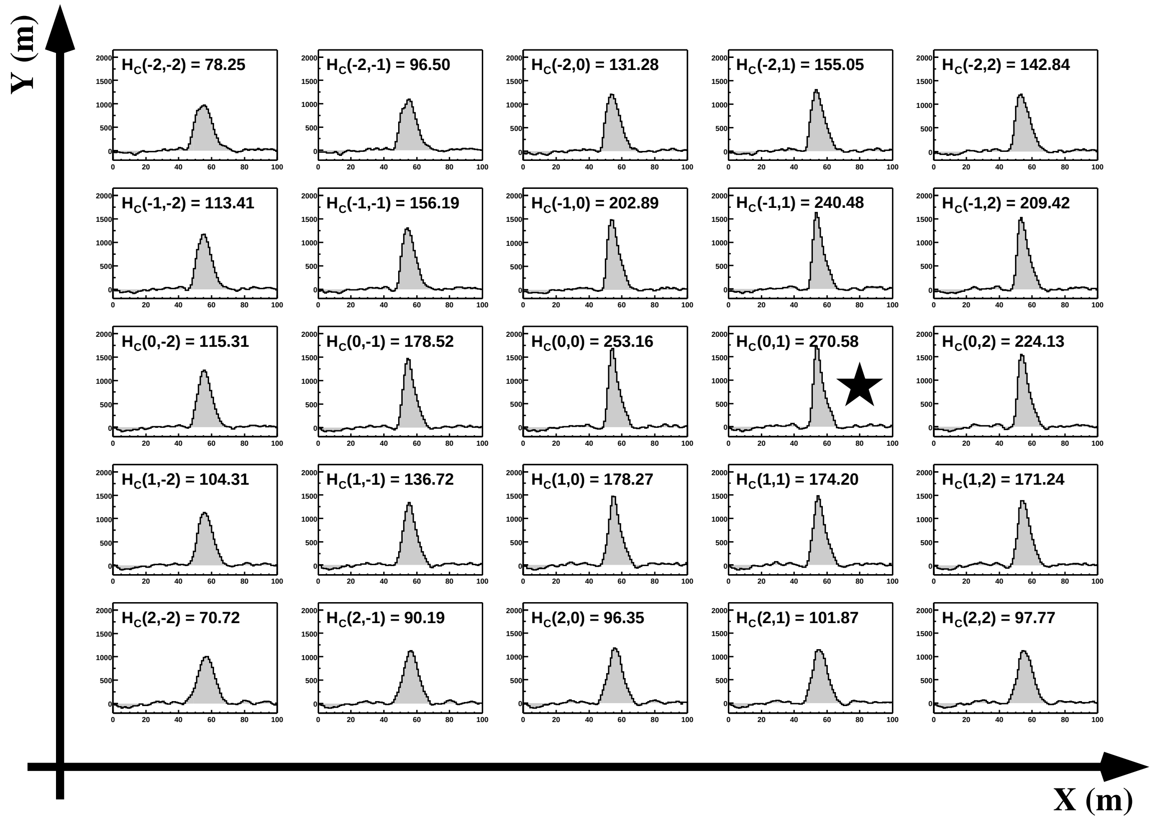


FIG. III.8 – *Recherche du point d'impact de la gerbe en testant différentes synchronisations selon la position supposée de ce point d'impact par rapport à la direction de la source pointée [125]. L'exemple montre le cas d'un photon gamma simulé de* 100 GeV *tombant à* 100 m *du centre du champ. Chaque case de la grille indicée (i, j) correspond à une position de* $i \times 80$ m *en abscisse et* $j \times 80$ m *en ordonnées dans le plan (X, Y). L'étoile indique la position réelle du point d'impact de la gerbe.*

Plus le pic obtenu est haut, plus sa largeur est petite, et l'on évalue son étroitesse en calculant le rapport :

$$H_c = \frac{H}{L} \tag{III.3}$$

avec	H	hauteur du pic [dc]
	$L = (\tau_1 + \tau_2) \ln 2$	largeur du pic [ns]

déterminés à partir de l'équation II.6 p. 79 ajustée sur les différents pics sommés.

Le maximum de H_c donne alors la position du point d'impact de la gerbe G_1. Cette position est affinée en renouvelant l'opération de sommation pour une grille plus fine dans le plan (X, Y) autour de la position trouvée. La distribution des différentes valeurs de H_c est tracée. Celle-ci est très piquée dans le cas d'un photon gamma, puisque, le front d'onde étant sphérique, la valeur de H_c diminue très vite dès que l'on s'écarte du maximum de la gerbe. Cette distribution est ajustée en X et en Y par des lorentziennes afin d'obtenir la position finale du point d'impact de la gerbe, G_2 (figure III.9). La précision obtenue sur la distance du pied de gerbe au centre du champ est de l'ordre de 23 m quelle que soit l'énergie du photon primaire.

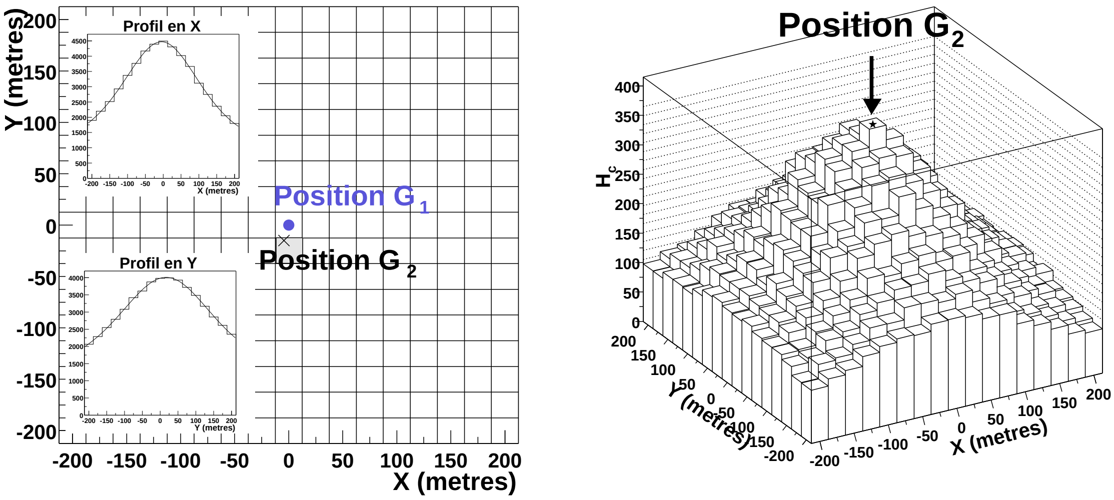


FIG. III.9 – *Recherche fine du point d'impact de la gerbe [125]. À gauche : grille fine avec profils des distributions H_c obtenus suivant X et Y, ainsi que leur ajustement par une lorentzienne pour obtenir la position du point d'impact G_2. À droite : distribution des valeurs de H_c selon leur position dans le plan (X, Y).*

III.2.3.2 Variable d'analyse ξ

La construction des distributions de la variable H_c a mis en évidence un comportement différent selon que la gerbe est électromagnétique ou hadronique. Dans le cas d'une gerbe issue d'un photon gamma, le front d'onde est pratiquement sphérique et la synchronisation maximisant H_c est presque parfaite. Dès que l'on s'écarte de cette position, la largeur L des voies sommées est tout de suite plus large, les valeurs de H_c diminuant rapidement (figure III.9 à droite).

En revanche, dans le cas d'une gerbe hadronique, le front d'onde n'étant pas sphérique, la position maximisant H_c ne correspond pas à une synchronisation parfaite. S'écarter de cette position n'entraîne pas un écartement systématique de toutes les voies individuelles les unes par rapport aux autres, la valeur de H_c ne diminue pas aussi rapidement (figure III.10).

Cette différence de comportement est utilisée en normalisant la valeur de H_c à une distance de 200 m du point d'impact déterminé. La variable ξ est définie par :

$$\xi = \frac{\overline{H_c}_{\ 200\ \mathrm{m}}}{H_{c\ \mathrm{max}}} \tag{III.4}$$

avec $\overline{H_c}_{\ 200\ \mathrm{m}}$ moyenne de 24 valeurs de H_c à 200 m autour du point d'impact de la gerbe (une valeur tous les 15°)

$H_{c\ \mathrm{max}}$ maximum de H_c

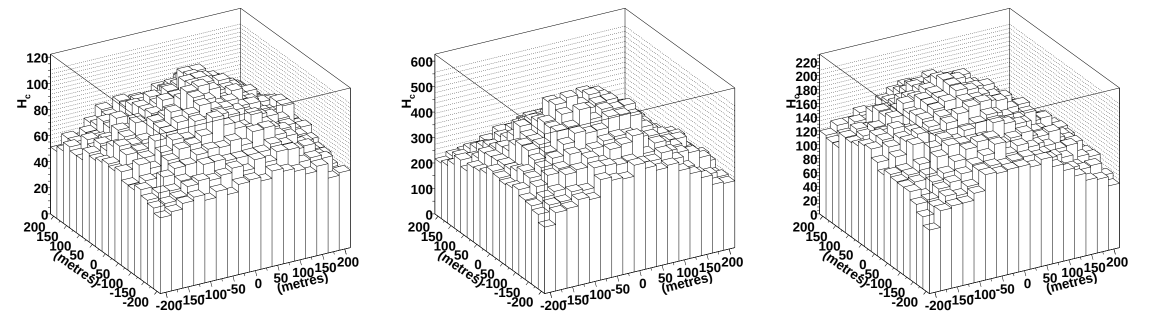


FIG. III.10 – *Exemples de distributions des valeurs de H_c pour des protons simulés [125].*

Pour des distributions piquées comme celles attendues pour le cas électromagnétique, les valeurs de ξ doivent être faibles.

La coupure supérieure qui sera appliquée à ξ sera déterminée pour le Crabe à partir de données et simulations pour les configurations à quarante et 53 héliostats. Après validation du signal mesuré en direction du Crabe, cette coupure sera réévaluée de la même manière pour Mrk 421, de déclinaison différente de celle du Crabe. Mrk 501 ayant la même déclinaison que Mrk 421, les mêmes coupures lui seront appliquées.

III.2.4 Tri définitif des données

Quelques critères de tri des mesures sur les paires de données après leur analyse s'ajoutent à ceux précédemment décrits.

Nombre d'événements dans la paire Trop peu d'événements dans une prise de données est signe de mauvaises conditions météorologiques (instabilités qui n'auraient pas été décelées par le critère de stabilité des courants) ou d'un problème technique ayant conduit à interrompre l'acquisition. Un nombre limite minimal de 10 000 événements a été fixé une fois les coupures effectuées sur le début et la fin des enregistrements (pour un recouvrement parfait des angles horaires d'observation, donc après analyse des paires de données). Il correspond à une acquisition d'environ dix minutes.

Efficacité du V 486 Il a été vu dans l'équation I.13 p. 39 l'importance que la précision sur l'efficacité d'acquisition implique dans la détermination de la signification statistique d'un signal. Il a également été montré au § I.2.5.2 p. 37 que l'efficacité du module de synchronisation V 486 dépend de la majorité et du seuil de déclenchement choisis. Lors de l'acquisition, une majorité de déclenchement la plus faible possible est demandée pour diminuer le temps mort du V 486. Lors de l'analyse, on s'attache à avoir une efficacité du V 486 valant $99,9$ % à la fois dans les données *ON* et *OFF* afin de ne pas augmenter l'erreur sur l'efficacité d'acquisition et d'éviter tout signal factice par des efficacités différentes entre les deux prises de données. L'efficacité du V 486 est déterminée en moyenne sur une prise de données : plus la majorité de redéclenchement logiciel est grande, plus l'efficacité est importante pour une même majorité de déclenchement demandée à l'acquisition. En effet, à l'acquisition la majorité demandée doit être faible pour réduire le temps mort du V 486. Ensuite, pour le redéclenchement logiciel, l'efficacité du V 486 est meilleure et mieux connue lorsqu'un plus un grand nombre de groupes ayant déclenché a été demandé, car les combinaisons de déclenchement possibles avec une moins bonne efficacité sont moins nombreuses [125, p. 74], [43], [42]. Ainsi, lors de l'analyse, les majorités de redéclenchement logiciel demandées sont de 4 groupes sur cinq ou six si l'efficacité du V 486 est suffisante, 5 groupes sur cinq ou six si elle ne l'est pas, et les données sont rejetées lorsqu'il n'est pas possible d'atteindre 99, 9 % d'efficacité ou que cela nécessite une majorité de 6 groupes sur six.

Distribution des variables d'analyse Les distributions des variables d'analyse présentées en figure II.9 p. 82, permettant de construire la variable ξ, ainsi que quelques autres sont contrôlées pour chaque prise de données (indépendamment pour les données *ON* et *OFF*). Dans le cas où l'une d'entre elles est différente des distributions habituelles, la paire de données est rejetée (rejet à l'œil assez rare : quatre paires pour 74 restantes dans le cas de la nébuleuse du Crabe).

Taux après coupures dans le *OFF* Enfin, un nouveau critère de sélection a été développé dans le cadre de ce travail [31]. Les taux de comptage après coupures d'analyse doivent être stables dans la prise de données hors source : si les conditions atmosphériques sont bonnes, ces taux ne doivent plus dépendre que de l'angle horaire et être supérieurs à un certain seuil. Cela est effectivement constaté pour une grande partie des données, aussi une coupure arbitraire a-t-elle été appliquée pour rejeter les données situées sous ce seuil visuel. Cette coupure est détaillée dans les chapitres présentant les résultats des sources étudiées (voir notamment la figure III.11 p. 114).

Les signaux des paires restantes, après les différentes coupures appliquées propres à chaque configuration, sont enfin additionnés et leur significativité statistique est déterminée afin de calculer un flux dans le cas où elle est supérieure à 5 σ.

Chapitre III.3

La nébuleuse du Crabe : chandelle standard pour l'analyse des données

La nébuleuse du Crabe [70] est une source stable et bien connue des échantillonneurs et imageurs Tcherenkov au sol. Elle sert de référence pour définir la sensibilité de ces instruments. Observée par EGRET pour le domaine de moyenne énergie et par les imageurs CAT, HEGRA et Whipple pour la très haute énergie, il restait une lacune à combler pour la gamme de haute énergie qui est celle de CELESTE. L'ancienne analyse développée dans [132] a permis la mise en évidence d'un signal provenant de cette source (figure I.28 p. 54) avec, pour les données simple pointé à quarante héliostats utilisées pour ce calcul, une sensibilité de l'instrument de $2,0\ \sigma/\sqrt{\mathrm{h}}$ [133].

La nouvelle analyse, présentée aux chapitres précédents III.1 et III.2, a été validée sur les données à 53 héliostats avec une sensibilité de l'instrument atteinte de $5,7\ \sigma/\sqrt{\mathrm{h}}$ [125, 36].

Pour l'étude des données à quarante héliostats de Mrk 501, il a donc été nécessaire de vérifier l'amélioration de la sensibilité par cette nouvelle méthode sur ce type de données, ainsi que la stabilité de détection du Crabe sur l'ensemble des données. Pour cela, un tri des données a été effectué et les différents lots d'analyse choisis sont présentés ici (§ III.3.1). Puis le choix des simulations effectuées est exposé (§ III.3.2) ainsi que les coupures qui en découlent (§ III.3.3). Pour finir, les signaux et flux obtenus sont déterminés pour les différents types de pointés et les données dans leur ensemble (§ III.3.4 et III.3.5).

III.3.1 Détermination des lots d'analyse

Comme décrit aux chapitres précédents, les critères de sélection des données appliqués sont fondés sur la stabilité des courants d'anode des photomultiplicateurs, leur stabilité entre les données *ON* et *OFF*, ainsi que celle des taux de comptage entre les données *ON* et *OFF* également, le nombre d'événements dans la paire analysée, les distributions des variables d'analyse, et les taux de comptage dans les données *OFF* après coupures.

Seul le tri basé sur ce dernier critère, développé dans le cadre de ce travail, est présenté ici. Plus de détails sur les autres sélections seront obtenus dans [125]. La sélection sur les taux d'événements T après coupures est effectuée avant même d'avoir établi la coupure définitive qui sera appliquée, les données qui seront rejetées pouvant influencer cette coupure. Ainsi, il a été choisi de prendre une coupure sur le redéclenchement logiciel : $\mathcal{R}_5 > 1,1$, soit une majorité appliquée de 5 groupes sur cinq ou six, et un seuil supérieur de 10 % du seuil appliqué lors de la prise de données.

70. Il est question ici de la nébuleuse synchrotron du Crabe ou encore du plérion du Crabe décrit au § I.4.1.3 p. 53. Les coordonnées de la nébuleuse, située dans la constellation du Taureau, sont : $\alpha = 05^{\mathrm{h}}\,34^{\mathrm{m}}\,31,97^{\mathrm{s}}$ et $\delta = 22°\,00'\,52,1''$ [99].

Le choix de coupure sur ξ est plus délicat. Si la coupure n'est pas assez dure, l'influence des taux de comptage bruts se maintient. Inversement, si la coupure est trop dure, les taux T deviennent très faibles à grand angle horaire et il est difficile de juger d'un effet de coupure ou météo. La figure III.11 montre cette répartition de T en fonction de la valeur absolue de l'angle horaire. Le choix de coupure s'effectue arbitrairement en fonction de la répartition des données. À gauche, pour des coupures $\xi < 0,40$ et $T \geq -34,1 \times |\text{ah}| + 75$, toutes les paires ayant des taux de comptage inférieurs à 15 Hz se trouvent rejetées. Mais il a été vu que certaines paires à faibles taux de comptage peuvent être conservées en utilisant les simulations avec atmosphère dégradée. Il ne s'agit donc pas ici de renouveler un tri sur les taux de comptage bruts. En appliquant une coupure plus sévère $\xi < 0,35$, représentée à droite sur la figure III.11, les événements gardés ne sont que des événements issus de hadrons typés gammas, dont les taux T doivent être plus stables. La population de T apparaît en effet plus écrasée et seulement trois paires sont réellement à part avec un choix de coupure $T \geq -10 \times |\text{ah}| + 18$. Celles-ci seront donc retirées. Il faut noter que sur ce dernier graphique, les taux T à grand angle horaire se trouvent très diminués. Pour ces paires, un contrôle a été effectué lors de l'analyse en fonction de leur comportement selon les coupures appliquées. La paire, prise en simple pointé à 11 km, ayant un angle horaire $|\text{ah}| = 2,5$ h et un taux $T \approx 0$ min^{-1} est rejetée. Suite à ces mêmes contrôles, quatre autres paires d'angles horaires quelconques sont rejetées.

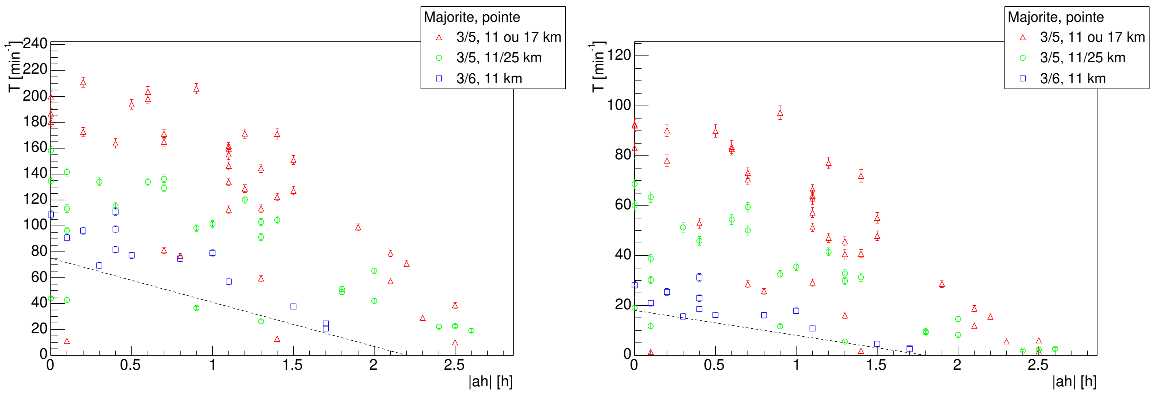


FIG. III.11 – *Taux d'événements T dans les données* OFF *après coupures $\mathcal{R}_5 > 1,1$ et $\xi < 0,40$ à gauche, $\xi < 0,35$ à droite, en fonction de la valeur absolue de l'angle horaire* $|\text{ah}|$. *Les droites en tirets représentent les deux nouvelles sélections sur T. La majorité indiquée correspond à la majorité appliquée lors de la prise de données.*

Pour finir, trois paires dans les lots restants avaient des taux de comptage inférieurs à 15 Hz. Il a été jugé inutile de relancer des simulations en direction du Crabe avec l'atmosphère « *dusty* » pour prendre en compte si peu de données, aussi ont-elles été éliminées. Notons que, pour les paires conservées, les radiomètres indiquent une température stable et inférieure à -25 °C qui confirme le beau temps.

Pour chaque type de pointé, deux paramètres sont à prendre en compte qui impliquent jusqu'à quatre combinaisons de lots différents : la valeur absolue de l'angle horaire (inférieure ou égale à 1,5 h ou supérieure à 1,5 h) et la majorité que l'efficacité du V 486 permet d'appliquer pour le redéclenchement logiciel (majorité de 4 ou 5 groupes sur cinq ou six groupes, selon la configuration). L'annexe A.2 précise les détails de ces lots avec une représentation graphique de leur répartition. L'ensemble final des données contient 74 paires pour une durée de 21,5 h (sur 272 paires enregistrées [71]). Pour chacun des lots, des simulations adaptées ont été comparées afin d'établir le choix de coupure sur ξ.

71. Ce nombre ne tient pas compte des soixante prises de données qui ont été enregistrées en seul pointé *ON* pour l'étude du pulsar du Crabe.

III.3.2 Simulations effectuées

Les simulations ont pour but de reproduire les différents lots dont il vient d'être question. Elles ont été générées avec CORSIKA pour la production des gerbes Monte-Carlo, puis avec la simulation optique modifiée (chapitre II.2) et la nouvelle simulation de l'électronique (chapitre II.3), et enfin avec la même analyse que celle utilisée pour les données.

Concernant la partie optique, les différents types de pointés utilisent la même génération de gerbes effectuée à énergie et angle horaire fixes. L'atmosphère utilisée est l'atmosphère « Mrk 421 ». Les pointés simulés sont le simple pointé à 11 km et le double pointé à 11/25 km pour les données à quarante héliostats, et le simple pointé veto à 11 km pour les données à 53 héliostats. Les données à quarante héliostats prises en simple pointé à 17 km sont peu nombreuses (cinq paires) donc assimilées aux données et simulations à quarante héliostats prises à 11 km.

Le passage par l'électronique conserve les événements ayant déclenché l'appareil pour chaque type de pointé. Pour toutes les simulations, les seuils de déclenchement appliqués valent 45 mV et la majorité choisie est de 4 groupes sur cinq ou six. Les données ont des seuils de déclenchement variant entre 40 et 55 mV qui seront toutes assimilées à la simulation avec seuil de 45 mV (voir § II.4.4 p. 91).

Les fichiers simulés sont ensuite traités comme ceux des données avec application du même code d'analyse. Selon les lots de données établis, différentes combinaisons de coupures sur la majorité de redéclenchement logiciel et ξ ont été testées.

L'évolution de la variable ξ en fonction de l'énergie a pu être testée. Celle-ci est représentée sur la figure III.12. Pour le choix des coupures, les distributions de simulations présentées ont été construites sur l'ensemble des énergies simulées E, normalisées à un spectre de forme E^{-2} après le passage par l'électronique, prenant en compte l'efficacité d'acquisition de celle-ci propre à chaque énergie.

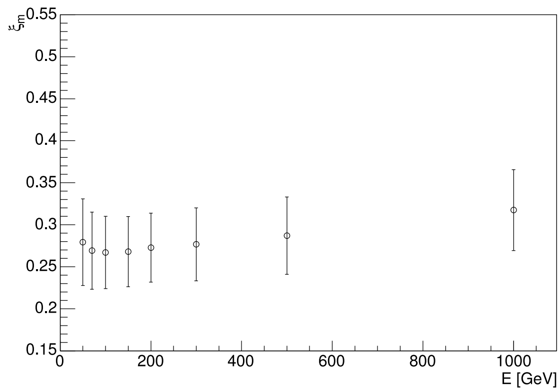


Fig. III.12 – *Moyenne de ξ, ξ_{m}, en fonction de l'énergie simulée E de photons gamma en direction du Crabe au transit pour une configuration à quarante héliostats en simple pointé à 11 km. Un redéclenchement logiciel $\mathcal{R}_5 > 1,1$ a été appliqué. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart-type de la distribution de ξ.*

III.3.3 Choix des coupures appliquées

Les simulations ont principalement permis de vérifier l'impression issue des données que la variable ξ dépend à la fois de l'angle horaire et de la déclinaison de la source observée. Les figures présentées dans cette section correspondent à des simulations et données sur le Crabe en simple pointé 11 km à quarante héliostats avec un redéclenchement logiciel $\mathcal{R}_5 > 1,1$ et dont la valeur absolue de l'angle horaire est inférieure à $1,5$ h. Elles concernent le lot de données le plus important pour le Crabe (30 %). La même démarche que celle exposée ici a été effectuée pour tous les autres lots.

La figure III.13 montre l'évolution de la variable ξ selon l'angle horaire d'observation. Les distributions de ξ sur les données $ON - OFF$ se décalent vers de plus grandes valeurs avec l'angle horaire. Cela est aussi le cas pour les simulations : les distributions s'élargissent avec l'angle horaire et leur moyenne. C'est en constatant cette tendance qu'il a été choisi de classer les données selon deux types d'angles horaires d'observation : observation à moins de $1,5$ h du transit et à plus de $1,5$ h du transit pour leur appliquer des coupures différentes. Notons aussi que les distributions simulées à $\mathcal{R}_4 > 1,1$ sont pratiquement identiques, légèrement plus larges, mais les mêmes coupures leur seront appliquées.

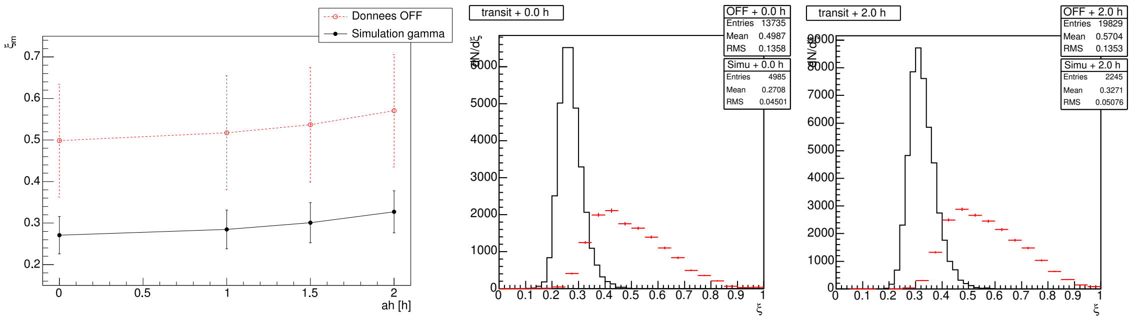


FIG. III.13 – *Évolution de ξ après redéclenchement logiciel $\mathcal{R}_5 > 1,1$ en fonction de l'angle horaire pour des simulations et données sur le Crabe en simple pointé* 11 km *à quarante héliostats. À gauche : moyenne de ξ, ξ_{m}, en fonction de l'angle horaire pour les simulations des gammas (cercles pleins) et les données* OFF *(cercles vides). Les points sont reliés entre eux par des droites. Les moyennes ξ_{m} des distributions obtenues valent* $0,27$; $0,28$; $0,30$ *et* $0,33$ *pour les simulations, et* $0,50$; $0,52$; $0,54$ *et* $0,57$ *pour les données* OFF*, respectivement au transit, puis à* 1 ; $1,5$ *et* 2 h *du transit. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart-type de la distribution de ξ. Au milieu et à droite : distributions de ξ pour les simulations de gammas (trait continu) et les données* OFF *(traits discontinus) au transit (au milieu) et à* 2 h *du transit (à droite). La distribution des simulations est normalisée en surface à celle des données* OFF*. Le grand nombre de simulations générées permet une taille d'intervalles affichés plus petite que pour les données, pour lesquelles la statistique ne le permet pas, ceci afin de mieux se rendre compte de la forme de la distribution (par la suite, dans les comparaisons entre données et simulations pour le choix des coupures, les intervalles seront choisis avec la même taille). Les statistiques des deux distributions sont affichées (nombre d'entrées, valeur moyenne et écart-type de la distribution).*

Avant de présenter le choix des coupures appliquées, une parenthèse est effectuée à propos des pics fiduciaires. Il a été vu que ceux-ci ont été ajoutés pour corriger un défaut de synchronisation des cartes FADC (§ I.2.3 p. 30) et synchroniser ainsi les voies (§ III.2.1 p. 105). Or, nombreuses sont les anciennes données à quarante héliostats enregistrées avant l'ajout des pics fiduciaires. Il est donc apparu intéressant de comparer les distributions de la variable ξ sans et avec les pics fiduciaires. Celles-ci sont représentées en figure III.14 où l'on voit que la technique de construction de ξ dépend effectivement de la présence des pics fiduciaires ou non : la distribution de ξ est plus large en absence de pics fiduciaires. Nous verrons ensuite que cela peut influencer la courbe de lumière.

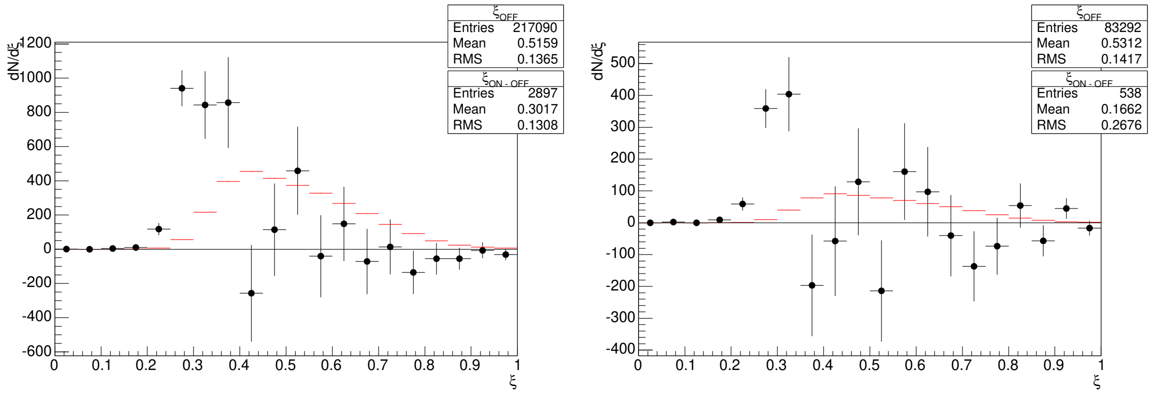


FIG. III.14 – *Distributions de ξ obtenues pour le lot de données prises sur le Crabe en simple pointé* 11 km *à quarante héliostats avec redéclenchement logiciel $\mathcal{R}_5 > 1,1$ et valeur absolue de l'angle horaire inférieure à $1,5$ h (*ON *en traits pleins,* OFF *en tirets). Le lot a été séparé en deux : à gauche les données sans pic fiduciaire (seize paires), à droite celles avec pics fiduciaires (six paires). Les distributions obtenues sont très proches (voir les statistiques affichées).*

Enfin, la figure III.15 présente les démarches effectuées pour établir la coupure à appliquer sur ξ dans les différents lots. En haut, les figures ne concernent que les données et c'est principalement sur celles-ci que se base le choix de coupure. En bas sont affichées les simulations, comparées à une prise de données *OFF*, enregistrée dans les mêmes conditions que la simulation.

Les courbes de droite sont deux moyens de caractériser les performances de la coupure sur ξ. Pour les données (en haut), on utilise la signification statistisque du signal N_σ (§ I.2.5.3 p. 38). Celle-ci est donnée sur la courbe en fonction de la coupure appliquée à ξ : sa valeur maximale donne la coupure à appliquer sur ξ à partir des données.

Pour les simulations (en bas), le facteur utilisé Q se fonde uniquement sur les efficacités de sélection et le pouvoir de rejet que la coupure implique [149, p. 64]. Il est donc indépendant de la statistique disponible, du niveau du bruit de fond, de l'intensité de la source et du temps d'observation. Il caractérise la puissance intrinsèque de la coupure et représente le gain en signification statistique qu'elle peut apporter [125, p. 45]. Il est défini comme :

$$Q = \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{\epsilon_{\mathrm{h}}}} \tag{III.5}$$

avec $\epsilon_\gamma = \dfrac{N_\gamma^{\mathrm{c}}}{N_\gamma^0}$ efficacité de sélection des gammas ; N_γ^0 et N_γ^{c} étant les nombres de gammas avant et après coupures pris dans les simulations

$\epsilon_{\mathrm{h}} = \dfrac{N_{\mathrm{h}}^{\mathrm{c}}}{N_{\mathrm{h}}^0}$ fraction de bruit de fond résiduel ; N_{h}^0 et $N_{\mathrm{h}}^{\mathrm{c}}$ étant les nombres de hadrons avant et après coupures pris dans les données *OFF*

L'annexe B.2 indique les coupures issues des données et simulations avec leurs efficacités, ainsi que la coupure choisie au final pour chaque lot de données. Dans le cas présenté ici, la coupure choisie est $\xi < 0,30$ correspondant à la coupure donnée par N_σ avec une efficacité de coupure $\epsilon_{\mathrm{d}} = 44 \pm 10$ %. Le facteur de qualité pour les simulations donne la même coupure avec une efficacité $\epsilon_{\mathrm{s}} = 67,0 \pm 2,5$ %. Le facteur de qualité vaut $4,9$ pour cette coupure.

La coupure donnée par Q est toujours inférieure ou égale à celle issue de N_σ. Cela vient entre autres du fait que les données manquent de statistiques et qu'il n'est pas possible de se permettre une coupure aussi faible que celle issue des simulations car le signal serait détruit.

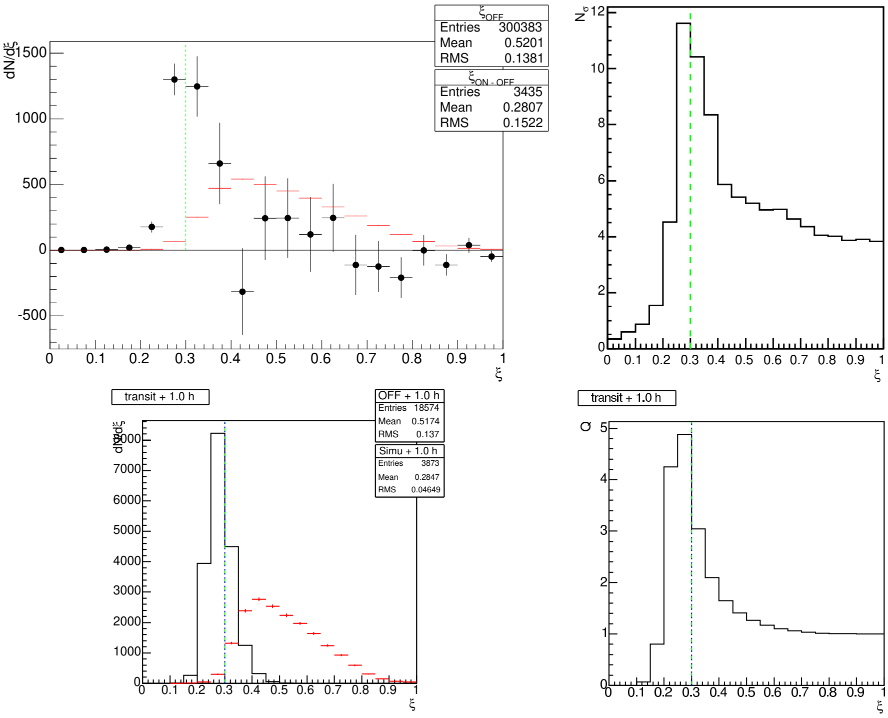


FIG. III.15 – *Choix de la coupure sur* ξ *pour le Crabe en simple pointé* 11 km *à quarante héliostats avec redéclenchement logiciel* $\mathcal{R}_5 > 1,1$ *et valeur absolue de l'angle horaire inférieure à* 1, 5 h. *En haut : à gauche, distribution de* ξ *pour les données* ON – OFF *(cercles pleins) et les données* OFF *(traits discontinus, distribution normalisée en surface à celle* ON – OFF *entre* 0 *et* 0, 6*). La ligne en tirets représente la coupure donnée par le facteur* N_σ *tracé à droite (voir texte), soit* $\xi < 0,30$*. Elle correspond également à la coupure choisie. En bas : à gauche, distribution de* ξ *pour les simulations de gammas (trait continu) et les données* OFF *d'une paire correspondante à* 1 h *du transit (traits discontinus). La distribution des simulations est normalisée en surface à celle des données* OFF*. La ligne pointillée représente la coupure donnée par le facteur* Q *tracé à droite (voir texte), soit* $\xi < 0,30$*, identique à la coupure choisie (tirets).*

III.3.4 Signal obtenu et courbe de lumière

III.3.4.1 Signification statistique des données

Le tableau III.1 donne les nombres d'événements et significations statistiques obtenus pour les différents pointés après enregistrement, redéclenchement logiciel et coupures finales, puis pour l'ensemble complet des données. Les valeurs détaillées pour chacun des lots sont données en annexe C.1 ainsi que, pour comparaison, l'équivalent avec application des coupures déterminées uniquement à partir de la simulation. Noter qu'une coupure veto, $\mathcal{N}_{\mathrm{V}} = 0$, est appliquée en plus de la coupure sur ξ dans la dernière ligne de l'ensemble des données à 53 héliostats (§ III.2.2 p. 105).

Lot	Coupure	Nombre d'événements N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	Signification statistique N_σ	Sensibilité $[\sigma/\sqrt{\mathrm{h}}]$	Signal sur bruit $\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
Données simple pointé à quarante héliostats (10,4 h)	Données brutes	967 612	958 241	9 371	5,9	1,8	1,0
	Redéclenchement logiciel	526 388	519 831	6 557	5,7	1,8	1,3
	Coupures finales	11 754	9 620	2 134	13,0	4,0	22,2
Données double pointé à quarante héliostats (6,4 h)	Données brutes	542 086	540 644	1 442	1,3	0,5	0,3
	Redéclenchement logiciel	304 817	301 853	2 964	3,4	1,4	1,0
	Coupures finales	5 264	4 117	1 147	10,9	4,3	27,9
Données simple pointé veto à 53 héliostats (4,7 h)	Données brutes	468 821	465 176	3 644	3,2	1,5	0,8
	Redéclenchement logiciel	302 538	299 411	3 127	3,5	1,6	1,0
	Coupures finales	6 381	4 894	1 487	12,4	5,7	30,4
Ensemble des lots (21,5 h)	Données brutes	1 978 518	1 964 061	14 457	6,4	1,4	0,7
	Redéclenchement logiciel	1 133 743	1 121 094	12 648	7,4	1,6	1,1
	Coupures finales	23 399	18 631	4 768	20,8	4,5	25,6

Tab. III.1 – *Nombre d'événements restant après les coupures sur les différents lots de données de la nébuleuse du Crabe et sur l'ensemble complet des données. Remarque : les nombres d'événements sont arrondis.*

III.3.4.2 Courbe de lumière

La signification statistique obtenue permet de déterminer le flux intégral mesuré de la nébuleuse du Crabe. Pour cela, il faut choisir une forme spectrale $f(E)$ à intégrer dans l'équation II.8 p. 87 et appliquer les acceptances déterminées pour chaque prise de données (chapitre II.4 p. 83). Le flux sera représenté pour des énergies mesurées supérieures à l'énergie seuil E_{s} déterminée sur l'ensemble des données.

Compte tenu des écarts d'efficacités de coupures entre simulations et données assez importants (§ III.3.3), les coupures choisies pour représenter les flux sont moins fortes. Une fois le signal établi, nous pouvons sélectionner un peu plus d'événements avec la coupure $\xi < 0,40$ qui permet de se situer dans la queue de distribution (voir figure III.15) et de diminuer l'incertitude liée à une différence des distributions des données et simulée (et ce, quel que soit le pointé). Ainsi, tous les résultats suivants sur les flux sont établis, d'une part, sans coupure veto afin d'homogénéiser les coupures entre tous les lots, la variable $\mathcal{N}_{\mathrm{V}}$ ne pouvant être appliquée que sur les données prises à 53 héliostats. D'autre part, ils sont déterminés en appliquant la même coupure $\xi < 0,40$ à toutes les données. Seules les coupures sur le redéclenchement logiciel restent propres aux lots de données en fonction des majorités de déclenchement.

Trois hypothèses spectrales ont été choisies pour comparer leurs effets sur la détermination du seuil en énergie et du flux. La première hypothèse est tout simplement la loi de puissance :

$$f(E) = E^{-2} \tag{III.6}$$

La seconde forme spectrale choisie est tirée de [3] et est définie par (νF_ν étant exprimé en $\mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}}$ et l'énergie E en TeV) :

$$\log(\nu F_\nu) = \sum_{i=0}^{5} p_i(\log E)^i \tag{III.7}$$

avec
$p_0 = -10,3531$
$p_1 = -0,578559$
$p_2 = -0,119778$
$p_3 = 0,542375\times 10^{-1}$
$p_4 = -0,766819\times 10^{-2}$
$p_5 = -0,660223\times 10^{-2}$

L'hypothèse spectrale appliquée est donc, dans les unités correspondant au détecteur, à savoir en photons $\mathrm{m^{-2}\,s^{-1}\,GeV^{-1}}$ (E en GeV) :

$$f(E) = \frac{10^{\sum_{i=0}^{5} p_i[\log(E\times 0,001)]^i}}{E^2} \times \frac{10^{-7}\times 10^{-9}\times 10^{4}}{1,6\times 10^{-19}} \tag{III.8}$$

La dernière forme est tirée de [133, 34] :

$$f(E) = (E\times 0,001)^{\alpha+\beta\log(E\times 0,001)} \tag{III.9}$$

Elle se fonde sur les résultats de l'imageur CAT au-dessus de 500 GeV. Connaissant la valeur de k dans l'équation II.11 p. 89, il est possible de faire varier le paramètre β pour jouer sur la courbure du spectre aux énergies de CELESTE. Ainsi, $k = 2,33\times 10^{-10}$ et $\alpha = -2,74$. β est fixé au-dessus de 500 GeV, pour assurer la continuité du spectre et déterminé en dessous en imposant la valeur de k. On trouve :

$$\beta = \begin{cases} -0,55 & \text{pour } E < 500 \text{ GeV} \\ -0,2 & \text{pour } E \geq 500 \text{ GeV} \end{cases} \tag{III.10}$$

L'énergie seuil de l'ensemble des données, déterminée graphiquement (figure II.15 p. 89), vaut :

$$\overline{E_\mathrm{s}} = \begin{cases} 93^{+18}_{-22} \text{ GeV} & 1^{\text{re}} \text{ hypothèse} \\ 85^{+11}_{-14} \text{ GeV} & 2^{\text{e}} \text{ hypothèse} \\ 90^{+17}_{-20} \text{ GeV} & 3^{\text{e}} \text{ hypothèse} \end{cases} \tag{III.11}$$

Les incertitudes données sur ces énergies sont les incertitudes systématiques si l'on se trompe de ± 20 % sur l'énergie dans le calcul des acceptances du détecteur.

Les équations II.14 et II.15 p. 90 permettent de déterminer le flux intégral au-dessus de l'énergie seuil, choisie arrondie à la 90 GeV pour toutes les hypothèses spectrales, avec pour chacune d'elles son incertitude statistique. L'incertitude systématique est déterminée en refaisant les mêmes calculs pour des acceptances décalées de ± 20 % en énergie. On trouve ainsi un flux intégral moyen (la première incertitude est statistique, la seconde systématique) :

$$\begin{cases} \bar{\phi}(E\geq 90 \text{ GeV}) = (12,0\pm 0,7^{+0,1}_{-0,2})\times 10^{-6} \text{ photons}\,\mathrm{m^{-2}\,s^{-1}} & 1^{\text{re}} \text{ hypothèse} \\ \bar{\phi}(E\geq 90 \text{ GeV}) = (11,9\pm 0,7^{+0,5})\times 10^{-6} \text{ photons}\,\mathrm{m^{-2}\,s^{-1}} & 2^{\text{e}} \text{ hypothèse} \\ \bar{\phi}(E\geq 90 \text{ GeV}) = (10,3\pm 0,7^{+1,0})\times 10^{-6} \text{ photons}\,\mathrm{m^{-2}\,s^{-1}} & 3^{\text{e}} \text{ hypothèse} \end{cases} \tag{III.12}$$

Il faut noter que les incertitudes systématiques donnent parfois un flux uniquement plus grand (deuxième et troisième hypothèses spectrales) ou uniquement plus petit bien que l'énergie soit décalée de 20 % dans les deux sens. Cela est lié aux nouvelles valeurs des intégrales $\int_{E_0}^{\infty} \mathcal{A}(E)\, f(E)\, \mathrm{d}E$ qui peuvent varier dans un sens comme dans l'autre selon l'hypothèse spectrale choisie qui coupe plus ou moins la courbe d'acceptance lorsqu'elle est convoluée à celle-ci.

La courbe de lumière obtenue du flux intégral au-dessus de l'énergie seuil est représentée en figure III.16 pour la troisième hypothèse spectrale. La ligne continue représente le flux intégral moyen et les barres d'erreurs tracées sont uniquement statistiques.

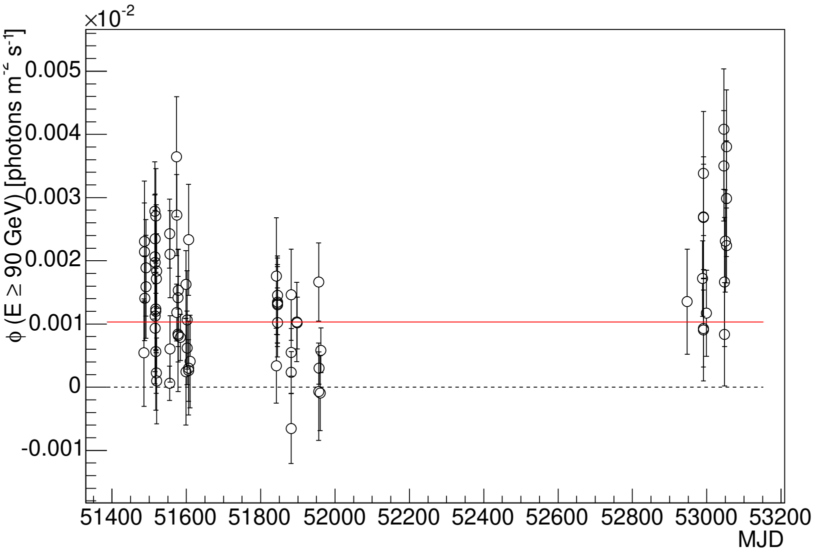


FIG. III.16 – *Courbe de lumière de l'ensemble des données prises sur le Crabe (paire par paire) pour l'hypothèse spectrale tirée de [133]. Les flux intégraux au-dessus de l'énergie seuil* $\phi(E \geq 90$ GeV$)$ *sont représentés avec leurs barres d'erreurs statistiques. La ligne continue correspond au flux intégral moyen sur l'ensemble des données. Les* MJD (Modified julian date) 51400 *et* 53200 *correspondent aux dates des* 10/08/1999 *et* 14/07/2004. *L'absence d'observations en hiver 2002-2003 est due à la conjonction (malheureuse pour CELESTE !) entre Saturne et la nébuleuse du Crabe durant cette période.*

La valeur du χ^2 réduit pour les n données de mesure, $\tilde{\chi}^2$, a été calculée pour s'assurer que ces mesures sont compatibles avec une émission stable, comme cela doit être le cas pour la nébuleuse du Crabe :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{(x_i - \hat{x})^2}{\sigma_i^2} \tag{III.13}$$

avec x_i valeur de la donnée i (flux)
$\hat{x}$ estimateur de x_i (flux moyen)
σ_i écart-type de la valeur x_i (erreur statistique)

$$\tilde{\chi}^2 = \frac{\chi^2}{d} \tag{III.14}$$

avec d nombre de degrés de liberté
$d = n - c$ c étant le nombre de contraintes, soit le nombre de paramètres issus des données nécessaire au calcul du χ^2 ($c = 1$ ici)

Le χ^2 réduit vaut $2,3$ alors qu'il doit être de l'ordre de 1 pour garantir la constance des mesures et donc leur stabilité. Compte tenu des erreurs systématiques non prises en compte sur l'effet du pointé, cette valeur paraît tout à fait raisonnable.

Les mêmes flux ont été représentés en fonction de l'angle horaire pour contrôler tout de même qu'aucun effet résiduel ne subsistait en fonction de cette variable avec les flux non corrigés pour comparaison (figure III.17). Le résultat est loin d'être parfait. Pourtant, il semble dépendre de l'hypothèse spectrale choisie. En effet, si l'on trace les flux intégraux en fonction de l'angle horaire pour la seconde hypothèse spectrale, le résultat paraît plus plat (figure III.18 ; le χ^2 réduit vaut $1,6$ sur ces flux).

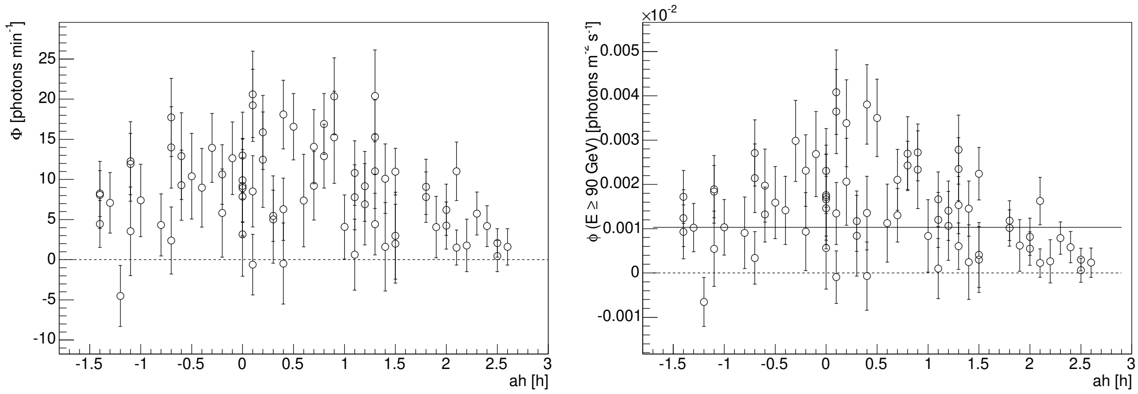


FIG. III.17 – *Flux non corrigés et corrigés des acceptances en fonction de l'angle horaire* ah *pour l'ensemble des données prises sur le Crabe. À gauche : flux non corrigés* Φ *(mais ayant subi des coupures différentes selon qu'ils sont pris à des angles horaires supérieurs ou inférieurs à* $1,5$ h*), à droite : flux intégraux au-dessus de l'énergie seuil* $\phi(E \geq 90$ GeV$)$ *pour l'hypothèse spectrale tirée de [133]. Les flux sont représentés avec leurs barres d'erreurs statistiques. La ligne continue à droite correspond au flux intégral moyen sur l'ensemble des données.*

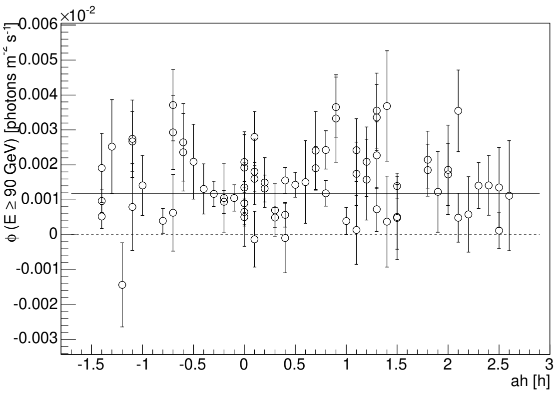


FIG. III.18 – *Flux intégraux au-dessus de l'énergie seuil* $\phi(E \geq 90$ GeV$)$ *en fonction de l'angle horaire* ah *pour l'ensemble des données prises sur le Crabe pour l'hypothèse spectrale tirée de [3]. Les flux sont représentés avec leurs barres d'erreurs statistiques. La ligne continue correspond au flux intégral moyen sur l'ensemble des données.*

Enfin, un dernier contrôle a été fait en traçant l'histogramme des résidus de flux $r = \dfrac{\phi_i - \bar{\phi}}{\delta\phi_i}$ pour la troisième hypothèse spectrale (figure III.19) et en mesurant l'écart-type

σ de la distribution obtenue :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(x_i - \bar{x})^2} \tag{III.15}$$

avec $\bar{x}$ moyenne de la distribution

Ces valeurs, de moyenne $0,35$ et d'écart-type $1,5$, montrent la distribution gaussienne des résidus de flux, considérant encore les incertitudes systématiques importantes ne permettant pas d'avoir une distribution parfaite d'écart-type valant 1. Pour la deuxième hypothèse spectrale, la moyenne obtenue est de $0,25$ avec un écart-type de $1,2$.

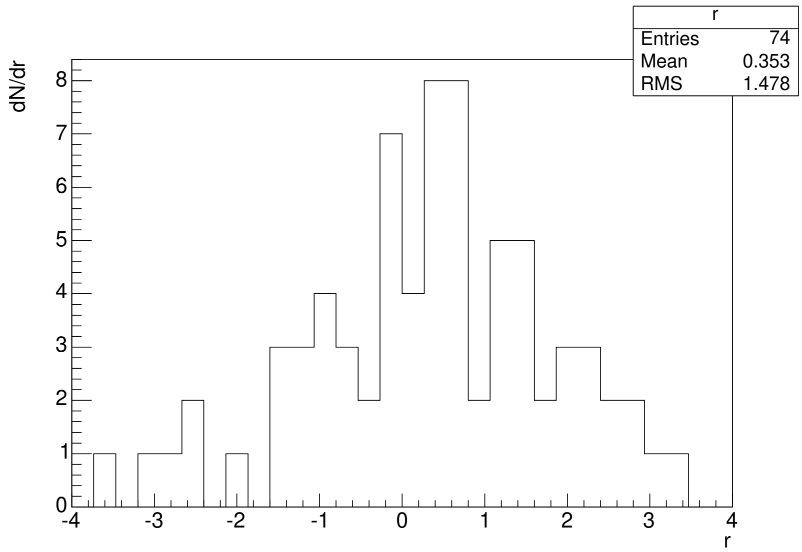


Fig. III.19 – *Distribution* $\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}r}$ *des résidus de flux r obtenue pour l'hypothèse spectrale tirée de [133] pour l'ensemble des données prises sur le Crabe.*

Les dernières paires de la figure III.16 présentent un flux plus élevé. Une raison possible est que les données les plus anciennes n'ont pas de pics fiduciaires qui peuvent mener à une sous-estimation du flux par moins bonne construction de la variable ξ (voir la figure III.14) et concerne 32 paires. Néanmoins, le flux mesuré est considéré comme stable et les données des blazars pourront être analysées sans problème en notant toutefois que leur variabilité sera bien difficile à étudier. Avant de montrer les mesures de flux obtenues pour les blazars étudiés, il paraît encore important de vérifier que la valeur de flux déterminée pour le Crabe est cohérente par rapport aux mesures des autres expériences.

III.3.5 Flux différentiel

Le point différentiel issu de la mesure intégrale peut donc être placé sur une courbe spectrale à côté de mesures à des énergies différentes. Les résultats sont montrés pour la deuxième hypothèse choisie tirée de [3] (figure III.20), ainsi que pour la troisième hypothèse choisie tirée de [133] (figure I.28 p. 54). Les valeurs moyennes obtenues des flux intégraux valent (équation II.16 p. 90) :

$$\begin{cases} \bar{\phi}(90 \text{ GeV}) = (5,3 \pm 0,3^{+0,1}_{-0,2}) \times 10^{-8} \text{ photons m}^{-2}\,\text{s}^{-1}\,\text{GeV}^{-1} & 1^{\text{re}} \text{ hypothèse} \\ \bar{\phi}(90 \text{ GeV}) = (6,0 \pm 0,4^{+0,3}) \times 10^{-8} \text{ photons m}^{-2}\,\text{s}^{-1}\,\text{GeV}^{-1} & 2^{\text{e}} \text{ hypothèse} \\ \bar{\phi}(90 \text{ GeV}) = (5,2 \pm 0,3^{+0,5}) \times 10^{-8} \text{ photons m}^{-2}\,\text{s}^{-1}\,\text{GeV}^{-1} & 3^{\text{e}} \text{ hypothèse} \end{cases} \tag{III.16}$$

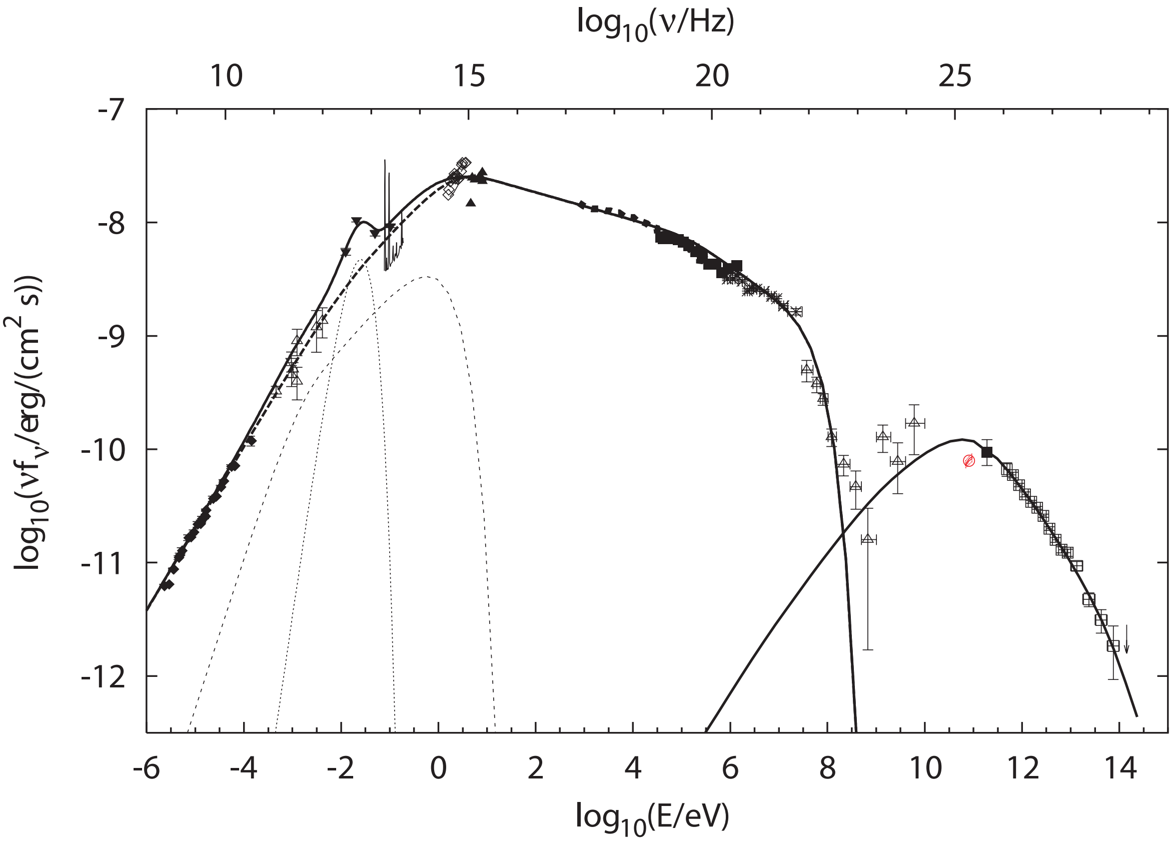


Fig. III.20 – *Modèle spectral d'émission de la nébuleuse du Crabe issu de [3] avec flux modifié de CELESTE pour cette hypothèse spectrale (équation III.18 pour la deuxième hypothèse). Le détail des modèles et mesures utilisées pour le spectre synchrotron se trouve dans le document [3]. Concernant le pic Compton inverse, les triangles vides sont les points de mesure d'EGRET [68]. Noter que ces mesures sont entachées de fortes erreurs systématiques dues au bruit de fond diffus galactique difficile à soustraire, ainsi qu'à la soustraction de l'émission du pulsar. Les points d'EGRET diffèrent de ceux présentés en figure I.28 p. 54 : il manque le dernier point de la figure I.28 et les deux précédents semblent être les valeurs obtenues par EGRET sans soustraction du signal pulsé (donc plus hauts). À plus basse énergie, les points correspondent. Le cercle vide est la mesure de CELESTE pour laquelle sont affichées les erreurs systématiques (contour continu), qui jouent à la fois sur le flux et sur l'énergie seuil, et statistiques (sur-contour pointillé). Il faut bien garder à l'esprit que le point de CELESTE est placé au maximum de détection de l'expérience bien qu'il comprenne une grande gamme d'énergie de photons détectés. L'intervalle de confiance dans le contour extérieur ainsi obtenu (comprenant les deux sources d'erreurs) est de 68 %. Le carré noir plein à droite du point de CELESTE est le point de STACEE tiré de [137]. Celui-ci date d'une ancienne configuration de l'appareil, aucune nouvelle mesure n'ayant été publiée [72]. Les carrés vides à plus haute énergie sont les mesures d'HEGRA dont la forme spectrale a été utilisée pour la mesure de CELESTE.*

Pour représentation en $E^2\dfrac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}$ ou νF_ν, ils valent :

$$\left\{\begin{array}{ll} E^2\dfrac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} = (4,3 \pm 0,2_{-0,1}) \times 10^{-4}\ \mathrm{GeV}^2\,\mathrm{photons\,m^{-2}\,s^{-1}\,GeV^{-1}} & 1^{\mathrm{re}}\ \text{hypothèse} \\ E^2\dfrac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}(90\ \mathrm{GeV}) = (4,8 \pm 0,3^{+0,2}) \times 10^{-4}\ \mathrm{GeV}^2\,\mathrm{photons\,m^{-2}\,s^{-1}\,GeV^{-1}} & 2^{\mathrm{e}}\ \text{hypothèse} \\ E^2\dfrac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}(90\ \mathrm{GeV}) = (4,2 \pm 0,3^{+0,4}) \times 10^{-4}\ \mathrm{GeV}^2\,\mathrm{photons\,m^{-2}\,s^{-1}\,GeV^{-1}} & 3^{\mathrm{e}}\ \text{hypothèse} \end{array}\right. \tag{III.17}$$

équivalent à :

$$\left\{\begin{array}{ll} \nu F_\nu = (6,9 \pm 0,4_{-0,1}) \times 10^{-11}\ \mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}} & 1^{\mathrm{re}}\ \text{hypothèse} \\ \nu F_\nu(2,2 \times 10^{25}\ \mathrm{Hz}) = (7,7 \pm 0,5^{+0,3}) \times 10^{-11}\ \mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}} & 2^{\mathrm{e}}\ \text{hypothèse} \\ \nu F_\nu(2,2 \times 10^{25}\ \mathrm{Hz}) = (6,7 \pm 0,4^{+0,6}) \times 10^{-11}\ \mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}} & 3^{\mathrm{e}}\ \text{hypothèse} \end{array}\right. \tag{III.18}$$

avec $\nu = \dfrac{\mathrm{e}\,\overline{E_{\mathrm{s}}} \times 10^9}{\mathrm{h}}$ fréquence de détection du flux [Hz]

h constante de Planck

$\mathrm{h} = 6,63 \times 10^{-34}\ \mathrm{J\,s}$

La troisième hypothèse spectrale a l'avantage de contraindre le modèle spectral issu de CAT tandis que la seconde hypothèse spectrale a été appliquée directement. Il semble utile de préciser l'importance d'utiliser les données des imageurs au-dessus de 250 GeV plutôt que celles de l'instrument EGRET entre 100 MeV et 10 GeV, indépendamment des grandes erreurs sur les mesures d'EGRET, car CELESTE mesure un flux au-dessus d'une certaine énergie (équation II.8 p. 87) et peut donc détecter des photons aux énergies des imageurs, tandis qu'aucun photon aux énergies d'EGRET n'est enregistré.

L'influence du modèle spectral apparaît à travers ces valeurs qui restent néanmoins assez proches. Les deux dernières hypothèses tirées des imageurs permettent de contraindre les modèles théoriques comme ceux détaillés dans [87] et présentés en figure III.21. Les points de CELESTE déterminés à partir de ces hypothèses spectrales ont été ajoutés. Ils ont tendance à valider le modèle nommé « A.A 20nT » de la figure [73]. La valeur de flux obtenue est plus élevée que lors du premier résultat de CELESTE [133] en raison des acceptances dégradées du détecteur. Elle s'intègre mieux aux données des autres instruments. HESS a mesuré récemment un flux $\bar{\phi}(500\ \mathrm{GeV}) = (2,0 \pm 0,67) \times 10^{-9}\ \mathrm{photons\,m^{-2}\,s^{-1}\,GeV^{-1}}$ pendant environ 3 h de données (avec une sensibilité de 30 $\sigma/\sqrt{\mathrm{h}}$) qui rejoint ces observations [126].

Les différentes étapes jusqu'au calcul de flux ont été exposées. Nous avons pu constater que la courbe de lumière obtenue est stable et que la valeur du flux est cohérente, aussi pouvons-nous maintenant nous lancer dans l'analyse des données des blazars avec confiance.

72. Le flux intégral alors obtenu vaut : $\bar{\phi}(E \geq 190 \pm 60\ \mathrm{GeV}) = (2,2 \pm 0,6 \pm 0,2) \times 10^{-10}\ \mathrm{photons\,cm^{-2}\,s^{-1}}$ pour une hypothèse spectrale en loi de puissance $E^{-2,4}$.

73. Le modèle « A.A 20nT » suppose un champ magnétique de 20 nT dans la nébuleuse.

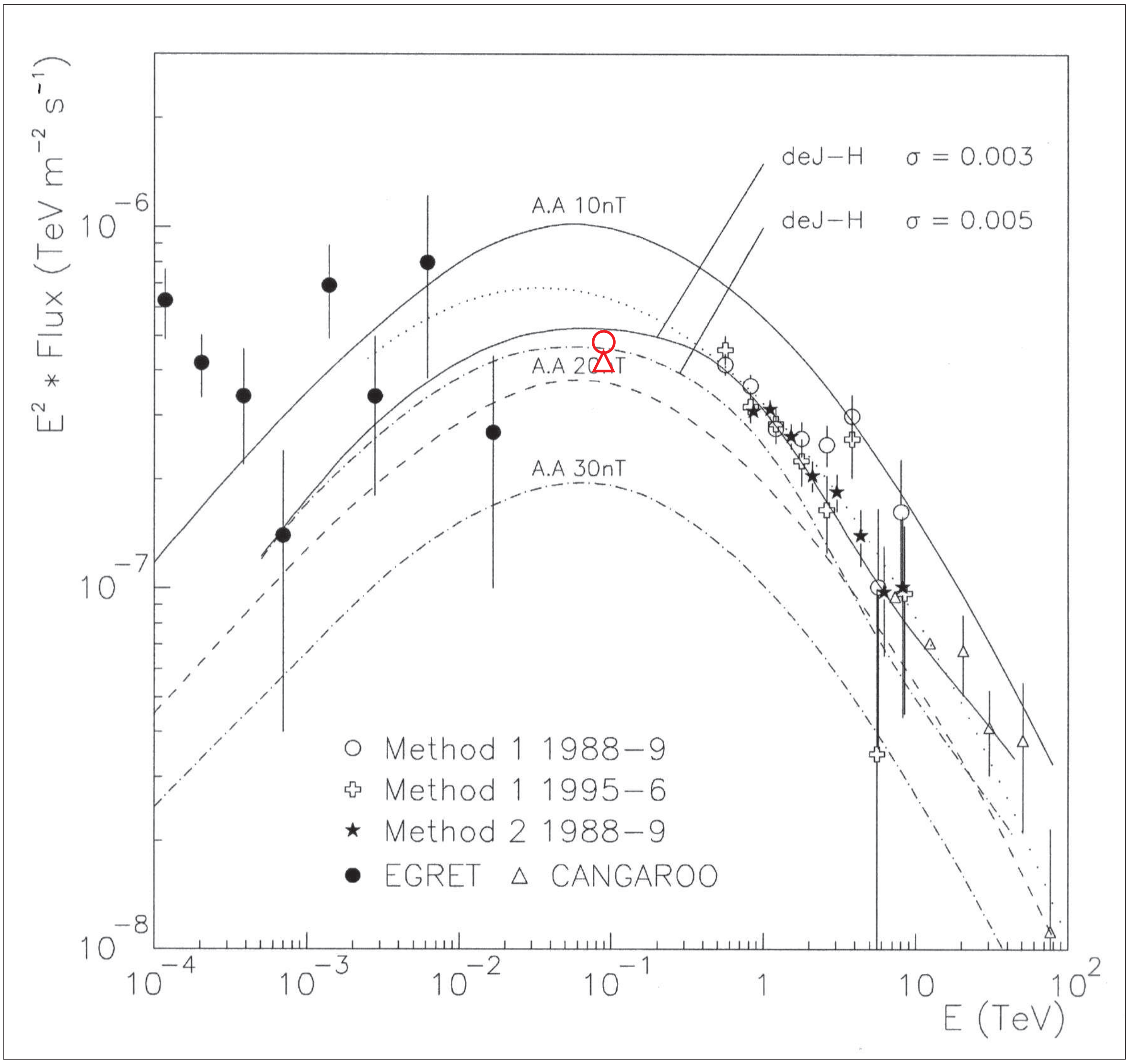


FIG. III.21 – *Contraintes sur le modèle spectral du pic Compton inverse de la nébuleuse du Crabe tiré de [87]. Les points de CELESTE issus des deux hypothèses spectrales sont placés sur ce modèle sans leurs barres d'erreurs pour plus de lisibilité (cercle pour l'hypothèse tirée de [3], triangle pour l'hypothèse tirée de [133]). La courbe pointillée est un ajustement parabolique de degré* 2 *en* $\log E$ *des données de* WHIPPLE *(cercles vides, croix vides et étoiles pleines).*

Quatrième partie

Blazars étudiés

La nouvelle analyse augmentant fortement la sensibilité de CELESTE, l'idée est rapidement venue qu'elle pourrait permettre d'extraire un signal comme celui du blazar Mrk 501, faiblement perçu avec l'ancienne analyse.

Avant d'effectuer toute étude sur Mrk 501, il a semblé plus raisonnable d'analyser tout d'abord les données du blazar Mrk 421. En effet, celui-ci, pour lequel de nombreuses mesures ont été effectuées, étant bien détecté par l'ancienne analyse ($11,5\ \sigma$ pendant $31,5$ h d'observation [117]), nous avons voulu vérifier sa parfaite détection par la nouvelle analyse. Lors de cette étude, il est apparu que la distribution de la variable d'analyse ξ se comporte différemment de celle des mesures sur la nébuleuse du Crabe : celle-ci est décalée à gauche par rapport à la distribution issue des mesures sur le Crabe. Après réflexion, cela semble être lié à la déclinaison différente des sources. Pour le Crabe, de déclinaison 22°, la gerbe est plus inclinée et traverse plus d'atmosphère que dans le cas de Mrk 421, de déclinaison $38,2°$. L'angle d'inclinaison déforme la gerbe pour les observations de la nébuleuse du Crabe et la variable ξ est mieux reconstruite pour Mrk 421. Sa distribution est ainsi plus fine. Les simulations, nécessaires pour déterminer les nouvelles acceptances de CELESTE à cette autre déclinaison, ont permis de confirmer cette hypothèse et d'établir de nouvelles coupures pour l'étude de Mrk 421. Celles-ci sont présentées avec le signal final obtenu sur le blazar, la courbe de lumière et le flux déduits (chapitre IV.2).

Le blazar Mrk 501, dont la déclinaison de $39,8°$ est très proche de celle de Mrk 421 peut être analysé avec les mêmes paramètres que Mrk 421, à savoir les mêmes coupures d'analyse et acceptances. Un faible signal est obtenu et une courbe de lumière est établie et corrélée avec des données prises en rayons X. Les deux années d'observation semblent montrer deux états du blazar, le premier légèrement actif, le second au repos. Le flux correspondant au premier état est déterminé et présenté sur un modèle spectral avec les données non contemporaines d'autres expériences dans différents états d'activité, tandis qu'une limite supérieure est calculée pour la phase au repos (chapitre IV.3).

Enfin, un autre blazar, 1ES 1426+42.8 a également été observé par CELESTE. De déclinaison $42,7°$, ses données sont analysables de la même manière que celles de Mrk 421 et Mrk 501. Ce blazar, situé à un décalage spectral de $z = 0,129$ (contre $0,031$ et $0,034$ pour Mrk 421 et Mrk 501 respectivement), a la particularité de subir plus d'absorption infrarouge que les deux autres. Seule une limite supérieure sur les mesures a pu être calculée, ne permettant pas de contraindre le spectre d'émission de la source ou d'absorption intergalactique (chapitre IV.4).

Cette partie présente ainsi les résultats obtenus sur ces blazars avec les faibles contraintes qu'ils apportent sur les modèles d'émission. Ces derniers sont présentés au chapitre IV.1 où l'on explique la particularité des blazars au sein des noyaux actifs de galaxies.

Chapitre IV.1

Les blazars

Les blazars sont des objets particulièrement violents et de luminosité très variable (en rapidité et intensité d'émission). Ils ne regroupent qu'une faible proportion de la population totale des noyaux actifs de galaxies donc une infime partie des galaxies observables (moins de 1 %). Le modèle d'unification préconise que ces objets sont vus de telle sorte que les jets émis de leur trou noir central, perpendiculairement à son disque d'accrétion, sont dirigés vers l'observateur. Ces jets dominent l'émission des blazars. Tout d'abord observés dans le domaine radio (figure I.31 p. 58), ils sont depuis *COS-B* détectés jusqu'aux rayons gamma de haute énergie. Différentes mesures montrent que les blazars émettent des modules de plasma de manière sporadique [149] ayant parfois des vitesses apparentes superluminiques (§ I.3.1.1 p. 41). La luminosité des jets et leur variabilité dépend de façon très sensible de l'angle d'observation et de l'effet Doppler-Fizeau relativiste.

Le spectre d'émission des blazars, à deux composantes, l'une dans le domaine des ondes radio à X (voire jusqu'aux rayons gamma mous), l'autre dans le domaine gamma (de haute et même très haute énergie dans le cas des blazars extrêmes), fait l'objet de nombreuses théories et modèles. Les modèles reproduisant actuellement assez bien ces émissions sont expliqués au § IV.1.1. Ensuite, quelques caractéristiques différenciant les blazars entre eux sont présentées (§ IV.1.2) et le choix des sources observées par la collaboration CELESTE est montré avec l'apport possible de telles observations (§ IV.1.3).

IV.1.1 Modèles d'émission

La distribution spectrale en énergie des blazars, principalement composée de deux larges bosses (dans la représentation $E^2\dfrac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}$ ou νF_ν), est d'origine non thermique. La première composante à basse fréquence a son maximum dans le domaine millimétrique infrarouge voire X pour les sources plus extrêmes. Le seconde composante à haute fréquence a son maximum dans le domaine de haute énergie gamma (du MeV au TeV). Les spectres sont habituellement représentés en portant νF_ν en fonction de ν (ou $E^2\dfrac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}$ en fonction de E) en représentation logarithmique. Cette représentation permet de comparer les puissances dans des bandes logarithmiques comparables. Deux types de modèles ont été développés pour rendre compte des caractéristiques de cette émission, invoquant l'accélération dans des chocs de particules chargées d'origine leptonique ou hadronique.

Les modèles leptoniques associent l'émission de la première composante à une émission synchrotron d'un plasma d'électrons ou paires d'électrons-positons relativistes plongé dans une région magnétisée (§ I.3.3.2 p. 44). La bonne reproduction du spectre plat observé et la mesure d'une polarisation importante de l'émission radio-optique (le rayonnement synchrotron est fortement polarisé) vont dans le sens de ce modèle.

Pour la production de la seconde composante ces modèles invoquent un processus d'émission Compton inverse (§ I.3.3.3 p. 45). Deux solutions sont proposées : l'une par production de photons Compton directement dans le disque d'accrétion (modèle d'émission Compton externe ou EC pour *External Compton*), l'autre en utilisant les photons de basse énergie issus du rayonnement synchrotron lui-même (modèle d'émission SSC pour *Synchrotron self-Compton*). Le modèle SSC a l'avantage de reproduire la variabilité corrélée souvent observée (mais pas systématiquement) des émissions à haute et basse énergie. De plus, dans ce modèle la luminosité de l'émission Compton L_{C} est proportionnelle au carré de la luminosité de l'émission synchrotron L_{s} : $L_{\mathrm{C}} \propto L_{\mathrm{s}}^2$ parce que la même population d'électrons et positons intervient deux fois.

On distingue encore les modèles homogènes et inhomogènes : dans les premiers les photons sont produits par une zone sphérique, dans les seconds le jet est considéré à grande échelle et l'émission observée est le résultat de la convolution de l'émission de chaque tranche infinitésimale du jet. Le modèle homogène, plus simple, donne pourtant de bons résultats [161].

Les modèles hadroniques mettent en jeu des protons accélérés jusqu'à de très hautes énergies. Ces protons produisent ensuite des pions neutres (par interactions proton-proton ou proton-photon) qui se désintègrent en paires d'électron-positon et photons de haute énergie (domaine gamma pour le second pic d'émission). Le premier pic d'émission est expliqué par l'émission synchrotron des électrons produits dans les cascades secondaires. Les jets observés pourraient ainsi être liés à la production des rayons cosmiques : ces derniers seraient générés au centre du système d'accrétion (par chocs et mouvements supersoniques) et pourraient former un jet par leur interaction avec le vent magnétisé au-dessus du disque d'accrétion [16].

Ces modèles tentent également de prendre en compte le facteur Doppler, la valeur de la constante de Hubble H_0 et l'absorption infrarouge sur le trajet vers la Terre pour reproduire l'émission intrinsèque de la source.

Certaines observations pourraient favoriser les modèles hadroniques : un flux important de neutrinos est attendu car ils sont produits dans les mêmes quantités que les photons gamma lors de la décomposition hadronique accompagnant la création de paires. D'autre part, la détection de certains blazars à haute énergie, par exemple W Com dont la vallée entre les deux pics d'émission se situe dans le domaine X et dont l'émission continue de croître dans le domaine gamma de basse énergie (mesures d'EGRET), pourrait s'expliquer par des modèles hadroniques, l'émission Compton ne pouvant être autant élargie [14].

Cependant, la corrélation des émissions dans les deux principales bandes spectrales souvent observée indique la nature leptonique des particules émettrices et favorise le modèle SSC. Des observations multilongueurs d'onde sont la clef de la compréhension des mécanismes d'accélération dans les jets des blazars (voir la difficulté d'interprétation des résultats de CELESTE aux § IV.2.6.3 p. 150 et IV.3.4.3 p. 158). Enfin, la variabilité de l'émission contraint la taille de la zone d'émission.

IV.1.2 Classification spectrale

Les blazars étudiés dans ce document sont de type BL Lac, ils n'ont pas ou que très peu de raies d'émission dans leur spectre. Leur luminosité bolométrique [74] (et celle de leur disque d'accrétion) est moins forte que dans les blazars de type FSRQ présentant des raies d'émission. La densité totale des photons cibles d'origine externe au jet est nettement plus faible que pour les FSRQ. Ceci se traduit par un refroidissement moins important des électrons par diffusion

74. La luminosité bolométrique d'un astre correspond à sa puissance totale rayonnée dans tout le spectre électromagnétique dans la direction de l'observateur.

Compton inverse et par la possibilité d'accélérer une plus grande part d'entre eux à haute énergie [172].

Les blazars de type BL Lac ont un niveau d'émission gamma plus faible que les blazars de type FSRQ mais leur spectre s'étend jusqu'au TeV. Le rapport des composantes haute énergie sur basse énergie est d'autre part plus faible dans le cas des BL Lac que pour les FSRQ comme on peut le voir sur la figure IV.1 mais qui est peut-être un pur effet observationnel.

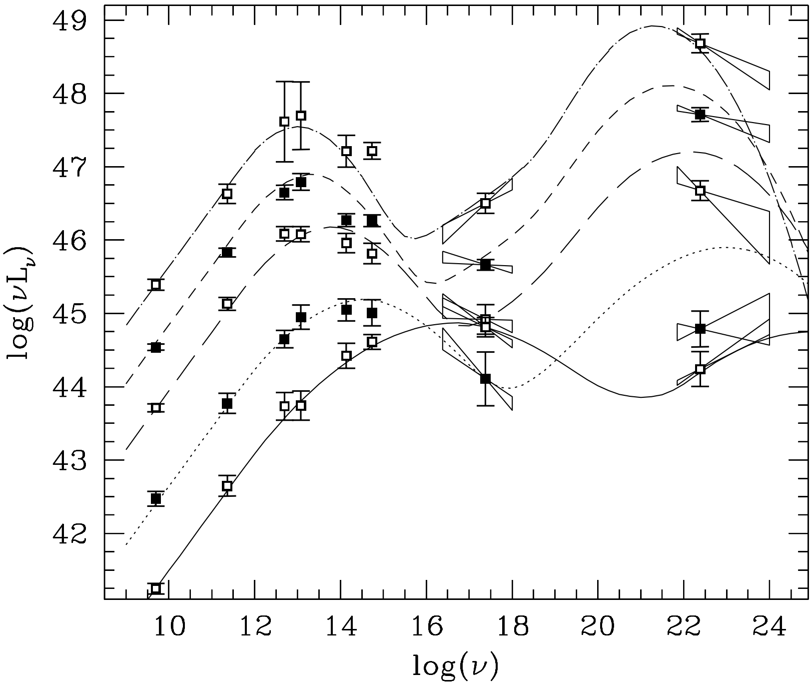


FIG. IV.1 – *Séquence observationnelle des blazars. Les objets les plus puissants en terme de luminosité totale émise sont aussi les plus décalés à basse fréquence [69]. De gauche à droite et de haut en bas on passe des blazars de type FSRQ aux blazars de type BL Lac (LBL puis HBL, voir texte). Deux paraboles de même largeur avec un rapport constant pour les fréquences et pour les énergies des deux pics synchrotron et Compton ont été ajustées aux données.*

On distingue deux classes pour les blazars de type BL Lac :

– les BL Lac rouges ou LBL *(Low-frequency BL objects)* : ce sont les plus proches des blazars de type FSRQ, leur maximum d'émission synchrotron a lieu dans le domaine optique, l'émission Compton se produit dans le domaine gamma de haute énergie (GeV) et le rapport des luminosités des composantes Compton sur synchrotron est plus faible que dans le cas des FSRQ ;

– les BL Lac bleus ou HBL *(High-frequency BL objects)* : leur émission synchrotron a une luminosité inférieure à celle des LBL mais le maximum de l'émission se situe dans les domaines ultraviolet ou X. L'émission Compton se produit dans le domaine gamma de très haute énergie (TeV) et le rapport des luminosités des deux composantes est encore diminué. Ces BL Lac ne présentent aucune raie d'émission dans leur spectre et peu ont été observés.

La figure IV.2 et le tableau IV.1 indiquent les sources vues au TeV. Étudier ces objets permet de comprendre leurs propriétés spectrales dans le but d'établir un modèle d'émission unifié. La répartition entre FSRQ, LBL et HBL reste à confirmer car il existe des objets ayant des raies d'émission larges comme dans le cas des FSRQ mais aussi une émission synchrotron à haute énergie. De plus, des blazars très extrêmes avec leur maximum d'émission synchrotron dans le domaine gamma de basse énergie (MeV) et Compton dans le domaine gamma de très haute énergie (TeV et au-delà) pourraient exister [72]. La découverte des blazars est encore récente et les objets peu nombreux : tant qu'il n'y aura pas d'observations d'un plus grand nombre de blazars à la fois aux propriétés différentes et répartis de manière représentative dans l'Univers, il ne sera pas possible de généraliser ces affirmations.

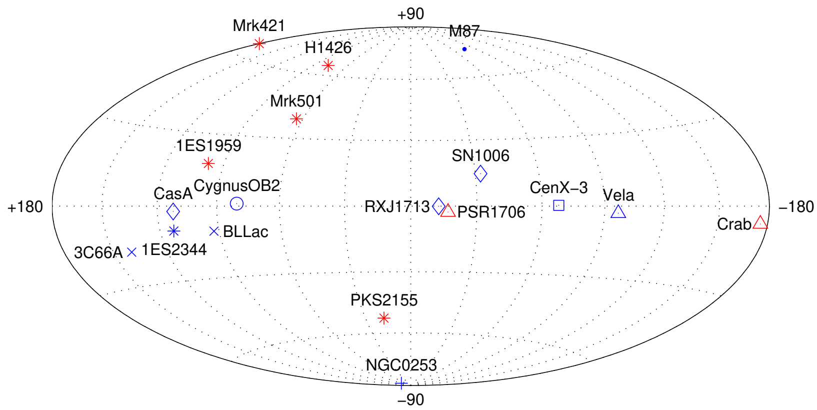


Fig. IV.2 – *Distribution des sources connues au TeV en 2003 (ne tient pas compte des récentes découvertes de HESS dans le plan galactique) [179]. Les blazars de type BL Lac HBL sont représentés par des étoiles, ceux de type LBL par des croix. Les restes de supernovae (losanges vides) et plérions (triangles vides) sont également représentés, ainsi que la radiogalaxie M 87 (cercle plein), la galaxie de Seyfert NGC 0253 (signe plus), le système binaire X Cen X-3 (carré vide) et l'association d'étoiles de type OB, Cyg OB2 (cercle vide).*

Source	α	δ	z	M_{B}	Statut au TeV
Mrk 421 (1ES 1101+38.4)	$11^{\mathrm{h}}\,04^{\mathrm{m}}\,27,31^{\mathrm{s}}$	$+38°\,12'\,31,8''$	0, 031	14, 0	confirmé
Mrk 501 (1ES 1652+39.8)	$16^{\mathrm{h}}\,53^{\mathrm{m}}\,52,22^{\mathrm{s}}$	$+39°\,45'\,36,6''$	0, 034	14, 5	confirmé
1ES 1959+65.0	$19^{\mathrm{h}}\,59^{\mathrm{m}}\,59,85^{\mathrm{s}}$	$+65°\,08'\,54,6''$	0, 048	12, 8	confirmé
1ES 2155–30.4	$21^{\mathrm{h}}\,58^{\mathrm{m}}\,52,06^{\mathrm{s}}$	$-30°\,13'\,32,1''$	0, 117	13, 4	confirmé
1ES 1426+42.8	$14^{\mathrm{h}}\,28^{\mathrm{m}}\,32,5^{\mathrm{s}}$	$+42°\,40'\,25''$	0, 129	16, 9	confirmé
1ES 2344+51.4	$23^{\mathrm{h}}\,47^{\mathrm{m}}\,04,92^{\mathrm{s}}$	$+51°\,42'\,17,9''$	0, 044	15, 5	détecté
BL Lac (1ES 2200+42.0)	$22^{\mathrm{h}}\,02^{\mathrm{m}}\,43,29^{\mathrm{s}}$	$+42°\,16'\,40,0''$	0, 069	15, 5	détecté

Tab. IV.1 – *Blazars de type BL Lac HBL détectés au* TeV *(adapté de [139]). On indique l'ascension droite α, la déclinaison δ, le décalage spectral z, la magnitude dans le domaine visible bleu M_{B} et la confirmation de détection ou non au* TeV*.*

Sur la figure IV.3, on a représenté le spectre d'émission de plusieurs blazars au TeV, dont les blazars Mrk 421, Mrk 501 et 1ES 1426+42.8 étudiés dans ce document. On retrouve l'effet de l'absorption du fond diffus intergalactique en fonction du décalage spectral pour l'émission Compton inverse. Dans l'ordre, Mrk 421, Mrk 501, 1ES 1959+65.0 et 1ES 1426+42.8 sont de plus en plus éloignés et leur émission gamma est de plus en plus atténuée avec une courbure spectrale plus importante. Remarquons néanmoins que ces blazars ont une émission intrinsèque différente puisque leur émission synchrotron, non affectée par l'absorption infrarouge, est différente. Le blazar 1ES 1426+42.8 a notamment une émission intrinsèque beaucoup plus faible que les trois autres. À ce propos, compte tenu des propriétés spectrales des blazars, il doit exister un biais d'observation des différents types de blazars : les blazars extrêmes HBL situés à de grands décalages spectraux comme 1ES 1426+42.8 ou plus loin ont leur émission très absorbée par le fond diffus infrarouge.

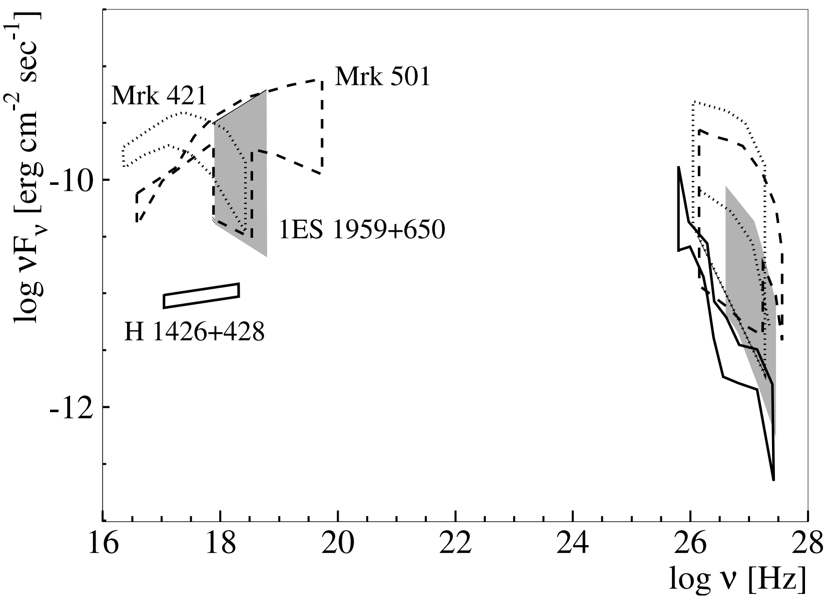


FIG. IV.3 – *Distribution spectrale en énergie (échelles de flux dans les domaines X et gamma) de blazars émetteurs au* TeV *[112]. Pour repères, les mesures de CELESTE se situent vers* 10^{25} Hz *et le flux du Crabe est proche de* 10^{-10} $\mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}}$ *à cette fréquence.*

IV.1.3 Sources de CELESTE

La collaboration CELESTE a établi une liste de sources prioritaires à observer en fonction de leurs intérêts scientifiques et visibilité [75] par CELESTE [164]. Dans un premier temps, le télescope devait prouver son efficacité par la détection d'une source stable, la nébuleuse du Crabe, puis de sources compactes déjà connues à d'autres longueurs d'onde. Les blazars Mrk 421 et Mrk 501, bien placés dans le ciel de l'hémisphère nord pour la latitude de CELESTE et blazars les plus extrêmes et intenses, ont fait l'objet de nombreuses prises de données. Les faibles flux de ces sources ont nécessité de nombreuses heures d'observation et les conditions météorologiques n'ont pas permis d'accumuler beaucoup de données sur les autres sources dont l'étude était envisagée. Néanmoins, les sources cibles de CELESTE sont présentées dans le tableau IV.2 pour le cas des blazars et en annexe D pour les autres types de sources (la majorité des sources observées par CELESTE sont des blazars mais pulsars et galaxies ont également été observés dans le but de contraindre les modèles d'émission pour les premiers et pour la recherche de matière noire et contrainte des théories pour les seconds).

Rappelons qu'aux énergies de CELESTE l'absorption infrarouge est pratiquement négligeable (figure I.24 à droite p. 48), aussi le télescope doit pouvoir détecter des blazars à grands décalages spectraux et apporter des informations sur des sources qui ne sont pas vues à plus haute énergie. Néanmoins la prudence a conduit à ne pas observer au-delà de $z = 0,444$ (3C 66A).

Les chapitres suivants présentent les détections des blazars Mrk 421 et Mrk 501 ainsi que la limite supérieure au flux du blazar 1ES 1426+42.8. Ce dernier a été observé durant suffisamment de temps pour pouvoir établir une limite supérieure à son flux sans trop d'incertitudes statistiques et apporter des contraintes aux modèles d'absorption infrarouge grâce à son grand décalage spectral. Aucun des autres blazars observés par CELESTE n'a été détecté

75. Rappelons que CELESTE peut observer les sources situées à des déclinaisons comprises entre 5 et 50°, ces deux valeurs étant des limites extrêmes, et à des angles horaires inférieurs à 2, 5 h en valeur absolue.

76. Signification des notations : ES pour le catalogue du satellite *Einstein X-ray observatory*, EG pour le catalogue de l'instrument EGRET et OJ et ON pour le relevé de galaxies spirales lumineuses *Ohio State University Bright Spiral Galaxy Survey.*

Source	α	δ	z	M_{B}	N_{paires}	Commentaires
1ES 0219+42.8 (3C 66A)	$02^{\mathrm{h}}\,22^{\mathrm{m}}\,39,61^{\mathrm{s}}$	$+43°\,02'\,07,8''$	$0,444$	$15,8$	32	loin, variabilité mesurée par EGRET [177]
1ES 0851+20.3 (OJ 287)	$08^{\mathrm{h}}\,54^{\mathrm{m}}\,48,87^{\mathrm{s}}$	$+20°\,06'\,30,6''$	$0,306$	$14,4$	1	vu par EGRET
1ES 1101+38.4 (Mrk 421)	$11^{\mathrm{h}}\,04^{\mathrm{m}}\,27,31^{\mathrm{s}}$	$+38°\,12'\,31,8''$	$0,031$	$14,0$	323 (133)	vu dans les domaines gamma de basse et très haute énergie, possibilité de contrainte du pic d'émission Compton
3EG J1224+2118	$12^{\mathrm{h}}\,24^{\mathrm{m}}\,54,46^{\mathrm{s}}$	$+21°\,22'\,46,4''$	$0,435$	$17,6$	3	bien placé (comme M 1), vu par EGRET
1ES 1218+28.5 (ON 231, W Com)	$12^{\mathrm{h}}\,21^{\mathrm{m}}\,31,69^{\mathrm{s}}$	$+28°\,13'\,58,5''$	$0,102$	$17,1$	13	loin, vu par EGRET, BL Lac entre LBL et HBL, possibilité de contrainte des modèles d'émission hadroniques et leptoniques
1ES 1426+42.8	$14^{\mathrm{h}}\,28^{\mathrm{m}}\,32,5^{\mathrm{s}}$	$+42°\,40'\,25''$	$0,129$	$16,9$	102 (33)	loin mais extrême et vu par les imageurs (CAT [57], HEGRA [2] et Whipple [91])
1ES 1652+39.8 (Mrk 501)	$16^{\mathrm{h}}\,53^{\mathrm{m}}\,52,22^{\mathrm{s}}$	$+39°\,45'\,36,6''$	$0,034$	$14,5$	93 (39)	vu dans les domaines gamma de basse et très haute énergie, possibilité de contrainte du pic d'émission Compton
1ES 1959+65.0	$19^{\mathrm{h}}\,59^{\mathrm{m}}\,59,85^{\mathrm{s}}$	$+65°\,08'\,54,6''$	$0,048$	$12,8$	9	trop au nord mais vu au TeV
1ES 2321+41.9	$23^{\mathrm{h}}\,23^{\mathrm{m}}\,52,5^{\mathrm{s}}$	$+42°\,10'\,55''$	$0,059$	$17,0$	1	
1ES 2344+51.4	$23^{\mathrm{h}}\,47^{\mathrm{m}}\,04,92^{\mathrm{s}}$	$+51°\,42'\,17,9''$	$0,044$	$15,5$	50	trop au nord, détecté une fois au TeV par Whipple [49] et a des caractéristiques extrêmes en X [75]

Tab. IV.2 – *Liste des blazars observés par CELESTE. On indique pour chaque source* [76] *son ascension droite α, sa déclinaison δ (que l'on retrouve approximativement dans le nom de la source), son décalage spectral z, sa luminosité dans le domaine visible bleu M_{B}, le nombres de paires enregistrées avec entre parenthèses le nombre de paires gardées après analyse et ses caractéristiques. Notons que 3C 66A a été analysé dans [117] (avec les anciennes analyse et simulation de CELESTE) : pour* $2,3$ h *d'observation conservées (environ sept paires), la limite déterminée vaut $\nu F_\nu(\sim 3,4\times 10^{25}$ Hz$) \leq (4,6\pm 2,3)\times 10^{-11}$ erg cm^{-2} s^{-1} pour une hypothèse spectrale de la forme E^{-2} et un niveau de confiance de 99 %. 1ES 2344+51.4 a aussi été analysé dans [117] avec l'ancienne analyse de CELESTE sans obtention de signal pour les* $4,3$ h *de données conservées (environ treize paires) ni calcul de limite supérieure (acceptances différentes).*

mais un calcul de la limite supérieure de leur flux avec l'analyse utilisée dans ce document resterait intéressant à effectuer pour les observations ayant suffisamment de statistiques (3C 66A, W Com, 1ES 2344+51.4 ; 3C 66A a en plus l'avantage de ne pas nécessiter de nouvelles simulations d'acceptances), toujours pour les raisons déjà exprimées de contraintes des modèles d'émission en fonction des caractéristiques propres de ces objets.

Chapitre IV.2

Mrk 421

Outre la nécessité d'analyser les données de Mrk 421 [77] pour parvenir à déterminer le signal de Mrk 501, ce blazar présente plusieurs intérêts décrits au § IV.2.1. L'analyse des données prises par CELESTE est ensuite détaillée avec le choix des lots de données (§ IV.2.2), les simulations effectuées (§ IV.2.3) et le choix des coupures d'analyse, qui seront également appliquées à Mrk 501 (§ IV.2.4). À partir du signal issu des différents lots de données, une courbe de lumière est déduite. Décomposée en périodes, elle permet de mettre en valeur des états d'activité faibles et moyens en accord avec les observations dans le domaine X. Une variabilité de l'émission à l'échelle d'une nuit d'acquisitions est également mise en valeur (§ IV.2.5). Enfin, les deux flux en états inactif et actif sont calculés et les résultats physiques discutés (§ IV.2.6).

IV.2.1 Propriétés et intérêt de Mrk 421

Associé à une galaxie elliptique géante, Mrk 421 est situé à un décalage spectral $z = 0,031$. Sa proximité permet de négliger l'effet de l'absorption du fond infrarouge aux énergies de CELESTE donc de mieux comprendre l'émission intrinsèque des blazars. La faible intensité de ses raies optiques, la domination de son émission synchrotron dans les domaines ultraviolet et X ainsi que son émission atteignant les très hautes énergies (TeV) font de ce blazar un BL Lac de type HBL.

Mrk 421 est le blazar le plus intense connu. Détecté par de nombreux télescopes, il est la première source extragalactique à avoir été vue au TeV en 1992 par l'observatoire Whipple [78] [153]. La même année, EGRET détecte le blazar entre 50 MeV et quelques GeV [122]. Depuis, nombreux sont les imageurs et échantillonneurs au sol à l'avoir détecté au-dessus de 100 GeV (HEGRA [145], CAT [151], STACEE [88] et, malgré la position de la source très basse sur l'horizon pour ces détecteurs, CANGAROO [134] et tout récemment HESS [5]) et des campagnes d'observations multilongueurs d'onde avec des détecteurs de rayons X ont été mises en place.

L'émission de Mrk 421 est très variable : des successions de sursauts sont observées dans toutes les longueurs d'onde au-dessus d'un niveau constant nommé état bas (niveau au repos ou état inactif). Ainsi, les informations les plus intéressantes proviennent des observations simultanées dans les domaines radio, X et gamma. Celles-ci montrent des corrélations entre les deux pics d'émission : intensité de la polarisation de l'émission radio du cœur de l'objet liée à son activité au TeV [148, 147], déplacement du spectre vers les hautes énergies lors de sursauts simultanés dans les domaines X et gamma.

77. Le blazar Mrk 421 est situé dans la constellation de La Grande Ourse, ses coordonnées sont : $\alpha = 11^{\mathrm{h}}\,04^{\mathrm{m}}\,27,31^{\mathrm{s}}$ et $\delta = 38^\circ\,12'\,31,8''$ [99].

78. La signification statistique atteinte lors de cette première mesure de l'émission de Mrk 421 par Whipple vaut $6,3\;\sigma$.

Un modèle d'émission SSC reproduit bien le spectre observé (figure IV.15). Le maximum du pic d'émission Compton inverse se situe aux énergies de CELESTE si bien que les mesures du détecteur apportent des contraintes fortes sur le modèle d'émission.

IV.2.2 Détermination des lots d'analyse

Les mêmes critères de sélection que pour le Crabe ont été appliqués et seule la coupure sur T est présentée en figure IV.4. La coupure choisie sur ξ est tout d'abord prise identique à celle des données sur la nébuleuse du Crabe. Il sera vu ensuite qu'elle n'est pas strictement la même pour l'analyse des données (§ IV.2.4). La coupure choisie sur T est ainsi : $T \geq -10 \times |\mathrm{ah}| + 18$ avec rejet de deux paires. Une autre paire est également rejetée par son comportement douteux lors de l'analyse (signification statistique élevée avant même les coupures d'analyse qui devient de plus en plus négative au fur et à mesure de l'application des coupures).

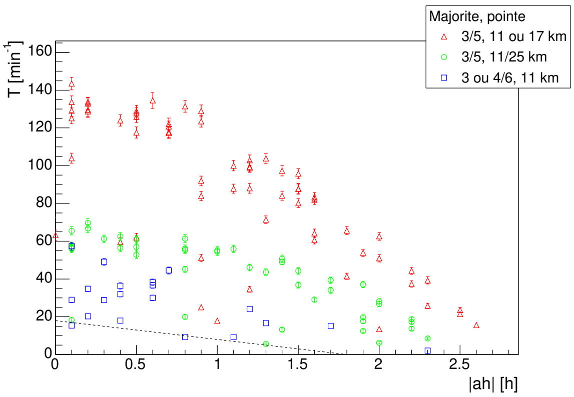


Fig. IV.4 – *Taux d'événements T dans les données* OFF *après coupures $\mathcal{R}_5 > 1,1$ et $\xi < 0,35$ en fonction de la valeur absolue de l'angle horaire* $|\mathrm{ah}|$*. La droite en tirets représente la nouvelle sélection sur T. La majorité indiquée correspond à la majorité appliquée lors de la prise de données.*

Pour chaque type de pointé, trois paramètres sont ici à prendre en compte qui impliquent jusqu'à huit combinaisons de lots différents : la valeur absolue de l'angle horaire (inférieure ou égale à $1,5$ h ou supérieure à $1,5$ h), la majorité que l'efficacité du V 486 permet d'appliquer pour le redéclenchement logiciel (majorité de 4 ou 5 groupes sur cinq ou six groupes, selon la configuration) et le taux de comptage brut pour distinguer les atmosphères « Mrk 421 » et « *dusty* » (inférieur à 15 Hz ou supérieur ou égal à 15 Hz). L'annexe A.3 précise les détails de ces lots avec une représentation graphique de leur répartition. L'ensemble final des données contient 133 paires pour une durée de $38,9$ h (sur 323 paires enregistrées). Pour chacun des lots, des simulations adaptées ont été comparées afin d'établir un nouveau choix de coupure sur ξ, puisque cette variable dépend de la déclinaison de la source observée.

IV.2.3 Simulations effectuées

Les simulations en direction de Mrk 421 sont, comme pour celles du Crabe, générées avec CORSIKA, l'électronique décrite dans [40] avec seuil de 45 mV, majorité de déclenchement 4 sur cinq ou six groupes et le code d'analyse habituel. Les mêmes lots de pointés, énergies, angles horaires que pour le Crabe ont été choisis. Toutes les simulations ont été générées en double avec les deux atmosphères différentes « Mrk 421 » et « *dusty* ».

IV.2.4 Choix des coupures appliquées

Ici encore le même principe que pour la nébuleuse du Crabe a été appliqué. Le lot présenté, comprenant 30 % des paires de données étudiées, concerne les données prises en simple pointé 11 km à quarante héliostats avec un redéclenchement logiciel $\mathcal{R}_4 > 1,1$, dont la valeur absolue de l'angle horaire est inférieure à 1, 5 h et avec des taux de comptage bruts supérieurs à 15 Hz.

La figure IV.5 présente les démarches effectuées pour établir la coupure à appliquer sur ξ dans les différents lots. L'explication des graphiques tracés se trouve au § III.3.3 p. 115. L'annexe B.3 indique les coupures issues des données et simulations avec leurs efficacités, ainsi que la coupure choisie au final pour chaque lot de données. Il faut noter que, Mrk 421 étant une source variable, le choix de coupure s'est effectué de manière tout particulièrement attentive en prenant principalement en compte les lots de données importants. Dans le cas présenté ici, la coupure choisie est $\xi < 0,25$ correspondant à la coupure donnée par N_σ avec une efficacité de coupure $\epsilon_\mathrm{d} = 15 \pm 2$ %. Le facteur de qualité pour les simulations donne également une coupure $\xi < 0,25$ vaut 5, 9 avec une efficacité $\epsilon_\mathrm{s} = 41,8 \pm 2,5$ %.

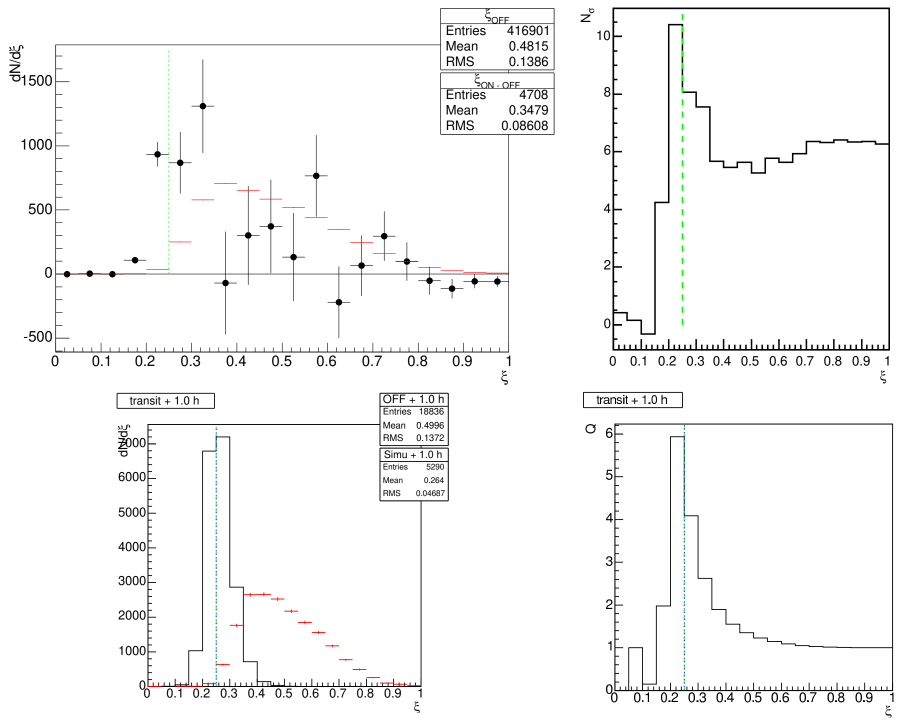


Fig. IV.5 – *Choix de la coupure sur ξ pour le blazar Mrk 421 en simple pointé* 11 km *à quarante héliostats avec redéclenchement logiciel $\mathcal{R}_4 > 1,1$, valeur absolue de l'angle horaire inférieure à* 1, 5 h *et taux de comptage brut supérieur à* 15 Hz. *En haut : à gauche, distribution de ξ pour les données* ON − OFF *(cercles pleins) et les données* OFF *(traits discontinus, distribution normalisée en surface à celle* ON − OFF *entre* 0 *et* 0, 6*). La ligne en tirets représente la coupure donnée par le facteur N_σ tracé à droite, soit $\xi < 0,25$. Elle correspond également à la coupure choisie. En bas : à gauche, distribution de ξ pour les simulations de gammas (trait continu) et les données* OFF *d'une paire correspondante à* 1 h *du transit (traits discontinus). La distribution des simulations est normalisée en surface à celle des données* OFF*. La ligne pointillée représente la coupure donnée par le facteur Q tracé à droite, soit $\xi < 0,25$, identique à la coupure choisie (tirets).*

IV.2.5 Signal obtenu et courbe de lumière

IV.2.5.1 Signification statistique des données

Le tableau IV.3 donne les nombres d'événements et significations statistiques obtenus pour les différents pointés après enregistrement, redéclenchement logiciel et coupures finales, puis pour l'ensemble complet des données. Les valeurs détaillées pour chacun des lots sont données en annexe C.2 ainsi que, pour comparaison, l'équivalent avec application des coupures déterminées uniquement à partir de la simulation.

Lot	Coupure	Nombre d'événements N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	Signification statistique N_σ	Signal sur bruit $\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
Données simple pointé à quarante héliostats (17, 8 h)	Données brutes	1 575 396	1 557 192	18 204	8, 8	1, 2
	Redéclenchement logiciel	1 056 705	1 044 811	11 893	7, 1	1, 1
	Coupures finales	11 440	9 433	2 007	12, 3	21, 3
Données double pointé à quarante héliostats (12, 9 h)	Données brutes	983 550	961 257	22 293	14, 3	2, 3
	Redéclenchement logiciel	532 883	523 661	9 223	8, 1	1, 8
	Coupures finales	20 648	16 339	4 309	20, 4	26, 4
Données simple pointé veto à 53 héliostats (8, 2 h)	Données brutes	621 243	604 926	16 317	13, 0	2, 7
	Redéclenchement logiciel	410 429	401 791	8 638	8, 5	2, 1
	Coupures finales	16 886	13 488	3 398	17, 6	25, 2
Ensemble des lots (38, 9 h)	Données brutes	3 180 189	3 123 375	56 814	19, 7	1, 8
	Redéclenchement logiciel	2 000 017	1 970 264	29 753	13, 1	1, 5
	Coupures finales	48 974	39 260	9 714	29, 5	24, 7

Tab. IV.3 – *Nombre d'événements restant après les coupures sur les différents lots de données du blazar Mrk 421 et sur l'ensemble complet des données.*

IV.2.5.2 Courbe de lumière

Comme dans le cas de la nébuleuse du Crabe, il a été choisi de supprimer la coupure veto et d'appliquer la coupure $\xi < 0,40$ sur toutes les données pour la détermination du flux, afin de réduire l'écart toujours important entre les efficacités de coupures des données et simulations (voir § IV.2.4). De la même manière, seules les coupures sur le redéclenchement logiciel restent propres aux lots de données.

Le choix d'un modèle spectral à appliquer à Mrk 421 est bien plus délicat que dans le cas du Crabe. La figure IV.15 montre que le pic d'émission Compton du blazar se situe entre $\log \nu = 25$ et $\log \nu = 26$ pour les différents états d'activité du blazar. La mesure de CELESTE se situant vers $\log \nu = 25,4$ (pour une énergie seuil de 100 GeV), le modèle spectral issu des imageurs est difficilement utilisable si l'on considère que Mrk 421 était en état de moyenne ou faible activité sur l'ensemble des mesures.

Cela a été vérifié en prenant le modèle de CAT [151], loi de puissance de la forme E^α (E en TeV). Connaissant la valeur de k dans l'équation II.11 p. 89, un paramètre β a été ajouté pour jouer sur la courbure du spectre :

$$f(E) = (E \times 0,001)^{\alpha+\beta \log(E\times 0,001)}$$

en imposant d'avoir $k = 2,29\times 10^{-11}$, $\alpha = -2,88$ et $\beta = 0$ au-dessus de 300 GeV pour assurer la continuité avec le modèle spectral de CAT. La valeur de β déduite en dessous de 300 GeV est positive. Elle implique un spectre non physique puisqu'il aurait une courbure inversée. Elle confirme ainsi que les modèles spectraux situant le maximum de l'émission Compton entre les énergies de CELESTE et de CAT sont corrects.

L'échantillonneur STACEE, plus proche des énergies de CELESTE, a mesuré le flux de Mrk 421 au-dessus de 140 GeV [22], soit juste à la limite du maximum d'émission

($\log \nu = 25,5$). Le choix de la collaboration s'est porté sur un modèle spectral en loi de puissance $E^{-2,1}$. Le flux moyen intégral obtenu est $\bar{\phi}(E \geq 140 \pm 20$ GeV) $= (8,0 \pm 0,7 \pm 1,5) \times 10^{-10}$ photons cm^{-2} s^{-1}.

Pour CELESTE, au niveau du maximum d'émission, voire en dessous, l'indice spectral choisi ne peut être inférieur à -2 [79]. L'indice utilisé est $\alpha = -2$ pour les courbes de lumière ainsi que la détermination des flux différentiels selon l'état d'activité du blazar afin de comparer les flux déterminés avec la même hypothèse spectrale.

L'énergie seuil de l'ensemble des données vaut pour cette hypothèse spectrale :

$$\overline{E_\mathrm{s}} = 102^{+16}_{-25} \text{ GeV} \tag{IV.1}$$

et le flux moyen intégral au-dessus de ce seuil vaut :

$$\bar{\phi}(E \geq 100 \text{ GeV}) = (13,9 \pm 0,7^{+0,1}) \times 10^{-6} \text{ photons m}^{-2}\,\text{s}^{-1} \tag{IV.2}$$

La compréhension des processus d'émission nécessite de passer par une étude multilongueur d'onde de l'émission. Une corrélation entre les émissions X et gamma, souvent établie mais pas systématiquement, favoriserait les modèles d'émission du deuxième pic par processus Compton inverse des électrons générant le premier pic synchrotron.

La courbe de lumière de CELESTE est comparée avec des données prises par l'instrument ASM (figure IV.6). Le grand champ de cet instrument ($6° \times 90°$ pour chacune de ses trois caméras dont les données sont additionnées ici) lui permet un suivi continu des sources brillantes entre 1,5 et 12 keV. Chaque objet est observé environ cinq fois par jour pendant 90 s pour chaque acquisition. La sensibilité de l'instrument, intégrée sur chacune de ces acquisitions, est au niveau de 0,03 fois l'intensité de la nébuleuse de Crabe dans cette même bande en énergie, ce qui le rend bien adapté à l'étude des sources comme les blazars. Les données sont rapidement rendues publiques sur internet [105] pour permettre un délai de réaction court des observateurs opérant à d'autres longueurs d'onde [149]. Sur la figure IV.6, les flux sont moyennés par mois centrés sur la nouvelle Lune. La ligne en tirets sur la courbe supérieure traduit le flux intégral moyen de CELESTE sur l'ensemble des données ($\bar{\phi}(E \geq 100$ GeV$) = (13,9 \pm 0,7) \times 10^{-6}$ photons m^{-2} s^{-1}). De même, la ligne en tirets sur la courbe inférieure représente le flux moyen d'ASM à $\bar{f} = 1,07 \pm 0,01$ photons s^{-1} sur l'ensemble des données.

IV.2.5.3 États d'activité

Quatre périodes dans le temps se distinguent pour lesquelles une étude est menée sur l'état d'activité dans le domaine gamma et une éventuelle corrélation avec celui dans le domaine X. La courbe de lumière de chaque période est représentée sur les figures IV.7 à IV.10. Le choix de remplacer les valeurs négatives par des flèches de limites supérieures à 2 σ ($\sim$ 98 % d'intervalle de confiance), bien qu'il induise une perte d'information, facilite la lecture des courbes. Les moyennes des flux, indiquées en légende, sont calculées en incluant ces valeurs négatives.

On constate une activité assez importante en gamma début 2001 (fortes variations) et début 2004 (niveau d'émission moyen élevé) qui correspond à peu près à ce qui est observé dans le domaine X. Les variations nuit par nuit ne coïncident pas nécessairement entre les deux domaines d'émission. La figure IV.11 précise cette question pour les observations effectuées entre décembre 1999 et avril 2000. À gauche le coefficient de corrélation $\mathcal{C}_{X\gamma}$ est représenté

79. Il semble utile de rappeler que les spectres sont représentés sous la forme νF_ν, équivalente à $E^2 \dfrac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}$, qu'un maximum d'émission correspond donc à un spectre plat dans cette représentation, soit un spectre de la forme E^{-2}. Avant le pic, l'indice sera supérieur à -2, après il sera inférieur.

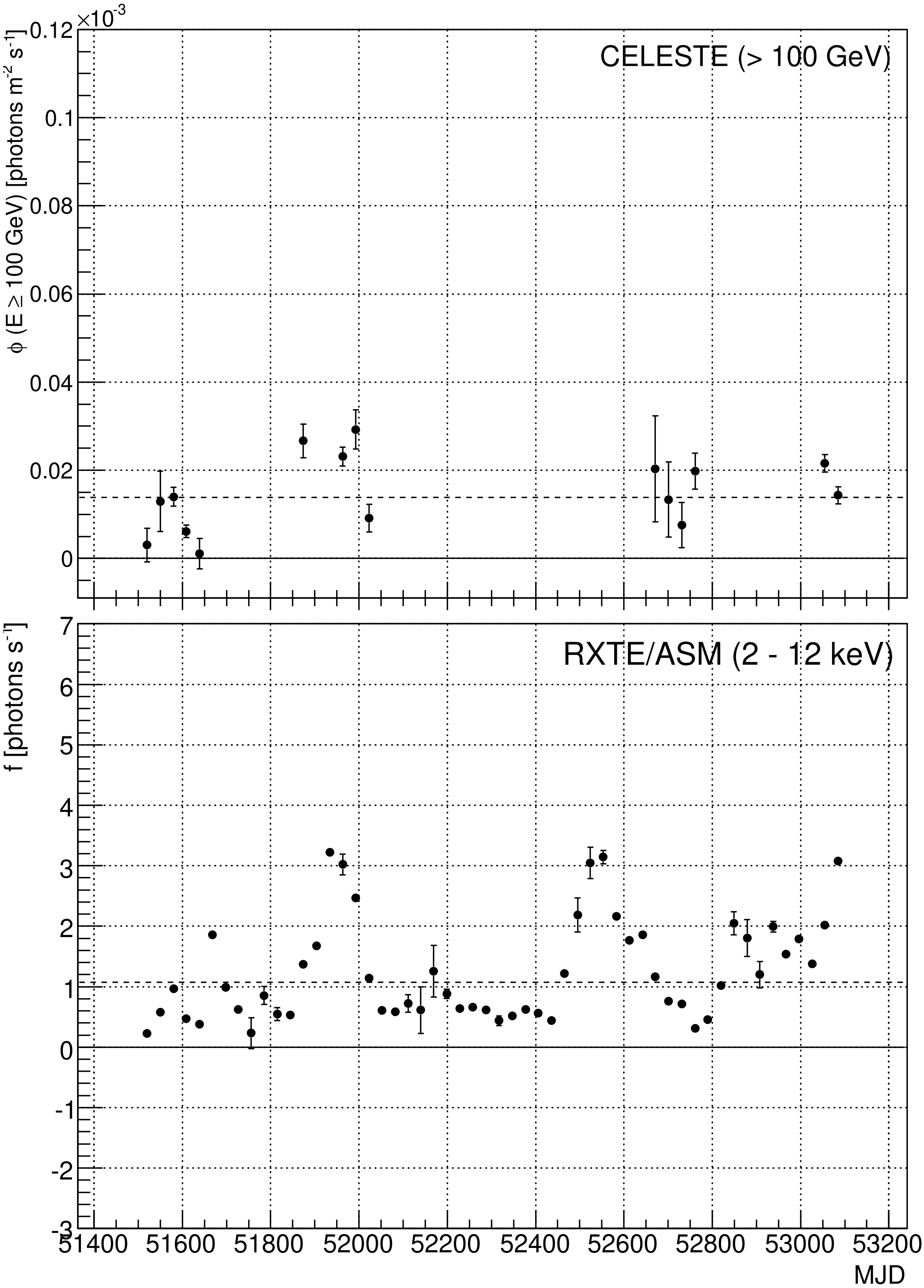


FIG. IV.6 – *Courbe de lumière de l'ensemble des données prises sur Mrk 421 dans les domaines gamma et X. En haut : flux intégraux de CELESTE au-dessus de l'énergie seuil* $\phi(E \geq 100$ GeV$)$ *pour l'hypothèse spectrale de la forme* E^{-2} *avec leurs barres d'erreurs statistiques (*68 %* d'intervalle de confiance). En bas : flux de photons* f *avec leurs barres d'erreurs statistiques pour les données d'ASM dans le domaine X. Les* MJD 51400 *et* 53200 *correspondent aux dates des* 10/08/1999 *et* 14/07/2004.

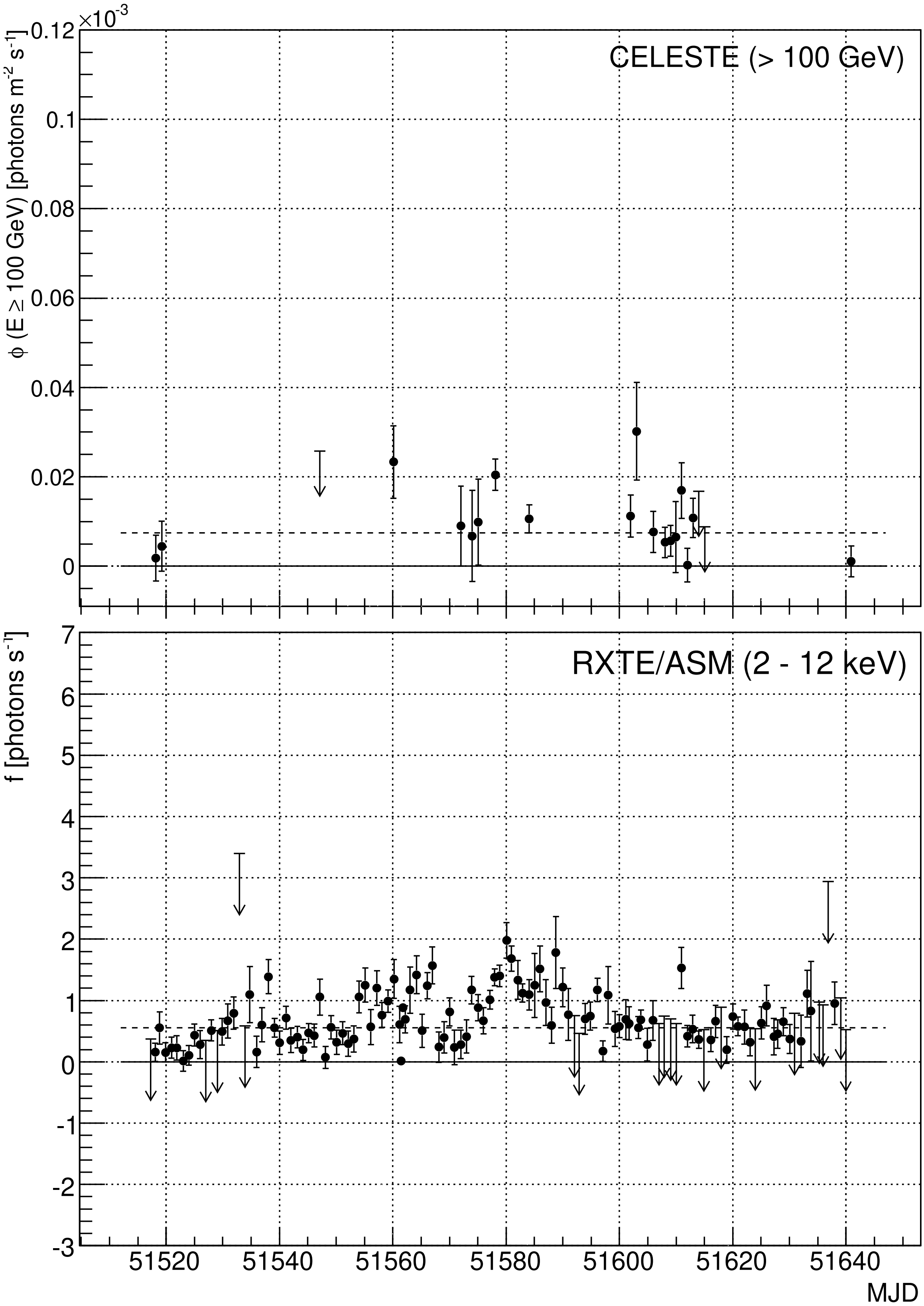


FIG. IV.7 – *Courbe de lumière de Mrk 421 dans les domaines gamma et X sur la période de décembre 1999 à avril 2000. Les flux sont moyennés par nuit. Voir légende de la figure IV.6. Le flux intégral moyen de CELESTE vaut* $\bar{\phi}(E \geq 100 \text{ GeV}) = (7,5 \pm 1,1) \times 10^{-6}$ photons m^{-2} s^{-1} *sur cette période. Le flux de ASM vaut :* $\bar{f} = 0,55 \pm 0,02$ photons s^{-1}. *Les* MJD 51520 *et* 51640 *correspondent aux dates des* 08/12/1999 *et* 06/04/2000. *Le signal mesuré sur cette période a une signification statistique de* $12,8\ \sigma$ *pour* 18,0 h *de données.*

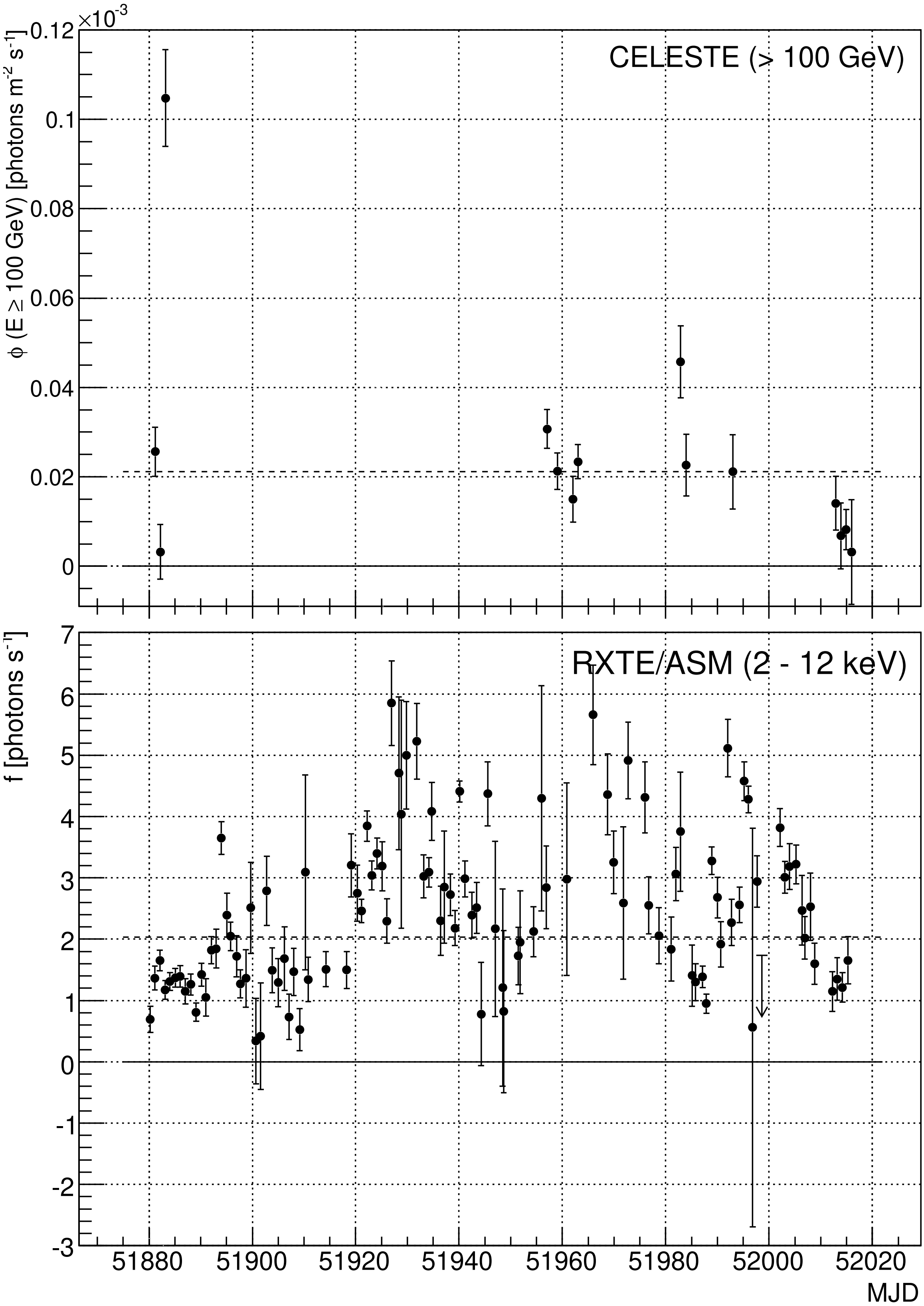


Fig. IV.8 – *Courbe de lumière de Mrk 421 dans les domaines gamma et X sur la période de décembre 2000 à avril 2001. Les flux sont moyennés par nuit. Voir légende de la figure IV.6. Le flux intégral moyen de CELESTE vaut* $\bar{\phi}(E \geq 100\ \mathrm{GeV}) = (21,1 \pm 1,5) \times 10^{-6}\ \mathrm{photons\,m^{-2}\,s^{-1}}$ *sur cette période. Le flux d'ASM vaut* $\bar{f} = 2,03 \pm 0,03\ \mathrm{photons\,s^{-1}}$. *Les* MJD 51880 *et* 52020 *correspondent aux dates des* 02/12/2000 *et* 21/04/2001. *Le signal mesuré sur cette période a une signification statistique de* $20,1\ \sigma$ *pour* $12,7$ h *de données.*

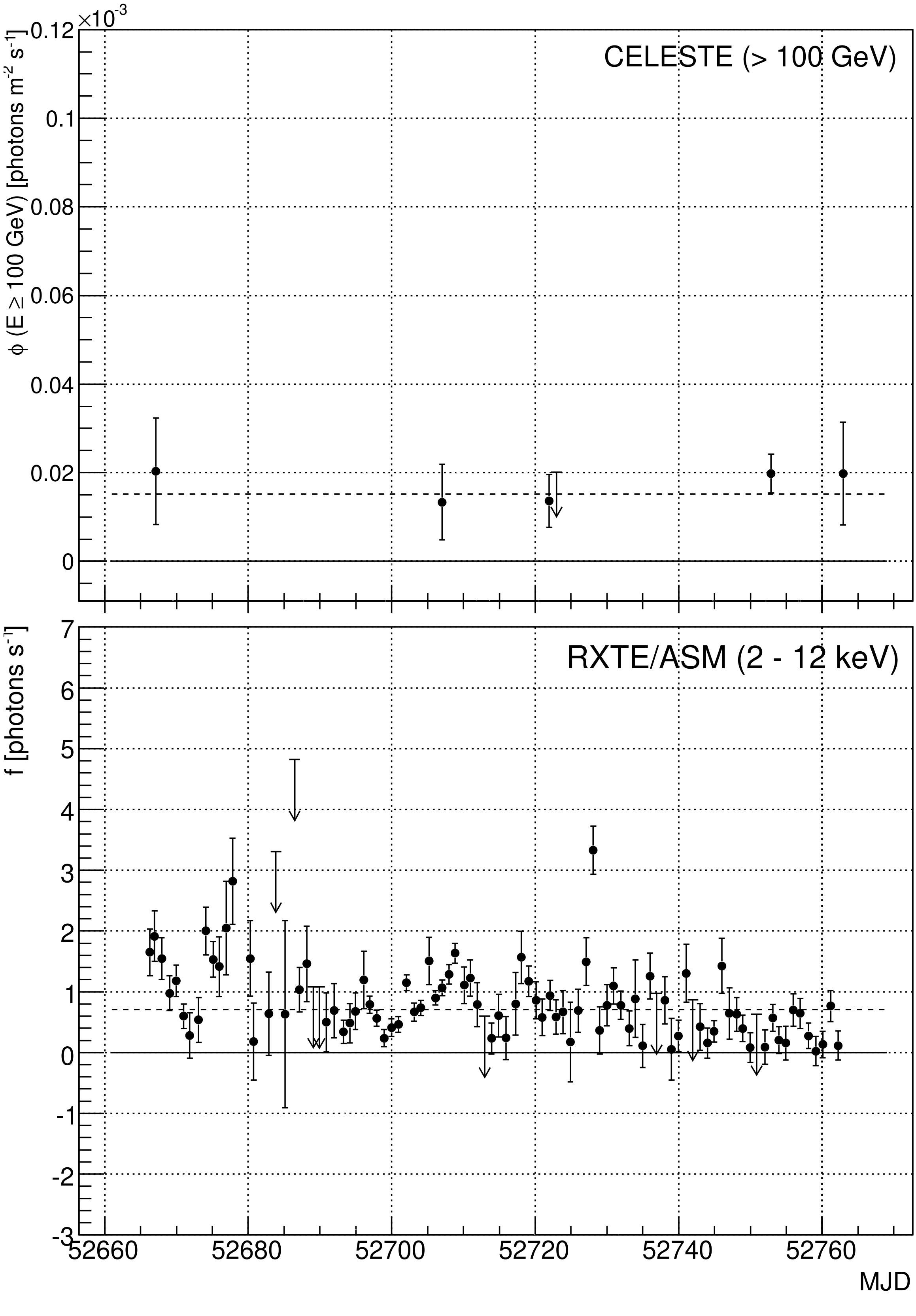


FIG. IV.9 – *Courbe de lumière de Mrk 421 dans les domaines gamma et X sur la période de janvier à mai 2003. Les flux sont moyennés par nuit. Voir légende de la figure IV.6. Le flux intégral moyen de CELESTE vaut* $\bar{\phi}(E \geq 100\ \text{GeV}) = (15,1 \pm 2,9) \times 10^{-6}$ photons m^{-2} s^{-1} *sur cette période. Le flux d'ASM vaut* $\bar{f} = 0,70 \pm 0,03$ photons s^{-1}. *Les* MJD 52660 *et* 52760 *correspondent aux dates des* 21/01/2003 *et* 04/05/2003. *Le signal mesuré sur cette période a une signification statistique de* $6,8\ \sigma$ *pour* 2,9 h *de données.*

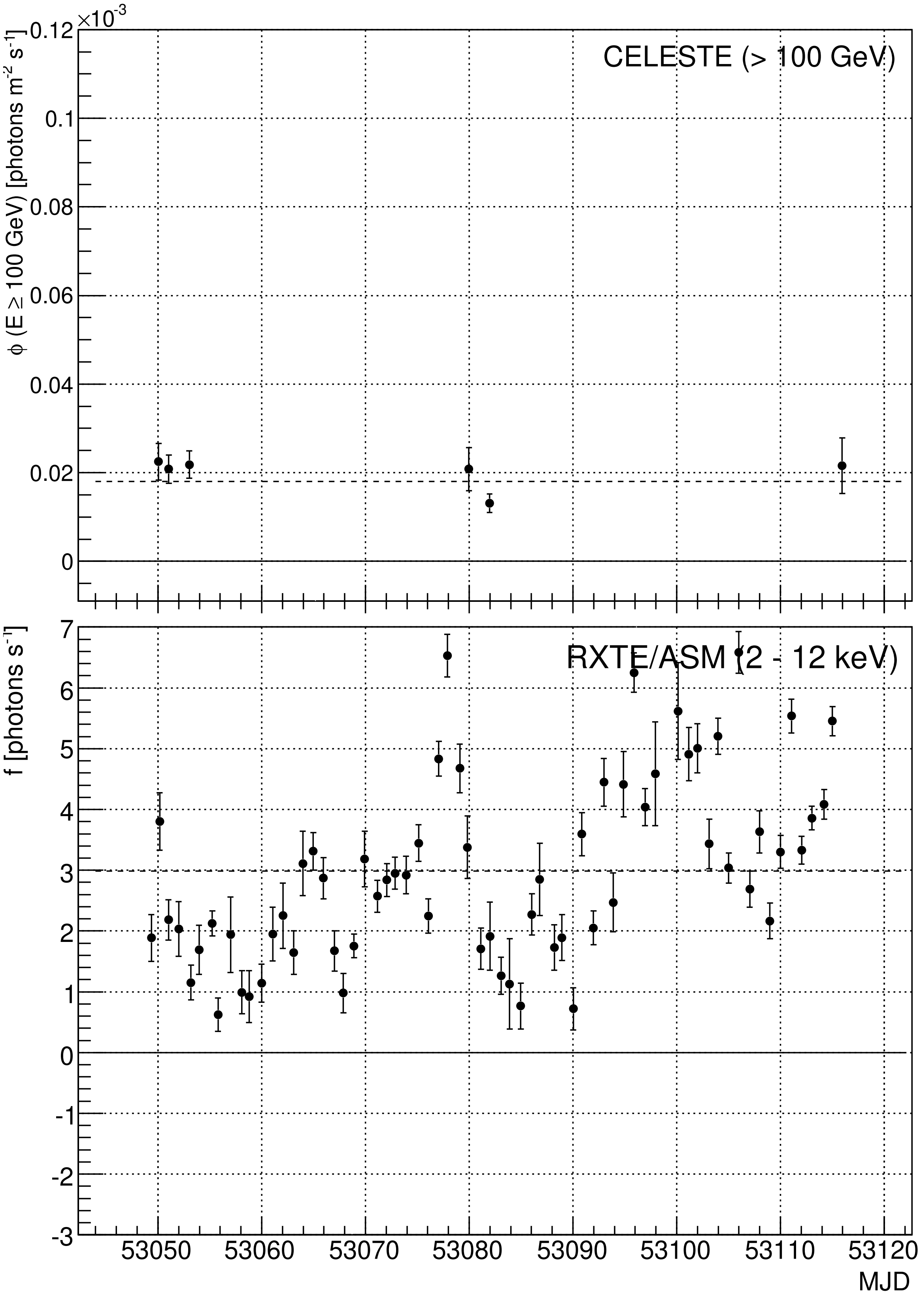


FIG. IV.10 – *Courbe de lumière de Mrk 421 dans les domaines gamma et X sur la période de février à avril 2004. Les flux sont moyennés par nuit. Voir légende de la figure IV.6. Le flux intégral moyen de CELESTE vaut* $\bar{\phi}(E \geq 100\ \text{GeV}) = (18,1 \pm 1,3) \times 10^{-6}$ photons m^{-2} s^{-1} *sur cette période. Le flux d'ASM vaut* $\bar{f} = 2,98 \pm 0,04$ photons s^{-1}*. Les* MJD 53050 *et* 53120 *correspondent aux dates des* 15/02/2004 *et* 25/04/2004*. Le signal mesuré sur cette période a une signification statistique de* 16,8 σ *pour* 5,3 h *de données.*

en fonction du retard $\tau_{X\gamma}$ [jours], défini par :

$$\mathcal{C}_{X\gamma}\left(\tau_{X\gamma}\right)=\frac{\sum_{i=1}^{n}\left[\phi(t_i)-\bar{\phi}\right]\left[f(t_i+\tau_{X\gamma})-\bar{f}\right]}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n}\left[\phi(t_i)-\bar{\phi}\right]^2\sum_{i=1}^{n}\left[f(t_i+\tau_{X\gamma})-\bar{f}\right]^2}} \tag{IV.3}$$

où les t_i sont les dates pour lesquelles CELESTE a observé un signal positif sur la source, ϕ et $\bar{\phi}$ les flux intégraux pour chaque t_i et moyen de CELESTE au-dessus de 100 GeV et f et $\bar{f}$ les flux pour chaque t_i et moyen d'ASM [149]. À droite, le flux moyen par nuit de CELESTE, normalisé à la valeur moyenne sur la période d'observation considérée, est représenté en fonction du flux moyen par nuit d'ASM, également normalisé à la valeur moyenne de la période considérée.

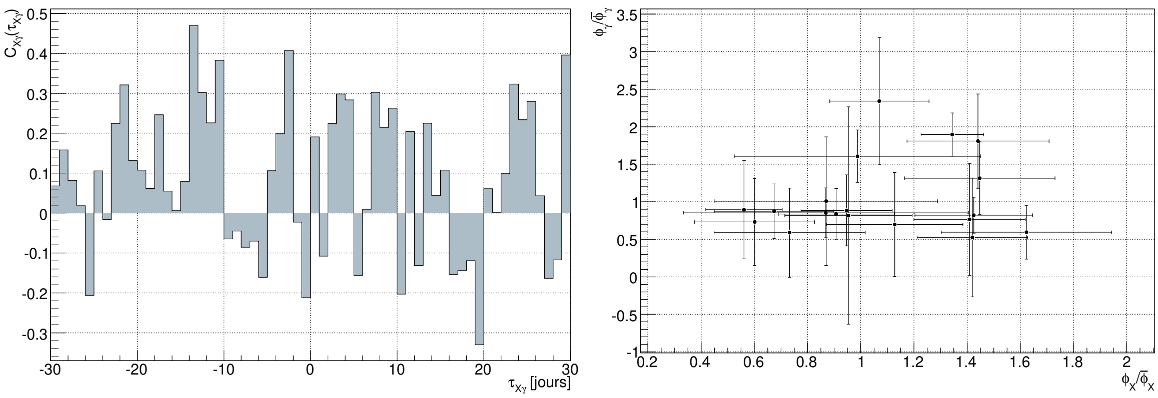


FIG. IV.11 – *Recherche de corrélation entre les émissions par nuit de Mrk 421 dans les domaines X et gamma entre décembre 1999 et avril 2000. Le nombre de points est fixé par le nombre de nuits où CELESTE a observé un signal positif sur la source. À gauche : coefficient de corrélation* $\mathcal{C}_{X\gamma}$ *en fonction du retard* $\tau_{X\gamma}$ [jours] *de l'observation d'ASM par rapport à celle de CELESTE (voir texte). À droite : flux moyen par nuit de CELESTE normalisé à la valeur moyenne sur la période d'observation considérée en fonction du flux moyen par nuit d'ASM, également normalisé à la valeur moyenne de la période considérée.*

Aucune corrélation n'est mise en évidence par manque de statistiques et variations d'émission trop faibles sur cette période (une corrélation aurait donné une valeur de $\mathcal{C}_{X\gamma}\left(\tau_{X\gamma}\right)$ maximale et proche de 1 pour un nombre de jours donné $\tau_{X\gamma}$; $\tau_{X\gamma}$ devrait être nul si les variations sont simultanées). Les autres périodes contenant encore moins de données ne sont pas présentées, excepté la figure IV.12, qui permet de vérifier qu'un pic d'activité en X n'a pas toujours de contrepartie en gamma et réciproquement.

Il existe enfin une faible corrélation entre les deux émissions sur une plus grande échelle de temps. Elle apparaît lorsque l'on trace le flux moyen ϕ observé par CELESTE sur l'ensemble des dates auxquelles la fréquence de détection enregistrée par ASM dépassait un certain seuil de fréquence f (figure IV.13).

IV.2.5.4 Variabilité de l'émission gamma en mars 2004

Mrk 421 présente des temps de variabilité extrêmement courts : une variation d'intensité d'un facteur supérieur à 20 en moins d'une demi-heure a été observée par WHIPPLE le 15 mai 1996 [70]. Les données de CELESTE n'ont pu révéler de telles variations (pas d'observation de sursaut aussi fort que pour WHIPPLE) mais un effet significatif a été mis en valeur la nuit du 17 au 18 mars 2004 (figure IV.14).

80. Le changement de date MJD s'effectue à minuit en heure TU (Temps universel).

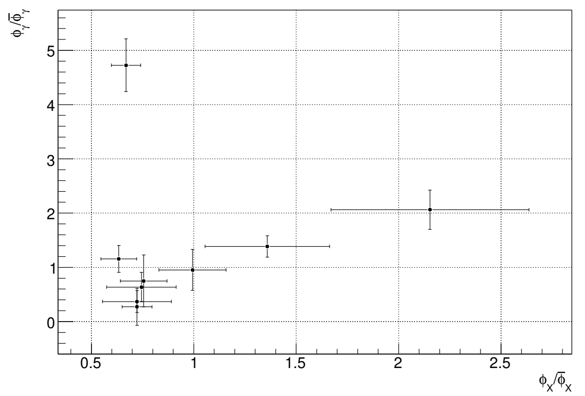


Fig. IV.12 – *Recherche de corrélation entre les émissions par nuit de Mrk 421 dans les domaines X et gamma entre décembre 2000 et avril 2001. Voir légende de la figure IV.11 à droite.*

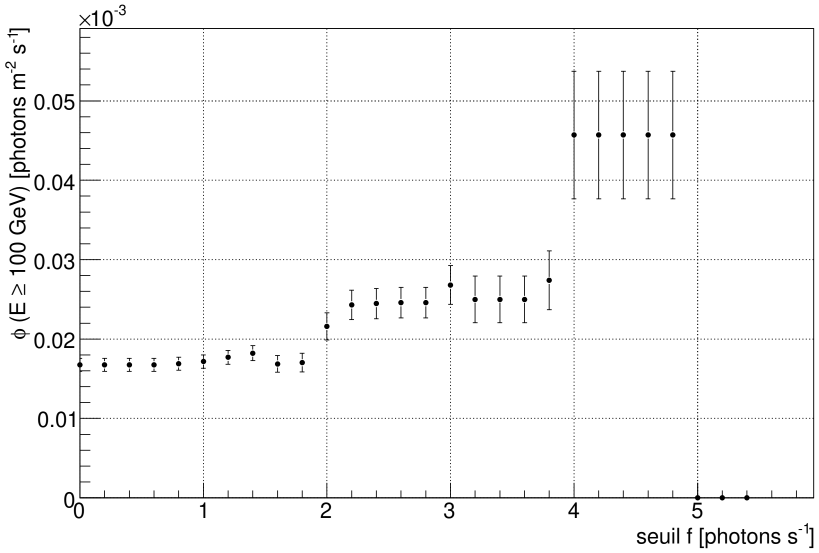


Fig. IV.13 – *Corrélation entre les flux en gamma et en X de Mrk 421 sur l'ensemble des observations de CELESTE. Le flux intégral moyen $\phi(E \geq 100$ GeV$)$ mesuré par CELESTE sur l'ensemble des nuits d'observation pour lesquelles le flux enregistré simultanément par ASM dépassait le seuil f est tracé en fonction de ce seuil.*

Cette nuit a été choisie pour sa bonne qualité, tant du point de vue de la transparence atmosphérique que de la réponse du détecteur, stables lors des observations. Ces observations ont toutes été effectuées dans la configuration du détecteur à 53 héliostats en pointé veto à 11 km. Le tableau IV.4 détaille les caractéristiques des cinq acquisitions. La variation enregistrée suit le passage par le transit de la source et peut donc paraître inquiétante. Après toutes les corrections effectuées sur l'angle horaire (voir figure II.12 p. 86) et la stabilité vérifiée de l'émission de la nébuleuse du Crabe (voir figure III.19 p. 123), il est justifié d'étudier cette variation. Elle atteint un facteur 6 en 1 h à un niveau de confiance de $3,6\ \sigma$. Ce dernier est déterminé à partir de la différence entre les deux flux selon l'expression :

$$N_\sigma = \frac{\phi - \phi_{\min}}{\sqrt{\delta\phi^2 + \delta\phi_{\min}^2}} \tag{IV.4}$$

$\delta\phi$ et $\delta\phi_{\min}$ étant respectivement les erreurs sur les flux ϕ et $\phi_{\min}$ (flux minimal de la nuit à 23 h 37).

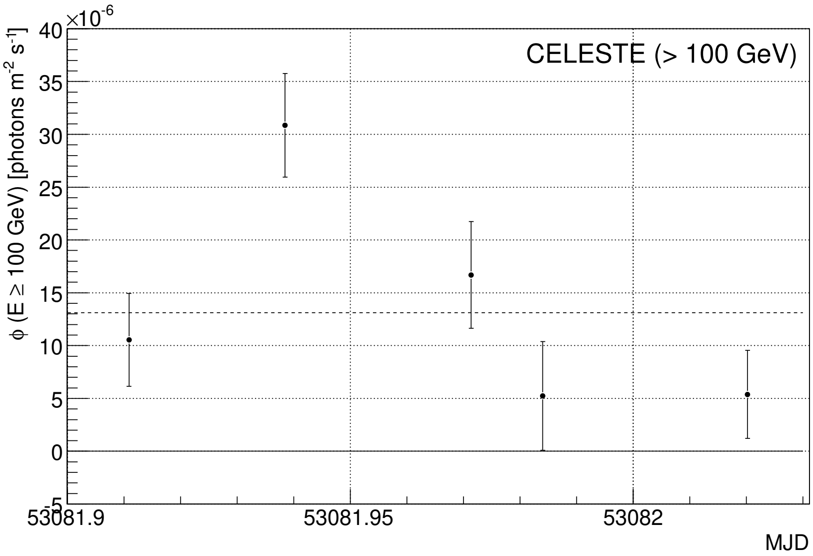


FIG. IV.14 – *Variabilité de l'émission gamma de Mrk 421 dans la nuit du 17 au 18 mars 2004 : flux intégraux $\phi(E \geq 100$ GeV) obtenus pour les cinq paires de données prises dans la nuit. Le flux intégral moyen de CELESTE, représenté en tirets, vaut $\bar{\phi}(E \geq 100$ GeV) = $(13,1 \pm 2,1) \times 10^{-6}$ photons m^{-2} s^{-1} sur cette période. Le* MJD 53082 *correspond au 18 mars 2004* [80]. *ASM n'a pas enregistré de données simultanément à ces paires.*

Heure TU	Angle horaire [h]	i_{ON} [µA]	i_{OFF} [µA]	i_{E03} [µA]	T_{b} [Hz]	$\phi(E \geq 100$ GeV) 10^{-6} [photons m^{-2} s^{-1}]	$\frac{\phi}{\phi_{\min}}$ (N_σ)
21 h 50	$-1,4$	9,4	8,3	1,5	17,5	$10,5 \pm 4,4$	2,0 (0,8)
22 h 30	$-0,7$	9,1	8,1	1,7	18,3	$30,9 \pm 4,9$	5,9 (3,6)
23 h 20	0,1	8,9	7,9	2,0	18,6	$16,7 \pm 5,0$	3,2 (1,6)
23 h 37	0,4	8,9	7,6	2,3	18,6	$5,2 \pm 5,1$	1,0 (–)
00 h 28	1,3	8,7	7,7	2,1	17,6	$5,4 \pm 4,2$	1,0 (–)

TAB. IV.4 – *Variabilité de l'émission gamma de Mrk 421 dans la nuit du 17 au 18 mars 2004. Pour chaque paire enregistrée, l'heure TU, l'angle horaire au milieu de la prise de données* ON, *les courants moyens dans les données* ON *et* OFF, *le courant moyen de l'héliostat E03 (voir § III.1.1.3 p. 98), les taux de comptage bruts, le flux intégral et le rapport du flux au flux le plus bas mesuré dans la nuit avec la signification statistique de la différence des deux flux (voir texte) sont indiqués.*

IV.2.6 Flux différentiel

La courbe de lumière en figure IV.6 montre un flux qui augmente légèrement entre août 1999 et juillet 2004 dans le domaine gamma, tandis que l'émission en X est plus variable sur ces années. La période de décembre 2000 à avril 2001 (MJD 51880 à 52020) présente une augmentation simultanée des flux X et gamma. Le découpage en quatre périodes indique également un flux plus élevé en X durant la période de février à avril 2004 par rapport aux périodes de décembre 1999 à avril 2000 et janvier à mai 2003. Les mesures de CELESTE suivent cette tendance.

Deux flux sont alors calculés : l'un pour un état considéré de basse activité à partir des données prises entre décembre 1999 et avril 2000 ainsi que janvier et mai 2003, l'autre pour un état considéré de moyenne activité à partir des données prises entre décembre 2000 et avril 2001 ainsi que février et avril 2004.

IV.2.6.1 Flux à l'état bas

Le flux intégral moyen à l'état bas au-dessus de 100 GeV vaut :

$$\bar{\phi}(E \geq 100 \text{ GeV}) = (8,4 \pm 1,0^{+0,1}) \times 10^{-6} \text{ photons m}^{-2}\,\text{s}^{-1} \quad \text{(IV.5)}$$

Le flux différentiel déduit est :

$$E^2 \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} = (3,2 \pm 0,4) \times 10^{-4} \text{ GeV}^2 \text{ photons m}^{-2}\,\text{s}^{-1}\,\text{GeV}^{-1} \quad \text{(IV.6)}$$

équivalent à :

$$\nu F_\nu = (5,1 \pm 0,6) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2}\,\text{s}^{-1} \quad \text{(IV.7)}$$

IV.2.6.2 Flux à l'état moyen

Le flux intégral moyen à l'état moyen au-dessus de 100 GeV vaut :

$$\bar{\phi}(E \geq 100 \text{ GeV}) = (19,4 \pm 1,0^{+0,6}) \times 10^{-6} \text{ photons m}^{-2}\,\text{s}^{-1} \quad \text{(IV.8)}$$

Le flux différentiel déduit est :

$$E^2 \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} = (7,4 \pm 0,4^{+0,2}) \times 10^{-4} \text{ GeV}^2 \text{ photons m}^{-2}\,\text{s}^{-1}\,\text{GeV}^{-1} \quad \text{(IV.9)}$$

équivalent à :

$$\nu F_\nu = (11,8 \pm 0,6^{+0,3}) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2}\,\text{s}^{-1} \quad \text{(IV.10)}$$

IV.2.6.3 Discussion

Les flux de CELESTE sont ajoutés au spectre de [19] sur la figure IV.15. Les valeurs obtenues sont assez proches des points de mesure de WHIPPLE pour les états d'activité bas et moyen du blazar. Une partie des données de WHIPPLE en état d'activité moyen est simultanée aux mesures de moyenne activité de CELESTE. Les courbes des modèles SSC représentées sur cette figure et ajustées aux données de WHIPPLE se croisent au niveau de l'énergie seuil de CELESTE. Les mesures obtenues par CELESTE se trouvent néanmoins éloignées l'une de l'autre et ne permettent pas de valider ces modèles.

Afin de mieux qualifier l'état du blazar lors des observations de CELESTE, il faudrait déterminer les flux différentiels d'ASM pour les périodes d'observation considérées et comparer les valeurs à ce qui est présenté dans [19]. De plus, des mesures plus précises à plus haute énergie avec des imageurs contribueraient à contraindre le spectre d'émission de Mrk 421, car les barres d'erreurs de WHIPPLE pour des états de faible activité sont grandes. Les récentes mesures de HESS sont bien reproduites par une loi de puissance d'indice $-2,1$ (comme les mesures de STACEE) et la cassure spectrale a pu être située autour de $3,1$ TeV [5]. CAT a observé Mrk 421 lors de prises de données communes avec CELESTE : une étude de ces observations simultanées, si leur statistique est suffisante, permettrait de situer l'état d'activité gamma par rapport aux autres mesures connues.

Plus encore que pour la nébuleuse du Crabe l'interprétation de ces résultats est délicate. Les données sont intégrées sur une longue période d'observation alors que, contrairement au Crabe, Mrk 421 est variable : non seulement son intensité peut changer mais la forme de son spectre aussi. Le fait que le modèle spectral issu des imageurs ne puisse s'appliquer en état d'activité moyenne montre que la mesure de CELESTE est très proche du maximum d'émission Compton inverse. En ce sens, elle contraint sa position (énergie) et son intensité pour la période d'observation. Enfin, un spectre à partir de ces données peut être établi : la

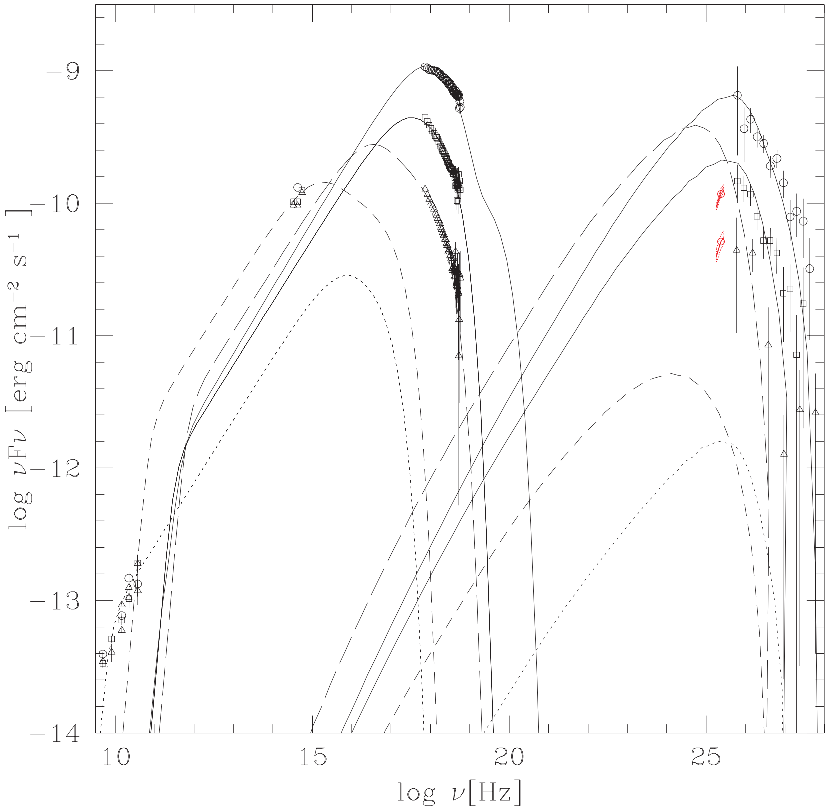


FIG. IV.15 – *Spectre d'émission du blazar Mrk 421 pour différents états d'activité déterminés à partir d'observations simultanées des instruments ASM (* All sky monitor*, embarqué sur le satellite* RXTE – Rossi X-ray timing explorer –*, domaine X) et* WHIPPLE *(domaine gamma) [19]. Un modèle d'émission SSC multizones (inhomogène) a été ajusté au données (haut et moyen : lignes continues et bas : longs tirets) avec une loi de puissance reproduisant l'émission Compton inverse dont l'indice vaut* $-2,84$*,* $-2,71$ *et* $-2,60$ *pour les états d'activité bas (mars à mai 2003), moyen (janvier à mars 2004) et haut (du 16 au 20 avril 2004) respectivement. Deux zones additionnelles ont été ajoutées pour reproduire le spectre radio (pointillés) et optique (tirets). Les flux de CELESTE sont représentés par des cercles vides à* $2,4 \times 10^{25}$ Hz *pour les états d'activité bas et moyen du blazar. Noter que la période d'activité moyenne de CELESTE correspond en partie à l'état moyen présenté sur la figure. Les erreurs systématiques sont représentées en contour continu et les erreurs statistiques en sur-contour pointillé. L'intervalle de confiance dans le contour extérieur ainsi obtenu (comprenant les deux sources d'erreurs) est de* 68 %*.*

statistique permet de décomposer les événements dans trois à quatre intervalles d'énergie. L'étude d'une variation du spectre selon l'état de la source pourrait même peut-être être effectuée pour les deux périodes d'activité considérées dans ce document mais cela reste sur une grande échelle de temps. Des mesures avec une sensibilité des détecteurs accrue et simultanées à d'autres longueurs d'onde sont indispensables à une meilleure compréhension de Mrk 421 et des blazars en général.

Chapitre IV.3

Mrk 501

Les différentes étapes présentées jusqu'ici permettent enfin de déterminer le flux du blazar Mrk 501 [81] sur les données prises par CELESTE. Ses propriétés et l'intérêt d'étudier son émission sont décrits au § IV.3.1. Les données d'acquisition sur le blazar sont triées (§ IV.3.2) et analysées avec les coupures déterminées pour Mrk 421. Le signal mesuré est traduit en courbe de lumière sur laquelle des périodes d'activité apparaissent. L'activité dans le domaine X est peu variable sur l'ensemble des observations (§ IV.3.3). Une période légèrement plus active en gamma permet d'atteindre un niveau de signification statistique suffisant pour déterminer le flux de Mrk 501. Pour le reste des données, seule une limite supérieure au flux est calculée. Pour finir, ces résultats sont discutés (§ IV.3.4).

IV.3.1 Propriétés et intérêt de Mrk 501

Le blazar Mrk 501, deuxième source extragalactique de l'hémisphère nord a avoir été détectée au TeV par Whipple [154], est situé un peu plus loin que Mrk 421 à un décalage spectral $z = 0,034$ (soit environ 140 Mpc). Comme Mrk 421, il fait partie de la classe des objets de type BL Lac HBL mais son émission est plus extrême. Longtemps invisible dans le domaine gamma de basse énergie, une faible détection de 4 σ a finalement été reportée en 1999 au-dessus de 100 MeV par EGRET sur des données enregistrées en 1996 [108, 107].

Mrk 501 a été vu par de nombreuses expériences à très haute énergie au-dessus de 300 GeV (Whipple [154], HEGRA [23], CAT [58] et un faible signal de $3,1\ \sigma$ pendant $1,8$ h par HESS [7]) mais jamais aux énergies de CELESTE correspondant au maxium de l'émission Compton inverse. Un sursaut particulièrement violent en avril 1997 (le 7 puis surtout 16 avril 1997) a été enregistré par ces expériences qui ont pu corréler leurs mesures avec celles obtenues en X, domaine où le sursaut a également été enregistré [50, 144]. La composante synchrotron du spectre d'émission s'est déplacée à cette occasion de deux ordres de grandeur vers les hautes énergies [146] tandis que les mesures au TeV ont permis de contraindre efficacement les modèles d'émission à très haute énergie. La coupure spectrale lors du sursaut a été déterminée autour de 20 TeV [8, 9]. Elle est probablement due à un effet d'absorptione par le fond infrarouge, plus évident que pour Mrk 421, puisque Mrk 501 émet son spectre à des énergies plus élevées.

L'émission de Mrk 501 présente peu de variations sur de courtes échelles de temps à très haute énergie contrairement à Mrk 421 [149]. Le taux d'injection des particules dans les jets radio est peut-être très différent de celui de Mrk 421 : moins erratique (propriétés intrinsèques différentes au niveau du moteur central constitué du trou noir et de son disque d'accrétion) ou structure du jet plus complexe. Sur ce dernier point, des observations dans le domaine radio

81. Le blazar Mrk 501 est situé dans la constellation d'Hercule, ses coordonnées sont : $\alpha = 16^{\mathrm{h}}\ 53^{\mathrm{m}}\ 52,22^{\mathrm{s}}$ et $\delta = 39^\circ\ 45'\ 36,6''$ [99].

montrent que le jet est plus évasé et moins bien aligné sur la ligne de visée vers la Terre que dans le cas de Mrk 421. Le facteur Doppler-Fizeau géométrique serait ainsi plus faible et les variations observées aussi (en temps comme en intensité).

Un modèle leptonique de type SSC reproduit bien le spectre d'émission et les variabilités observés (figure IV.16). Comme dans le cas de Mrk 421, CELESTE est bien situé pour affiner la position du maximum de l'émission Compton inverse et contraindre les modèles.

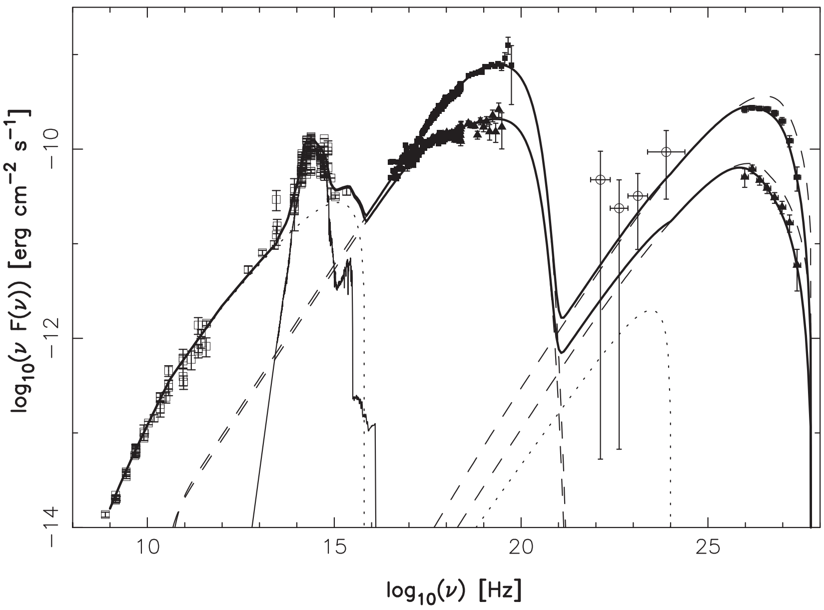


FIG. IV.16 – *Spectre d'émission du blazar Mrk 501 pour différents états d'activité en avril 1997 déterminés à partir d'observations simultanées des instruments* BeppoSAX *(*Beppo Satellite per astronomia X*, domaine X) et CAT (domaine gamma) les 7 (triangles pleins) et 16 avril 1997 (carrés pleins). Les cercles montrent la première détection de Mrk 501 par EGRET. Les autres données dans les domaines radio et optique ne sont pas simultanées. Les lignes continues épaisses indiquent le modèle appliqué pour les deux états d'activité présentés. Les lignes en tirets correspondent à l'émission SSC sans absorption par le fond infrarouge intergalactique. Les lignes pointillées indiquent la radiation du jet conique et la ligne continue fine montre la contribution d'émission de la galaxie hôte [109].*

IV.3.2 Détermination des lots d'analyse

Les lots sont déterminés toujours de la même manière. La figure IV.17 montre les taux T obtenus après coupures $\mathcal{R}_5 > 1,1$ et $\xi < 0,35$. Après les différentes coupures, aucune paire n'est à rejeter ici.

Pour chaque type de pointé, comme pour Mrk 421, huit combinaisons sont possibles pour prendre en compte les différents paramètres influant sur les coupures (voir les détails de ces lots avec représentation graphique en annexe A.4). L'ensemble final des données contient 39 paires pour une durée de $11,5$ h (sur 93 paires enregistrées). Après les coupures de sélection, il ne reste plus de données à 53 héliostats. Pour chacun des lots, les coupures déterminées pour Mrk 421 seront appliquées puis les simulations en direction de Mrk 421 seront utilisées pour les calculs de flux.

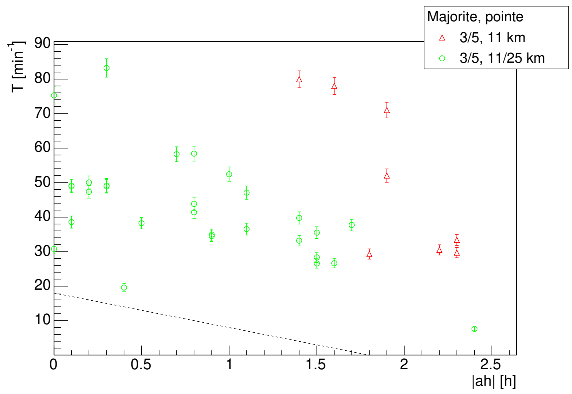


FIG. IV.17 – *Taux d'événements T dans les données* OFF *après coupures $\mathcal{R}_5 > 1,1$ et $\xi < 0,35$ en fonction de la valeur absolue de l'angle horaire* |ah|. *La droite en tirets représente la nouvelle sélection sur T. La majorité indiquée correspond à la majorité appliquée lors de la prise de données.*

IV.3.3 Signal obtenu et courbe de lumière

IV.3.3.1 Signification statistique des données

Le tableau IV.5 donne les nombres d'événements et significations statistiques obtenus pour les différents pointés après enregistrement, redéclenchement logiciel et coupures finales, puis pour l'ensemble complet des données. Les valeurs détaillées pour chacun des lots sont données en annexe C.3.

Lot	Coupure	Nombre d'événements N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	Signification statistique N_σ	Signal sur bruit $\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
Données simple pointé à quarante héliostats (2,9 h)	Données brutes	260 695	258 680	2 015	2,3	0,8
	Redéclenchement logiciel	176 776	174 562	2 213	3,1	1,3
	Coupures finales	1 563	1 623	−60	−0,9	–
Données double pointé à quarante héliostats (8,6 h)	Données brutes	555 230	554 961	269	0,2	0,0
	Redéclenchement logiciel	295 674	295 007	667	0,7	0,2
	Coupures finales	9 002	8 473	529	3,5	6,2
Ensemble des lots (11,5 h)	Données brutes	815 924	813 641	2 284	1,5	0,3
	Redéclenchement logiciel	472 450	469 569	2 881	2,5	0,6
	Coupures finales	10 565	10 096	469	2,9	4,6

TAB. IV.5 – *Nombre d'événements restant après les coupures sur les différents lots de données du blazar Mrk 501 et sur l'ensemble complet des données.*

La signification statistique sur l'ensemble des données est inférieure aux 5 σ habituellement nécessaires pour annoncer la découverte d'une nouvelle source mais supérieure aux 2,5 σ de [117, 116]. L'émission gamma de Mrk 501 est déjà bien établie et la confiance dans l'analyse des données de CELESTE et dans la simulation du détecteur est plus grande aujourd'hui, aussi la courbe de lumière de ces mesures est tout de même tracée dans le but de mettre en valeur une période d'activité plus intense pour laquelle la signification statistique est plus importante. Un flux moyen sur cette période sera alors déterminé.

IV.3.3.2 Courbe de lumière

Comme précédemment, les coupures appliquées sur ξ pour la détermination du flux sont choisies à $\xi < 0,40$ pour l'ensemble des données, les coupures sur le redéclenchement logiciel restant identiques à celles utilisées pour établir le signal. Comme pour le blazar Mrk 421, le pic de l'émission Compton se situant autour des énergies de CELESTE, il n'est pas possible d'utiliser les modèles spectraux issus d'imageurs. De même que pour Mrk 421, cela a été vérifié avec le modèle de CAT [58] :

$$f(E) = (E \times 0,001)^{\alpha+\beta \log(E\times 0,001)}$$

en imposant d'avoir, pour un état d'activité supposé bas, $k = 3,13 \times 10^{-11}$, $\alpha = -2,32$ et $\beta = -0,41$ au-dessus de 330 GeV, ou bien un état d'activité supposé moyen, $k = 4,72\times 10^{-11}$, $\alpha = -2,25$ et $\beta = -0,52$ au-dessus de 330 GeV. La valeur de β déduite en dessous de 330 GeV est, dans les deux cas, positive. L'hypothèse spectrale testée dans un premier temps sera donc de la forme E^{-2}.

L'énergie seuil de l'ensemble des données vaut pour cette hypothèse spectrale :

$$\overline{E_\mathrm{s}} = 128^{+34}_{-18}\ \mathrm{GeV} \tag{IV.11}$$

Elle est plus importante que pour Mrk 421 en raison des données prises plus souvent à grand angle horaire, et dans des conditions atmosphériques moins bonnes (taux de comptage inférieurs à 15 Hz), décalant le maximum d'observation vers de plus hautes énergies. Le flux intégral moyen au-dessus de ce seuil vaut :

$$\bar{\phi}(E \geq 130\ \mathrm{GeV}) = (3,9 \pm 1,6_{-0,1}) \times 10^{-6}\ \mathrm{photons\,m^{-2}\,s^{-1}} \tag{IV.12}$$

La courbe de lumière de CELESTE est comparée avec des données prises par ASM (figure IV.18). Comme pour les courbes de lumière de Mrk 421, les valeurs négatives de flux sont remplacées par des flèches de limites supérieures à 2 σ. Les lignes en tirets traduisent le flux intégral moyen de CELESTE en haut ($\bar{\phi}(E \geq 130\ \mathrm{GeV}) = (3,9\pm 1,6)\times 10^{-6}\ \mathrm{photons\,m^{-2}\,s^{-1}}$) et d'ASM en bas ($\bar{f} = 0,39 \pm 0,01\ \mathrm{photons\,s^{-1}}$) pour l'ensemble des données.

IV.3.3.3 États d'activité

Les figures IV.19 et IV.20 montrent les courbes de lumière obtenues par intervalles de nuits pour les années 2000 et 2001. Un état plus actif en gamma semble être mis en évidence pendant l'année 2000. Plus précisément, si l'on étudie le signal des paires de CELESTE prises entre les MJD 51660 et 51710 (26/04/2000 et 15/06/2000), la signification statistique de la mesure est de $4,9\ \sigma$, dont les détails sont donnés dans le tableau IV.6 (le reste des données a une signification statistique de $-1,4\ \sigma$).

Coupure	Nombre d'événements			Signification	Signal sur bruit
	N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
Données brutes	358 234	355 803	2 431	2,4	0,7
Redéclenchement logiciel	197 738	195 852	1 886	2,5	1,0
Coupures finales	6 319	5 698	620	4,9	10,9

TAB. IV.6 – *Nombre d'événements restant après les coupures sur les données correspondant à la période de légère activité du blazar Mrk 501. Toutes les données sont prises en double pointé à quarante héliostats avec une durée de* 5,4 h.

Le flux sur cette période vaut $\bar{\phi}(E \geq 130\ \mathrm{GeV}) = (10,2 \pm 3,2) \times 10^{-6}\ \mathrm{photons\,m^{-2}\,s^{-1}}$. La quantité de données ne permet pas une étude de corrélation avec les mesures prises en X comme cela a été fait pour Mrk 421. Néanmoins, le flux d'ASM est un peu plus élevé pour cette période :

$$\bar{f} = \begin{cases} 0,38 \pm 0,04\ \mathrm{photons\,s^{-1}} & \text{entre les MJD 51660 et 51710} \\ 0,44 \pm 0,03\ \mathrm{photons\,s^{-1}} & \text{entre les MJD 51660 et 51720} \\ 0,46 \pm 0,03\ \mathrm{photons\,s^{-1}} & \text{entre les MJD 51620 et 51720} \end{cases} \tag{IV.13}$$

La période entre les MJD 51620 et 51720 (17/03/2000 et 25/06/2000) est choisie comme état légèrement plus actif en X. Le flux d'ASM sur le reste de la période étudiée par CELESTE, soit entre les MJD 51607 et 51620 (04/03/2000 et 17/03/2000) et entre les MJD 52014 et 52083 (25/06/2000 et 23/06/2001), vaut $\bar{f} = 0,33 \pm 0,02$ photons s^{-1}. Ce flux est considéré comme déterminé pour un état de basse activité. Le rapport entre les deux flux d'ASM vaut 1,39 et la signification statistique de l'écart entre ces flux, déterminée de la même manière que dans l'équation IV.4 p. 148, est de $3,6\ \sigma$.

Considérant la figure IV.21 représentant le spectre d'émission de Mrk 501, l'écart relatif entre ces deux valeurs peut être obtenu. Les points d'ASM sont placés à 7 keV (soit $\log \nu = 18,2$ sur l'échelle de la figure). Ne connaissant pas la surface effective de détection de l'instrument, l'état bas est choisi arbitrairement à $1,58 \times 10^{-11}$ erg $\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ comme les données représentées de juin 1999. L'état légèrement actif se trouve alors à $1,58 \times 10^{-11} \times 1,39 = 2,20 \times 10^{-11}$ erg $\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$. Il apparaît ainsi que l'on ne peut pas parler d'état de forte activité, comme cela a pu être le cas en avril 1997 ou même avril 1998. En fonction des données prises en X, le qualificatif d'état « légèrement actif » paraît raisonnable pour cette période, aussi le flux différentiel est étudié pour cet état et une limite supérieure au flux, qualifié de bas, est déterminée pour le reste de la période étudiée par CELESTE.

IV.3.4 Flux différentiel

Le flux différentiel n'est déterminé que pour la période légèrement active du blazar durant les observations effectuées. Trois lois de puissances d'indices spectraux différents sont testées (hypothèses de la forme E^{α} avec α prenant pour valeurs -2, $-1,8$ et $-2,2$) afin de choisir le flux obtenu le mieux adapté aux modèles spectraux existants. Pour le reste des observations, une limite supérieure à $2\ \sigma$ est calculée à partir de l'hypothèse spectrale finalement choisie pour le flux à l'état légèrement actif.

IV.3.4.1 Flux à l'état légèrement actif

Les trois hypothèses testées changent peu les seuils en énergie, aussi tous les flux sont exprimés pour une énergie seuil de 130 GeV. Le flux intégral moyen déterminé pour les trois hypothèses est :

$$\left\{\begin{array}{ll} \bar{\phi}(E \geq 130\text{ GeV}) = (10,2 \pm 3,2_{-0,1}) \times 10^{-6}\ \text{photons}\,\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1} & \text{pour } \alpha = -2 \\ \bar{\phi}(E \geq 130\text{ GeV}) = (10,1 \pm 3,1_{-0,1}) \times 10^{-6}\ \text{photons}\,\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1} & \text{pour } \alpha = -1,8 \\ \bar{\phi}(E \geq 130\text{ GeV}) = (10,3 \pm 3,3_{-0,1}) \times 10^{-6}\ \text{photons}\,\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1} & \text{pour } \alpha = -2,2 \end{array}\right. \tag{IV.14}$$

Les flux différentiels pour représentation en $E^2 \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}$ ou νF_{ν} sont déduits en photons $\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{GeV}^{-1}$:

$$\left\{\begin{array}{ll} E^2 \dfrac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} = (4,7 \pm 1,5) \times 10^{-4}\ \mathrm{GeV}^2\,\text{photons}\,\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{GeV}^{-1} & \text{pour } \alpha = -2 \\ E^2 \dfrac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}(130\text{ GeV}) = (4,6 \pm 1,4) \times 10^{-4}\ \mathrm{GeV}^2\,\text{photons}\,\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{GeV}^{-1} & \text{pour } \alpha = -1,8 \\ E^2 \dfrac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}(130\text{ GeV}) = (4,6 \pm 1,5) \times 10^{-4}\ \mathrm{GeV}^2\,\text{photons}\,\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{GeV}^{-1} & \text{pour } \alpha = -2,2 \end{array}\right. \tag{IV.15}$$

ou bien en erg $\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$:

$$\left\{\begin{array}{ll} \nu F_{\nu} = (7,5 \pm 2,4_{-0,1}) \times 10^{-11}\ \mathrm{erg}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1} & \text{pour } \alpha = -2 \\ \nu F_{\nu}(3,1 \times 10^{25}\text{ Hz}) = (7,3 \pm 2,3_{-0,1}) \times 10^{-11}\ \mathrm{erg}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1} & \text{pour } \alpha = -1,8 \\ \nu F_{\nu}(3,1 \times 10^{25}\text{ Hz}) = (7,4 \pm 2,4_{-0,1}) \times 10^{-11}\ \mathrm{erg}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1} & \text{pour } \alpha = -2,2 \end{array}\right. \tag{IV.16}$$

À l'échelle de la figure IV.21, le point de CELESTE se trouve à $\log \nu = 25,5$. Selon l'état d'activité du blazar, l'énergie seuil se situe au niveau du maximum d'émission Compton inverse (état actif à très actif) ou bien au-delà du maximum (état bas). Le modèle de CAT [58], précédemment testé sur l'ensemble des données de CELESTE (états bas et moyen), donne à nouveau une valeur de β positive pour les seules données enregistrées durant l'état légèrement actif. La mesure de CELESTE durant cet état serait donc très proche du maximum d'émission, soit plus proche des données du 29 avril 1999 que celles de juin 1999 de la figure, bien que l'état d'activité en X n'aille pas si haut (en prenant pour hypothèse que le flux en X durant la période de faible activité corresponde aux données de juin 1999 de la figure). Les valeurs de flux obtenues confirment cette tendance et l'indice spectral choisi est $\alpha = -2$ afin de ne pas imposer de pente au spectre pour cette énergie. Le point de CELESTE obtenu pour cette hypothèse spectrale est marqué par un cercle sur la figure IV.21.

IV.3.4.2 Limite supérieure sur le flux à l'état bas

La limite supérieure sur le flux à l'état bas est déterminée à partir de l'équation II.18 p. 90 pour une signification statistique $N_\sigma = 2\ \sigma$ (~ 98 % d'intervalle de confiance). L'hypothèse spectrale utilisée est la loi de puissance d'indice $\alpha = -2$ pour l'énergie seuil de 130 GeV. Cette limite moyenne intégrale vaut :

$$\bar{\phi}(E \geq 130\ \mathrm{GeV}) \ \leq\ 3,8 \times 10^{-6}\ \mathrm{photons\,m^{-2}\,s^{-1}} \tag{IV.17}$$

Pour la représentation différentielle en $E^2 \dfrac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}$, elle vaut :

$$E^2 \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} \ \leq\ 1,7 \times 10^{-4}\ \mathrm{GeV^2\,photons\,m^{-2}\,s^{-1}\,GeV^{-1}} \tag{IV.18}$$

équivalent à :

$$\nu F_\nu \ \leq\ 2,8 \times 10^{-11}\ \mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}} \tag{IV.19}$$

Elle est représentée sur la figure IV.21 et s'apparente assez bien aux données de juin 1999 de la figure.

IV.3.4.3 Discussion

Le blazar Mrk 501 a été très étudié lors du sursaut d'avril 1997 mais les mesures pour un état d'activité faible ou peu actif sont encore peu nombreuses. Par sa mesure de flux de Mrk 501 en état de faible activité, CELESTE apporte une contrainte sur le maximum d'émission du pic Compton inverse pour les modèles SSC.

Le flux de Mrk 501 pour les mesures de CELESTE à $4,9\ \sigma$ de signification statistique n'est déterminé que sur 5,4 h d'observation mais sur une période de deux mois. Il n'est pas possible d'étudier la variabilité de Mrk 501, bien que cette période soit assez réduite, étant donné les variabilités très rapides déjà observées. Le flux d'avril à juin 2000 mesuré par CELESTE apparaît élevé : il semble correspondre à un état d'activité plus important que l'état moyen observé en avril 1998. Les autres mesures de CELESTE, sur une plus longue durée, ne contenant aucun signal, conduisent à supposer que la source était en état d'activité gamma durant cette période ; état à peine, voire pas du tout, retrouvé en X. Cette constatation a ceci d'intéressant qu'elle contredit le modèle SSC pour cette émission particulière qui n'est logiquement pas due à la population d'électrons responsable de l'émission synchrotron. Si celle-ci se situe dans le jet du blazar, on peut par exemple supposer que l'émission Compton inverse proviendrait d'une autre région (modèle EC) telle que le disque d'accrétion du trou noir central.

Enfin, concernant la position en énergie de la mesure de CELESTE, la même situation que pour Mrk 421 s'est produite : l'impossibilité d'utiliser les hypothèses spectrales issues des imageurs confirme ce que suggèrent les modèles spectraux : la mesure de CELESTE se situe au maximum d'émission Compton inverse.

CELESTE n'effectuant plus d'acquisitions et la quantité des mesures étant insuffisante, il faudra attendre des mesures supplémentaires de HESS puis *GLAST* pour établir le spectre d'émission Compton inverse à ces énergies.

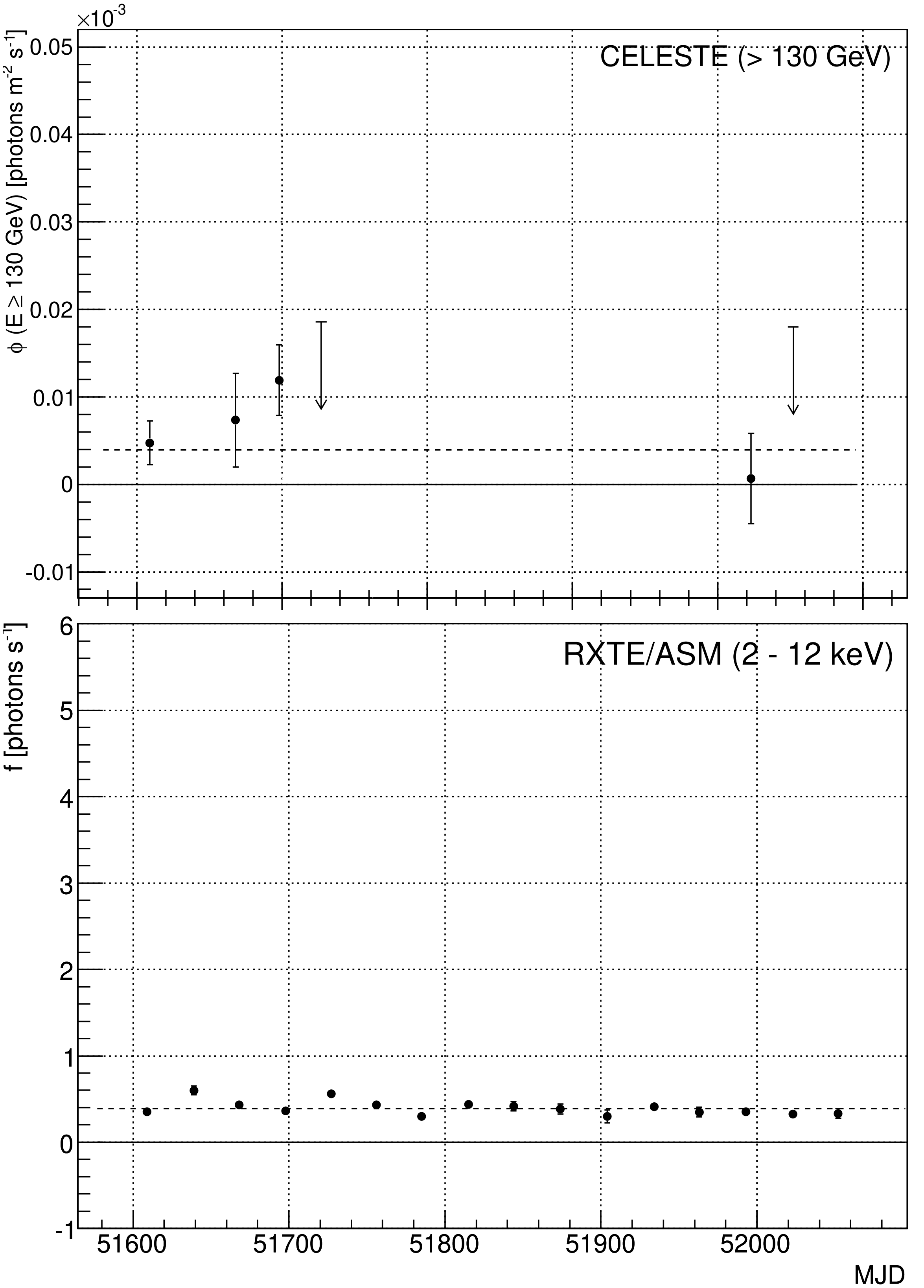


Fig. IV.18 – *Courbe de lumière de l'ensemble des données prises sur Mrk 501 dans les domaines gamma et X. Les flux sont moyennés par mois centrés sur la nouvelle Lune. En haut : flux intégraux de CELESTE au-dessus de l'énergie seuil* $\phi(E \geq 130$ GeV$)$ *pour l'hypothèse spectrale de la forme* E^{-2} *avec leurs barres d'erreurs statistiques (*68 % *d'intervalle de confiance). En bas : flux de photons* f *avec leurs barres d'erreurs statistiques pour les données d'ASM dans le domaine X. Les* MJD 51600 *et* 52000 *correspondent aux dates des* 26/02/2000 *et* 01/04/2001.

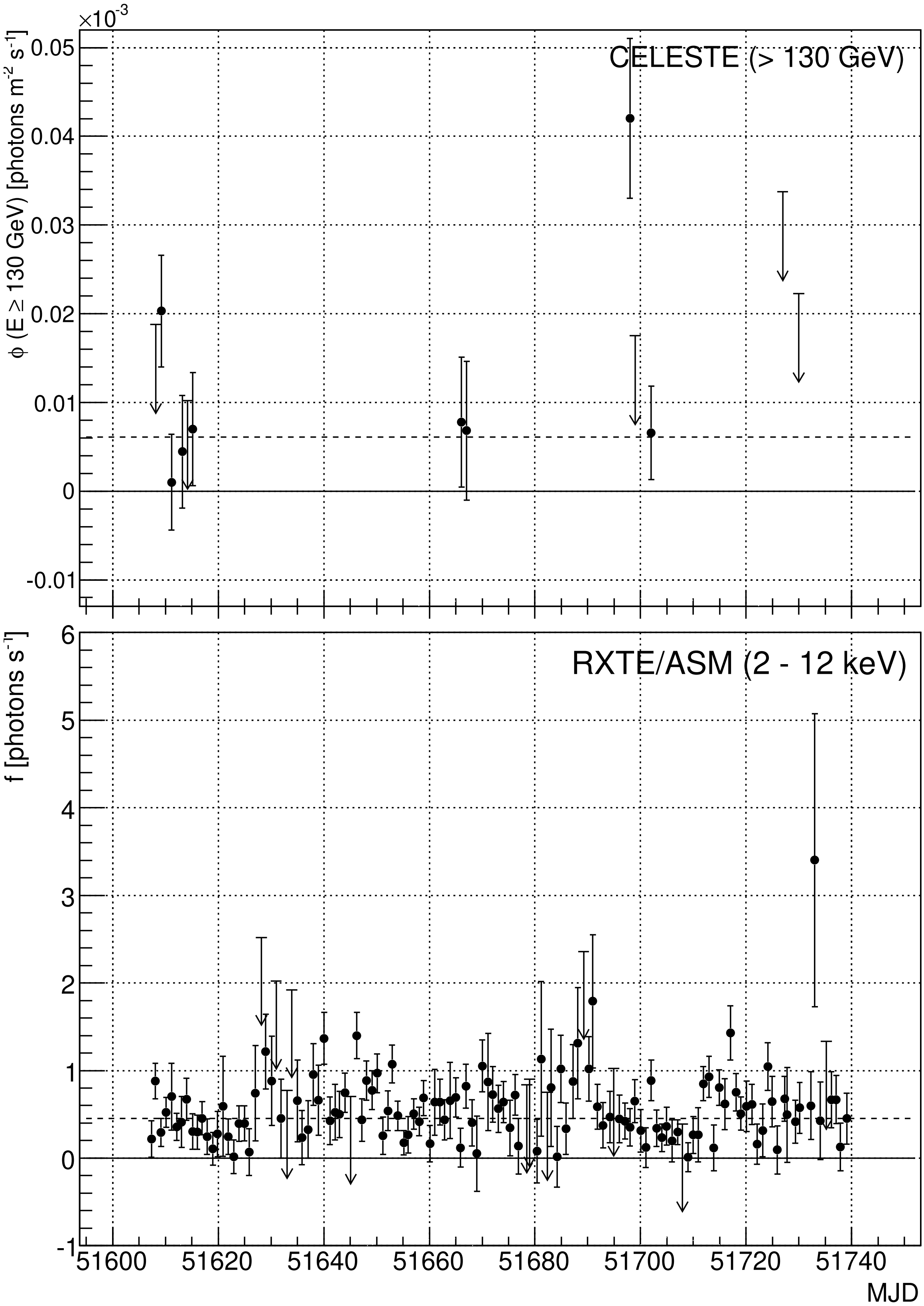


FIG. IV.19 – *Courbe de lumière de Mrk 501 dans les domaines gamma et X sur la période de mars à juillet 2000. Les flux sont moyennés par nuit. Voir légende de la figure IV.18. Le flux intégral moyen de CELESTE vaut* $\bar{\phi}(E \geq 130\ \text{GeV}) = (6,1 \pm 1,9) \times 10^{-6}\ \text{photons}\,\text{m}^{-2}\,\text{s}^{-1}$ *sur cette période. Le flux d'ASM vaut* $\bar{f} = 0,45 \pm 0,02\ \text{photons}\,\text{s}^{-1}$. *Les* MJD 51600 *et* 51740 *correspondent aux dates des* 26/02/2000 *et* 15/07/2000. *Le signal mesuré sur cette période a une signification statistique de* $3,7\ \sigma$ *pour* $9,4$ h *de données.*

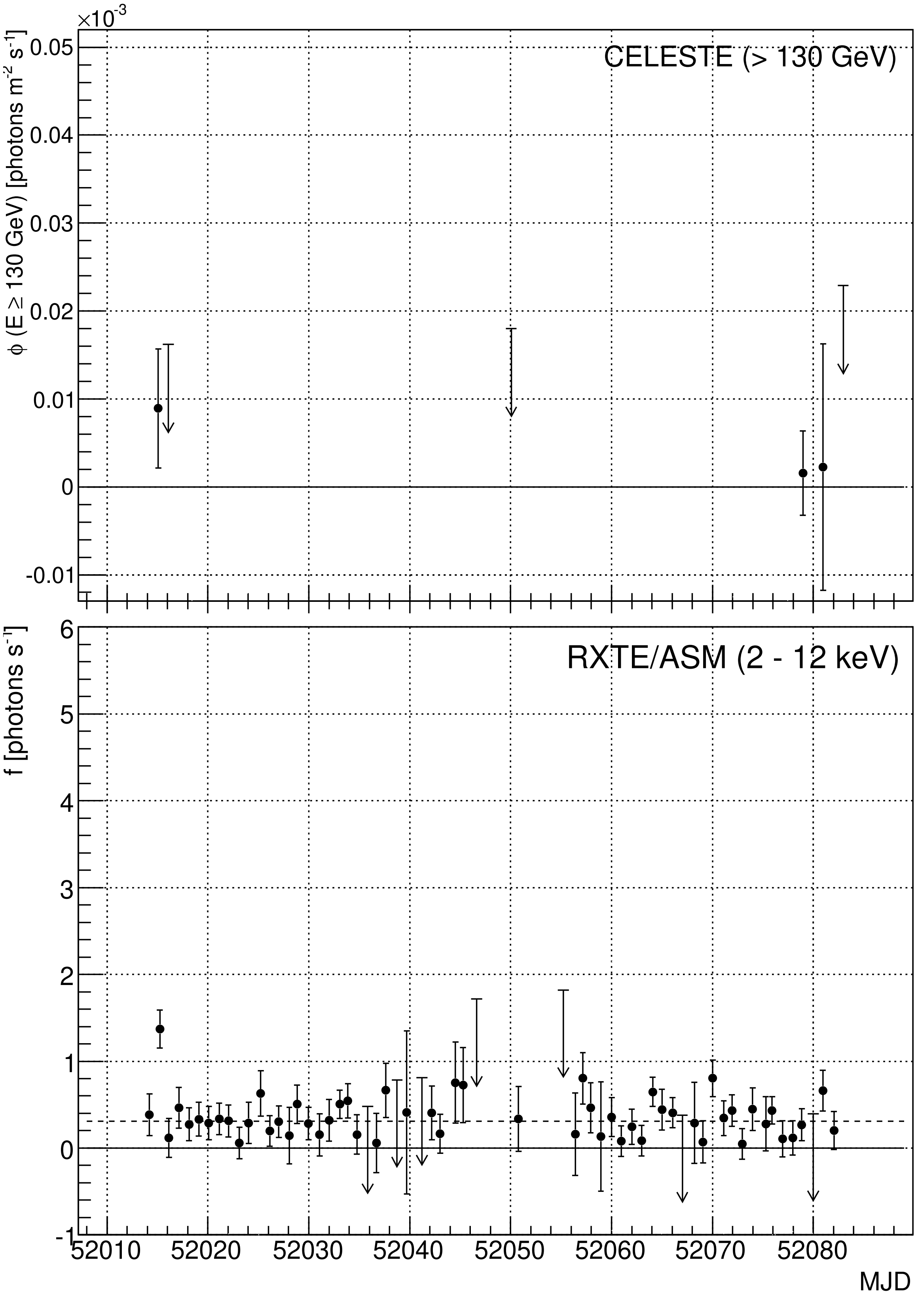


Fig. IV.20 – *Courbe de lumière de Mrk 501 dans les domaines gamma et X sur la période d'avril à juin 2001. Les flux sont moyennés par nuit. Voir légende de la figure IV.18. Le flux intégral moyen de CELESTE sur cette période est négatif. Le flux d'ASM vaut* $\bar{f} = 0,31 \pm 0,03$ photons s^{-1}. *Les* MJD 52010 *et* 52080 *correspondent aux dates des* 11/04/2001 *et* 20/06/2001.

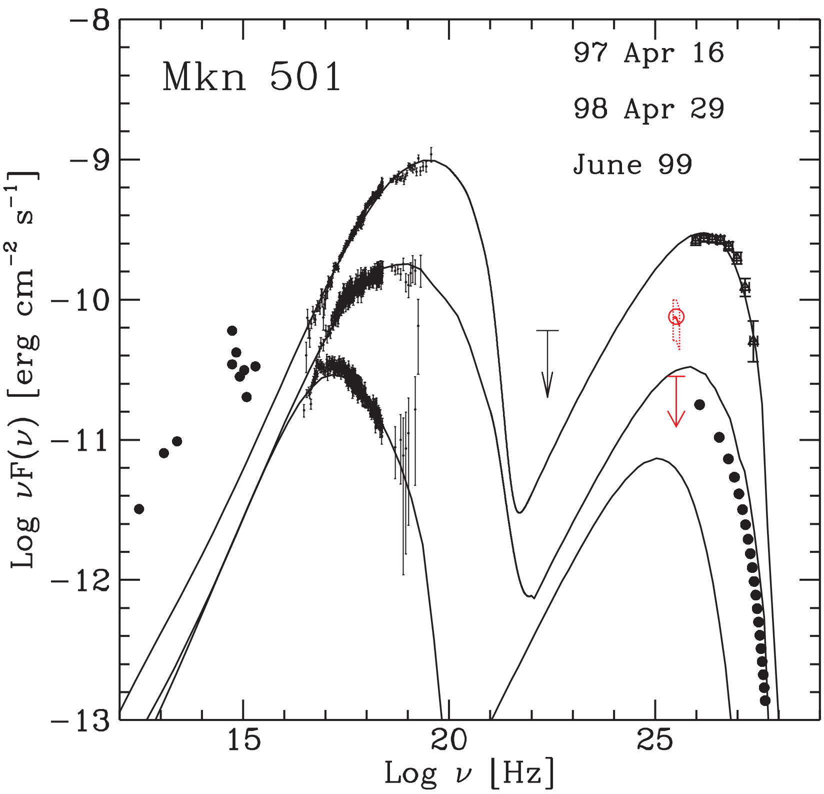


FIG. IV.21 – *Spectre d'émission du blazar Mrk 501 pour différents états d'activité entre 1997 et 1999 déterminés à partir d'observations de* BeppoSAX *(domaine X), HEGRA (domaine gamma en 1998-1999, cercles pleins) et CAT (domaine gamma le 16 avril 1997, triangles vides) [169]. Les courbes sont des modèles SSC ajustés à ces données. On a ajouté le flux de CELESTE (cercle vide à* $3,1 \times 10^{25}$ Hz*). Les erreurs systématiques sont représentées en contour continu et les erreurs statistiques en sur-contour pointillé. L'intervalle de confiance dans le contour extérieur ainsi obtenu (comprenant les deux sources d'erreurs) est de* 68 %. *La limite supérieure du flux pour la période de faible activité des données de CELESTE est représentée par une flèche pour la même énergie que le flux.*

Chapitre IV.4

1ES 1426+42.8

Le blazar 1ES 1426+42.8 [82] a été observé régulièrement dans la dernière configuration de CELESTE à 53 héliostats. De même déclinaison que Mrk 421, son étude est assez simple avec l'application des mêmes coupures d'analyse que pour Mrk 421. Le chapitre présente les résultats des observations du blazar (lots de données au § IV.4.2, signification statistique des mesures et courbe de lumière au § IV.4.3, enfin limite supérieure au flux différentiel et discussion au § IV.4.3) après une rapide introduction de ses caractéristiques (§ IV.4.1).

IV.4.1 Intérêt de l'observation de 1ES 1426+42.8

La découverte du blazar 1ES 1426+42.8 date de 1989 dans le domaine optique [155]. Situé au centre d'une galaxie elliptique, sa luminosité dans le domaine visible est faible ($M_{\mathrm{V}} = 16,9$), tout comme l'intensité de son émission X. Le pic synchrotron du blazar se trouve à très haute énergie au-dessus de 100 keV [53]. Troisième blazar détecté au TeV par Whipple [90], son observation a été confirmée par d'autres imageurs, HEGRA [2] et CAT [57]. Le spectre de ce blazar est décalé vers de plus hautes énergies que les spectres de Mrk 421 et Mrk 501 mais son intensité est plus atténuée en raison de son décalage spectral ($z = 0,129$) plus important.

On détermine le spectre intrinsèque d'une source à partir de la formule suivante :

$$\left(\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}\right)_{\text{intrinsèque}} = e^{\tau_{\gamma\gamma}(E,z)} \left(\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}\right)_{\text{observé}} \tag{IV.20}$$

avec $\tau_{\gamma\gamma}(E,z)$ profondeur optique pour un photon d'énergie E émis à un décalage spectral z ; elle dépend de la densité et de l'énergie des photons du fond infrarouge

De nombreux modèles d'absorption par le fond infrarouge existent, rendant ce calcul délicat. La figure IV.22 présente quelques uns de ces modèles pour 1ES 1426+42.8 : une observation du blazar à 100 GeV, où l'absorption infrarouge est négligeable, pourrait aider à les contraindre.

IV.4.2 Détermination des lots d'analyse

La sélection des données repose toujours sur le même principe. La figure IV.23 reproduit les taux obtenus après coupures $\mathcal{R}_5 > 1,1$ et $\xi < 0,35$ pour les données sélectionnées par les autres critères. Quatre paires sont encore à rejeter.

82. Le blazar 1ES 1426+42.8 est situé dans la constellation du Bouvier, ses coordonnées sont : $\alpha = 14^{\mathrm{h}}\,28^{\mathrm{m}}\,32,5^{\mathrm{s}}$ et $\delta = 42^\circ\,40'\,25''$ [99].

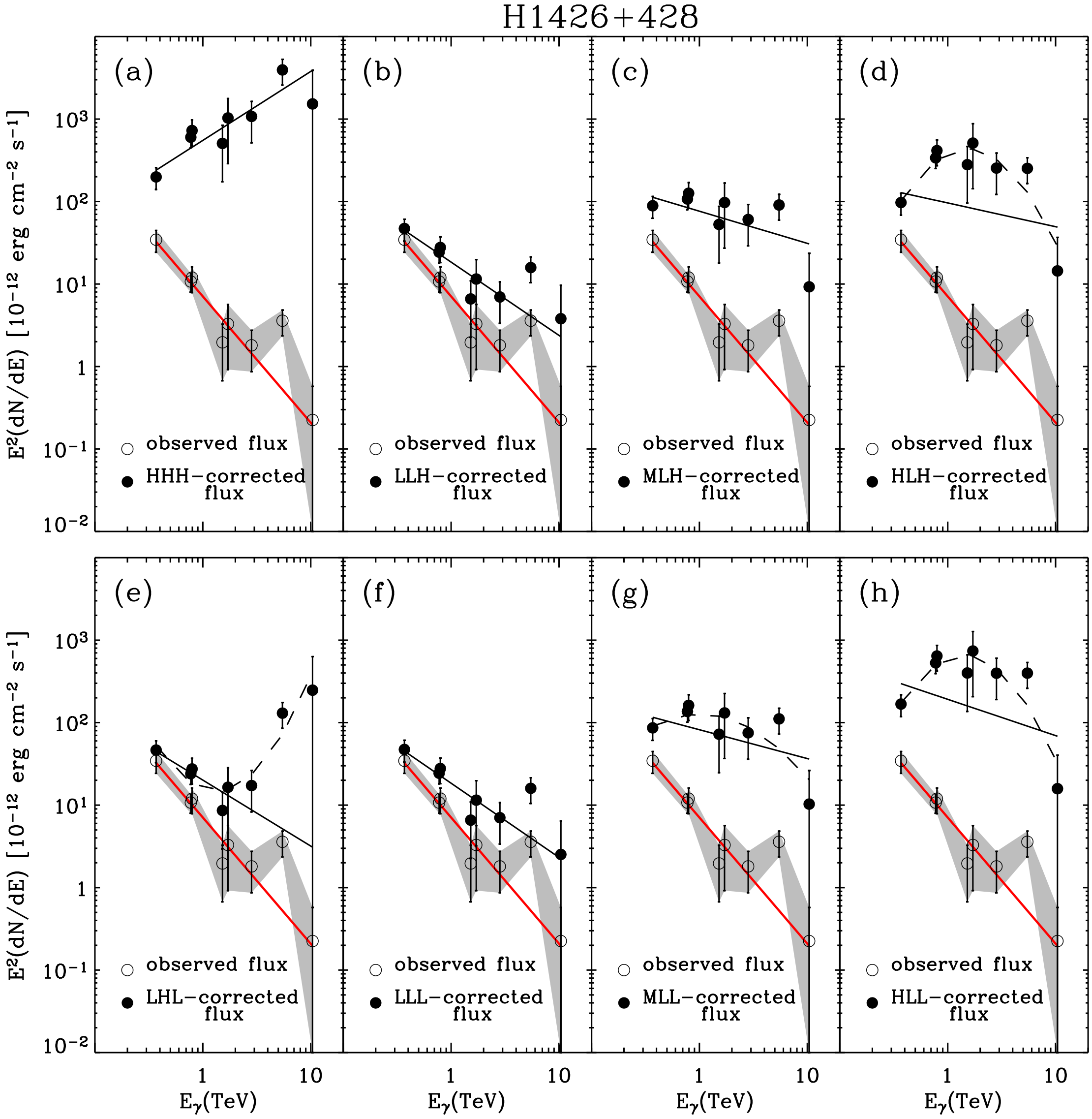


FIG. IV.22 – *Spectres observé (cercles vides) et corrigé de l'absorption infrarouge (cercles pleins) du blazar 1ES 1426+42.8 pour huit modèles testés ((a) à (h)) [64]. Une loi de puissance a été ajustée au spectre observé, et des paraboles aux spectres corrigés (lignes continues) ou parfois des paraboles avec une exponentielle montante pour reproduire les spectres courbés (tirets). Les modèles des figures (d), (g) et (h) impliquent un pic de la bosse Compton inverse autour de* 1 *à* 5 TeV *similaire à ce que les auteurs trouvent pour Mrk 421 et Mrk 501.*

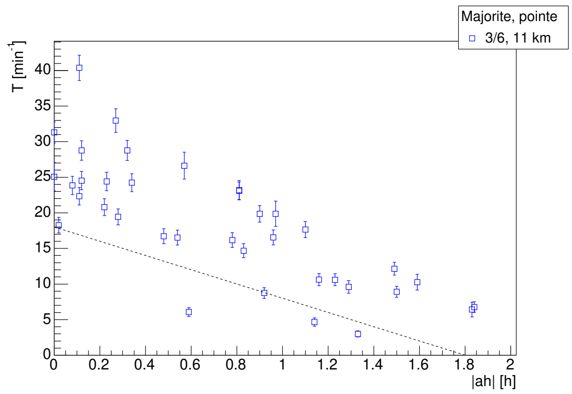


FIG. IV.23 – *Taux d'événements T dans les données* OFF *après coupures $\mathcal{R}_5 > 1,1$ et $\xi < 0,35$ en fonction de la valeur absolue de l'angle horaire* $|\mathrm{ah}|$*. La droite en tirets représente la nouvelle sélection sur T. La majorité indiquée correspond à la majorité appliquée lors de la prise de données.*

L'ensemble des données conservées contient 33 paires pour une durée de $8,8$ h (sur 102 paires enregistrées). Toutes les données sont prises en simple pointé veto à 53 héliostats. La répartition plus détaillée des lots se trouve en annexe A.5.

IV.4.3 Signal obtenu et courbe de lumière

IV.4.3.1 Signification statistique des données

L'application des coupures déterminées pour Mrk 421 donne une signification statistique nulle pour le lot de données de 1ES 1426+42.8 (tableau IV.7). Le détail des valeurs pour chacun des lots est donné en annexe C.4.

Coupure	Nombre d'événements			Signification	Signal sur bruit
	N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
Données brutes	675 340	673 239	2 101	$1,6$	$0,3$
Redéclenchement logiciel	455 794	453 660	2 134	$2,0$	$0,5$
Coupures finales	14 902	14 886	16	$0,1$	$0,1$

TAB. IV.7 – *Nombre d'événements après coupures sur les données du blazar 1ES 1426+42.8 avec une durée de $8,8$ h de données.*

IV.4.3.2 Courbe de lumière

Une courbe de lumière est tracée en fixant toutes les coupures sur ξ à $\xi < 0,40$ et sans appliquer la coupure veto pour avoir une idée de l'évolution du signal de 1ES 1426+42.8, mais elle ne sera pas interprétée. Seule une limite supérieure au flux peut être déterminée. L'hypothèse spectrale choisie pour représenter le flux de 1ES 1426+42.8 est la loi de puissance d'indice $\alpha = -2$ avec une énergie seuil de 80 GeV. Les mesures sont reproduites en figure IV.24.

IV.4.4 Limite supérieure

La limite supérieure sur le flux à l'état bas est déterminée à partir de l'équation II.18 p. 90 pour une signification statistique $N_\sigma = 2\ \sigma$ (~ 98 % d'intervalle de confiance) avec la même hypothèse spectrale que pour la courbe de lumière. Cette limite moyenne intégrale vaut :

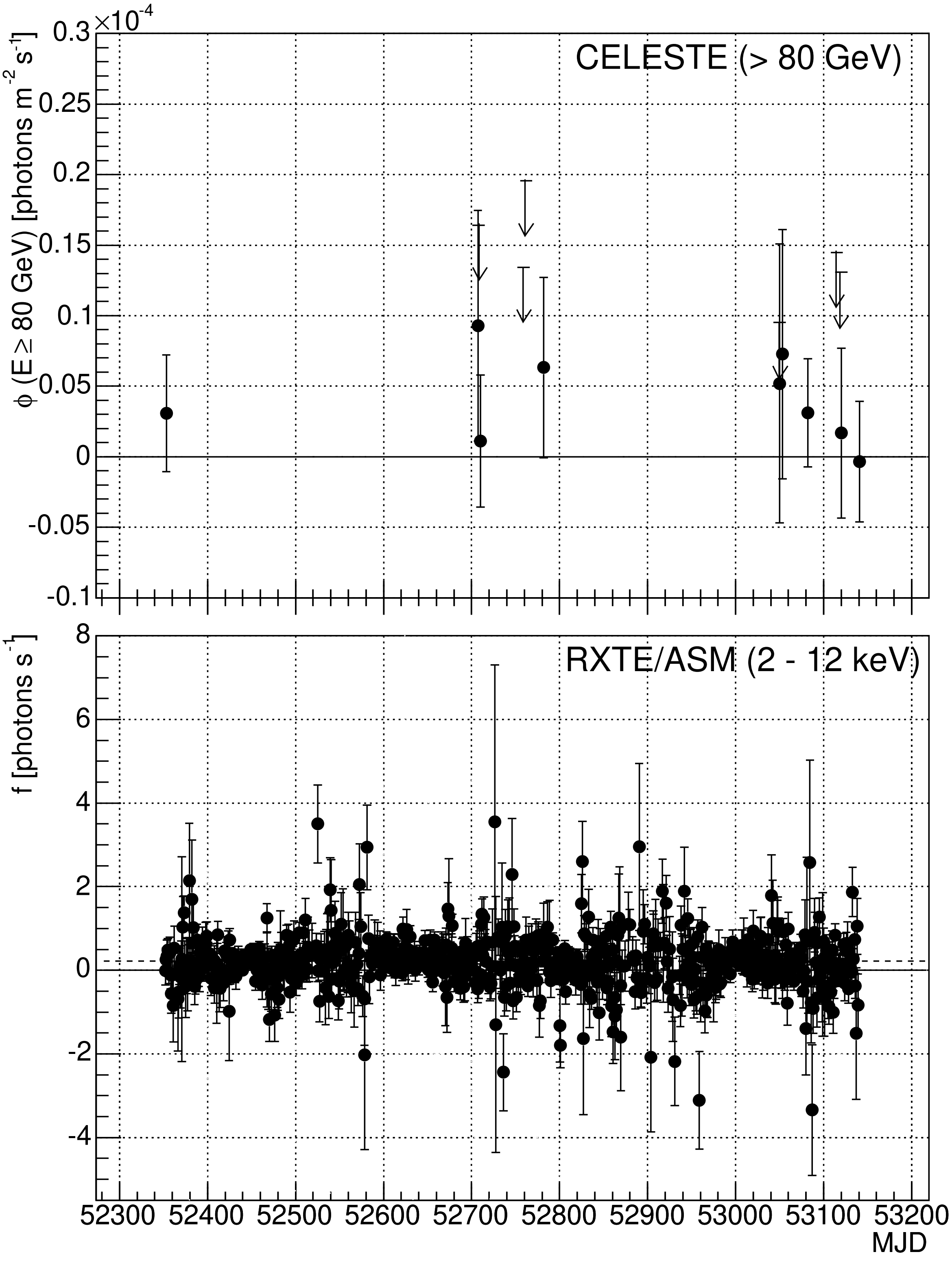


FIG. IV.24 – *Courbe de lumière de 1ES 1426+42.8 dans les domaines gamma et X sur la période de mars 2002 à mai 2004. Les flux sont moyennés par nuit. En haut : flux intégraux de CELESTE au-dessus de l'énergie seuil* $\phi(E \geq 80\ \mathrm{GeV})$ *pour l'hypothèse spectrale de la forme* E^{-2} *avec leurs barres d'erreurs statistiques (68 % d'intervalle de confiance). Lorsqu'il n'y a pas de signal, une limite supérieure au flux à 2* σ *est indiquée par une flèche. En bas : flux de photons* f *avec leurs barres d'erreurs statistiques pour les données d'ASM dans le domaine X. La ligne en tirets montre le flux moyen* $\bar{f} = 0,22 \pm 0,01\ \mathrm{photons\,s^{-1}}$ *sur l'ensemble des données. Les* MJD 52300 *et* 53200 *correspondent aux dates des* 26/01/2002 *et* 14/07/2004.

$$\bar{\phi}(E \geq 80 \text{ GeV}) \leq 3,0 \times 10^{-6} \text{ photons m}^{-2}\,\text{s}^{-1} \tag{IV.21}$$

Pour la représentation différentielle en $E^2 \dfrac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}$, elle vaut :

$$E^2 \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} \leq 0,8 \times 10^{-4} \text{ GeV}^2 \text{ photons m}^{-2}\,\text{s}^{-1}\,\text{GeV}^{-1} \tag{IV.22}$$

équivalent à :

$$\nu F_\nu \leq 1,2 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2}\,\text{s}^{-1} \tag{IV.23}$$

Elle est représentée sur la figure IV.25.

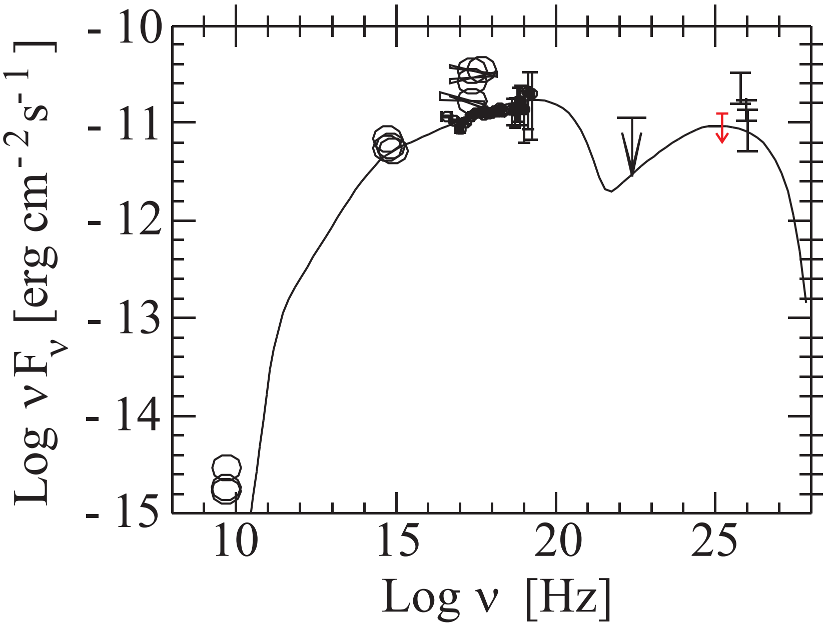


FIG. IV.25 – *Spectre d'émission du blazar 1ES 1426+42.8 [90]. Un modèle SSC a été ajusté aux données des domaines radio, X et gamma. On a ajouté la limite supérieure du flux déterminée pour les données de CELESTE à* $1,9 \times 10^{25}$ Hz.

Les modèles spectraux (b), (c), (e) et (f) de la figure IV.22, s'ils ne présentent pas de cassure vers quelques centaines de GeV, pourraient être rejetés compte tenu des informations apportées par CELESTE. La limite est compatible avec les autres modèles. Remarquons tout de même qu'un article est récemment sorti sur la mesure du fond diffus infrarouge, mettant en évidence une émission bien plus faible que ce qui était supposé jusqu'ici [6]. Ce résultat implique que le milieu intergalactique est plus transparent aux rayons gamma que l'on ne pensait et donne une ouverture sur des mesures dans le domaine gamma de très haute énergie au-delà du TeV. Les modèles mettant en jeu une forte absorption par le fond infrarouge pourraient être ainsi remis en question.

Conclusion

La mesure du flux du blazar Mrk 501 est une première à 130 GeV. Bien qu'elle soit déterminée pour une période de deux mois (mais avec seulement $5,4$ h de données) et qu'il n'est donc pas possible d'étudier la variabilité de la source sur une petite échelle de temps, elle apporte quelques contraintes aux modèles d'émission Compton inverse. Cette mesure, et l'application impossible des hypothèses spectrales issues des imageurs, précise la position en énergie du maximum de l'émission Compton inverse. Sa position en intensité dépend aussi de l'hypothèse spectrale appliquée qui a été choisie de la forme E^{-2} ($\nu F_\nu = (7,5 \pm 2,4_{-0,1}) \times 10^{-11}$ $\mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}}$). Même si nous avons pu constater avec les hypothèses testées que le flux varie très peu (moins de 3 % selon le choix d'indice spectral), il est délicat de tirer une conclusion forte sur cette valeur. L'idéal aurait été de pouvoir décomposer la mesure de CELESTE en intervalles d'énergie pour déterminer directement la forme spectrale. La statistique des données ne le permet pas. Enfin, la mesure de CELESTE, comparée à la limite supérieure pour les données sans signal ($\nu F_\nu \leq 2,8 \times 10^{-11}$ $\mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}}$), montre une variation d'émission gamma importante entre les deux périodes d'observation qui n'est pas retrouvée pour le domaine X dans les données d'ASM. Pour cette période, l'émission serait ainsi plutôt de type EC que SSC.

La mesure du flux du blazar Mrk 421 présente la même contrainte : intégration des données sur un grand laps de temps. La corrélation entre les observations X d'ASM et gamma de CELESTE est plus évidente, et la variation d'émission dans une même nuit est intéressante. Elle ne contraint pas la taille de la zone d'émission puisque des variations plus rapides ont déjà été constatées. Les données de Mrk 421 ont le mérite d'être nombreuses et l'on peut envisager d'établir deux spectres pour les deux états d'activité distingués.

Le blazar 1ES 1426+42.8 n'a pas été détecté mais la limite supérieure établie apporte un élément de contrainte au spectre intrinsèque du blazar, donc aux modèles d'absorption infrarouge puisque l'émission gamma n'est pas affectée par cette absorption à 80 GeV. Nous avons vu que de récentes mesures montrent que l'absorption infrarouge est très faible contrairement à ce que l'on pensait et, si cela est vérifié, l'ensemble du spectre de 1ES 1426+42.8 ne serait en réalité pas ou très peu affecté par l'absorption infrarouge.

Enfin, la sensibilité de CELESTE a donc pu être augmentée jusqu'à atteindre $5,7\ \sigma/\sqrt{\mathrm{h}}$ pour les observations du Crabe à 53 héliostats. La simulation du détecteur a été dégradée pour mieux reproduire les données ce qui a conduit à diminuer les acceptances et augmenter le flux mesuré sur la nébuleuse du Crabe, le positionnant plus raisonnablement par rapport aux mesures d'EGRET et des imageurs.

En raison de son faible cycle utile et de l'arrivée de nouveaux instruments, comblant le trou d'énergie entre satellites et imageurs d'ancienne génération, l'expérience s'est achevée au mois de juin 2004. Le bilan des détections peut apparaître faible en comparaison des observations d'EGRET ou, plus récemment, de HESS. Les causes reposent tant sur le temps d'intégration des données, fort long (faible sensibilité du détecteur) avant de pouvoir détecter un signal que sur le peu de données analysables. Cependant, CELESTE a bel et bien prouvé son efficacité. Si les multiimageurs et satellites viennent à remplacer cette technique d'échantillonnage du front d'onde, les deux expériences états-uniennes, STACEE et CACTUS, se trouvent toujours en plein développement pour des mesures à énergie seuil d'environ 140 GeV pour STACEE, et 200 GeV pour CACTUS (tableau I.3 p. 22).

Les satellites *AGILE* et *GLAST*, dont les lancements sont prévus pour 2006 et 2007, devraient observer les photons gamma dans la gamme d'énergie respectivement de 30 MeV à 50 GeV et de 20 MeV à 300 GeV. L'instrument AMS 02, en prévision d'installation sur la station spatiale internationale en 2008 pour une durée de trois ans, observera dans la gamme d'énergie de 300 MeV à 1 TeV (§ I.1.3 p. 22). Conjointement à *AGILE* et *GLAST*, le détecteur devrait assurer un suivi multilongueur d'onde des sources et un inter-étalonnage des télescopes au sol. Son impossibilité à pointer son champ de vue rend néanmoins délicat le suivi des sources variables mais sa grande gamme d'énergie lui permettra de réaliser le spectre des sources observées. Les noyaux actifs de galaxies font partie des sources cibles de *GLAST* et *AGILE*. Ces détecteurs ne connaîtront pas les problèmes de cycle utile de CELESTE.

Les détecteurs au sol tels que HESS, CANGAROO III ou VERITAS (ces deux derniers se trouvent toujours en plein développement), ayant des seuils en énergie respectifs d'environ 100 GeV, 100 GeV et 110 GeV (tableau I.2 p. 21), se montrent, en revanche, dépendants des conditions atmosphériques. Néanmoins, HESS a déjà prouvé sa grande capacité de détection avec sa cartographie du centre galactique [4]. Concernant l'observation des noyaux actifs de galaxies, les analyses se révèlent plus délicates en raison de la distance et de la variabilité de ces sources.

Au sol ou par satellite, la détection des noyaux actifs de galaxies pose ainsi de sérieuses difficultés. Au sol, les flux mesurés à très haute énergie sont faibles car la coupure spectrale est atteinte, donc les temps d'intégration sont très longs. Concernant la gamme d'énergie des satellites les flux mesurés sont plus élevés, au détriment de la surface de collection qui fait défaut pour une bonne sensibilité. Une étude de la variabilité de ces sources reste donc délicate.

D'autre part, ce document a démontré la difficulté de détermination des acceptances de CELESTE pour aboutir à un flux. *GLAST* rencontrera sans doute ces nombreux problèmes. En effet, la structure du satellite implique la reconstruction des énergies et trajectoires en tenant compte des espaces entre les barreaux de CsI et les trajectographes, opération particulièrement complexe, si bien que l'énergie et la position de la source se voient mal définies. À propos des imageurs, de même que pour CELESTE, une connaissance de la qualité de l'atmosphère se montre nécessaire mais le pointé parallèle précis de ces expériences sur l'objet étudié permet de reconstruire correctement le signal et de déterminer les acceptances du détecteur avec plus de simplicité.

Ainsi, les nouvelles expériences devraient éclaircir de nombreuses questions touchant les noyaux actifs de galaxies par leurs mesures multilongueurs d'onde (variabilités corrélées ou non, donc contraintes sur les modèles spectraux) et par la détection de nouvelles sources (amélioration de la connaissance de leur répartition à l'échelle de l'Univers, donc de l'évolution des galaxies, et de l'absorption infrarouge intergalactique). Cependant, bien des observations semblent encore nécessaires pour parvenir à des conclusions solides... au plus grand bonheur des observateurs avides de nouvelles découvertes et énigmes !

Annexes

Annexe A

Lots de données validées

A.1 Notations employées

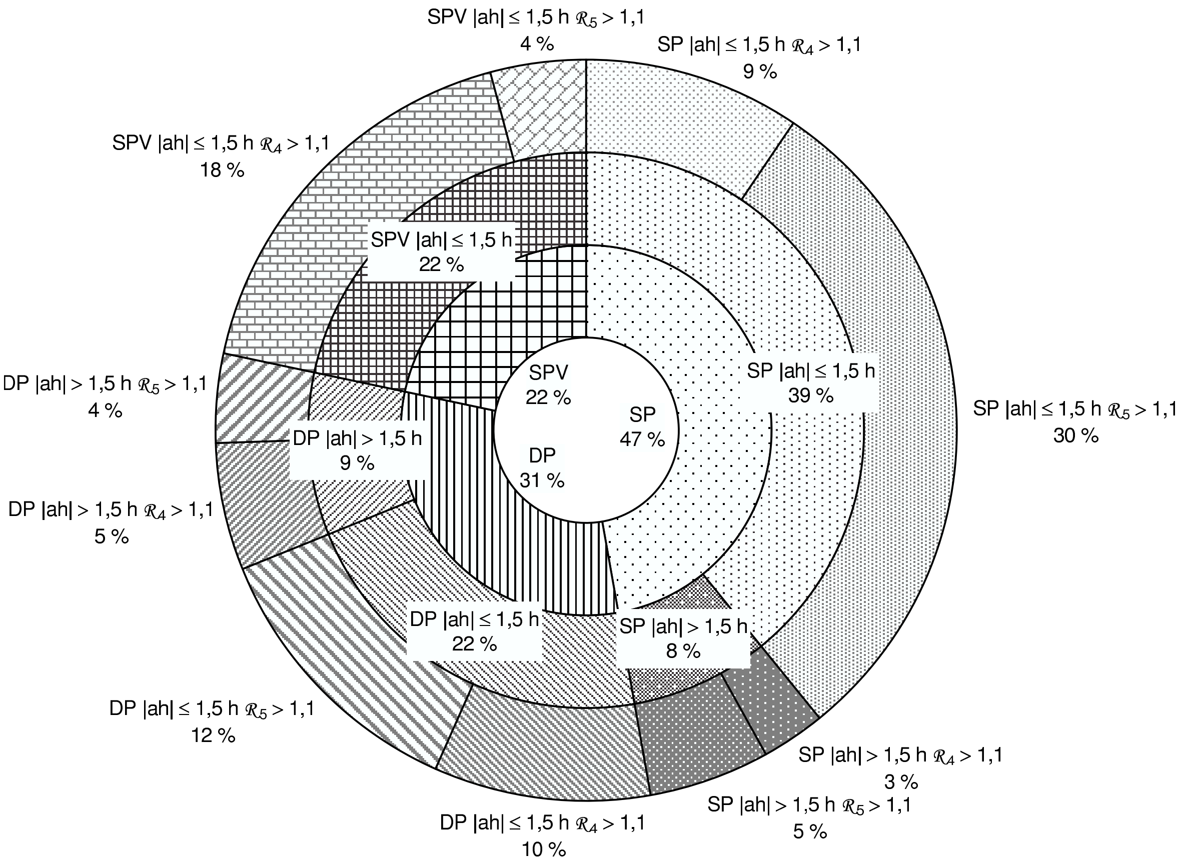
SP	simple pointé 11 ou 17 km (quarante héliostats)
DP	double pointé 11/25 km (quarante héliostats)
SPV	simple pointé veto 11 km (53 héliostats)
AhInf1.5	valeur absolue de l'angle horaire inférieure ou égale à $1,5$ h
AhSup1.5	valeur absolue de l'angle horaire supérieure à $1,5$ h
Maj4	majorité pour redéclenchement logiciel de 4 sur cinq ou six groupes
Maj5	majorité pour redéclenchement logiciel de 5 sur cinq ou six groupes
TxInf15	taux de comptage inférieur à 15 Hz
TxSup15	taux de comptage supérieur ou égal à 15 Hz

A.2 Lots de données pour la nébuleuse du Crabe

Nom du lot	Nombre de paires	Durée [h]
SPAhInf1.5Maj4	7	$2,1$
SPAhInf1.5Maj5	22	$6,5$
SPAhSup1.5Maj4	2	$0,5$
SPAhSup1.5Maj5	4	$1,3$
DPAhInf1.5Maj4	7	$2,0$
DPAhInf1.5Maj5	9	$2,6$
DPAhSup1.5Maj4	4	$1,1$
DPAhSup1.5Maj5	3	$0,8$
SPVAhInf1.5Maj4	13	$3,8$
SPVAhInf1.5Maj5	3	$0,9$

Soit un total de 74 paires pendant $21,5$ h (répartion des seuils de déclenchement utilisés par paires : 4 paires à 40 mV ; 2 paires à 42 mV ; 3 paires à 43 mV ; 48 paires (65 %) à 45 mV ; 14 paires à 50 mV ; 3 paires à 55 mV).

La figure suivante montre la répartition des lots de données de manière graphique, chaque zone correspondant à un lot particulier. Les caractéristiques du lot sont indiquées sur ou à côté de la zone avec la notation SP, DP et SPV pour simple pointé 11 ou 17 km (quarante héliostats), double pointé 11/25 km (quarante héliostats) et simple pointé veto 11 km (53 héliostats) respectivement, et les coupures de sélection données dans le corps du texte.

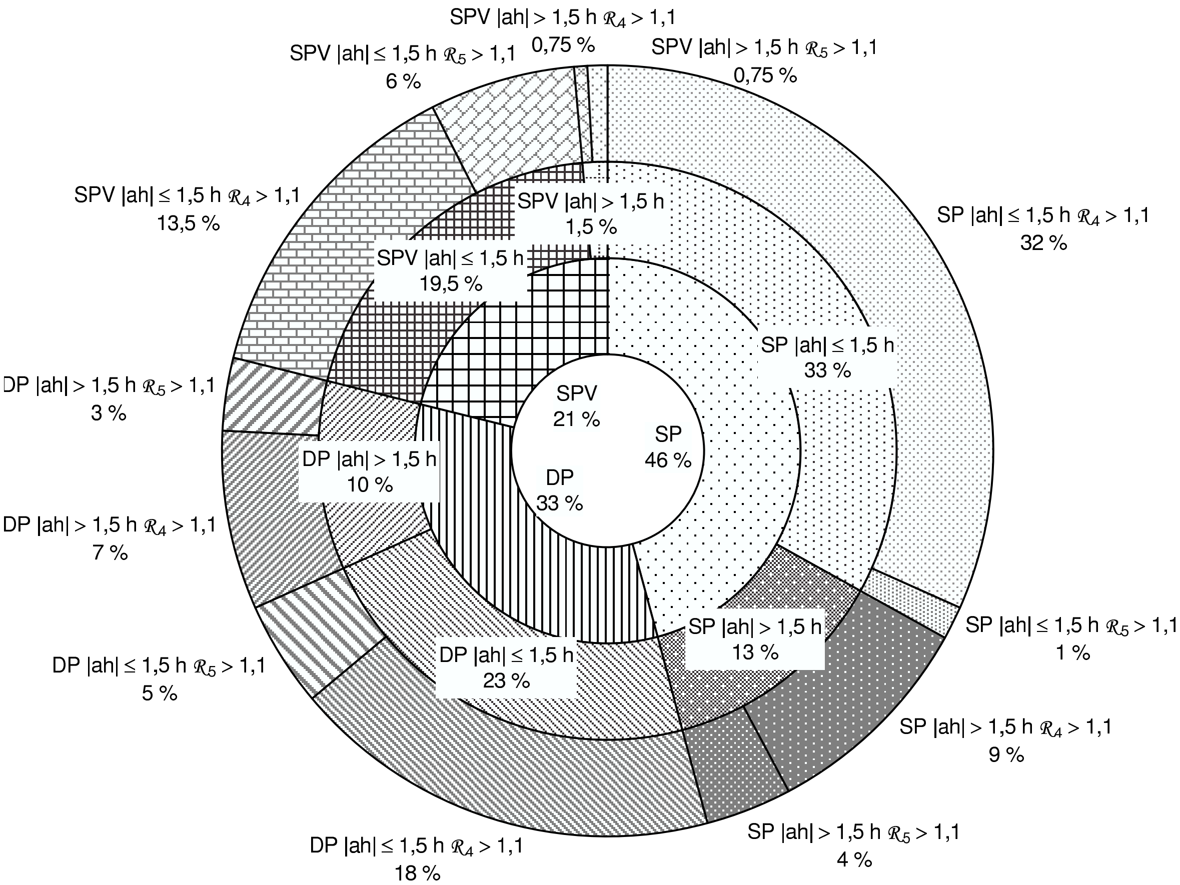


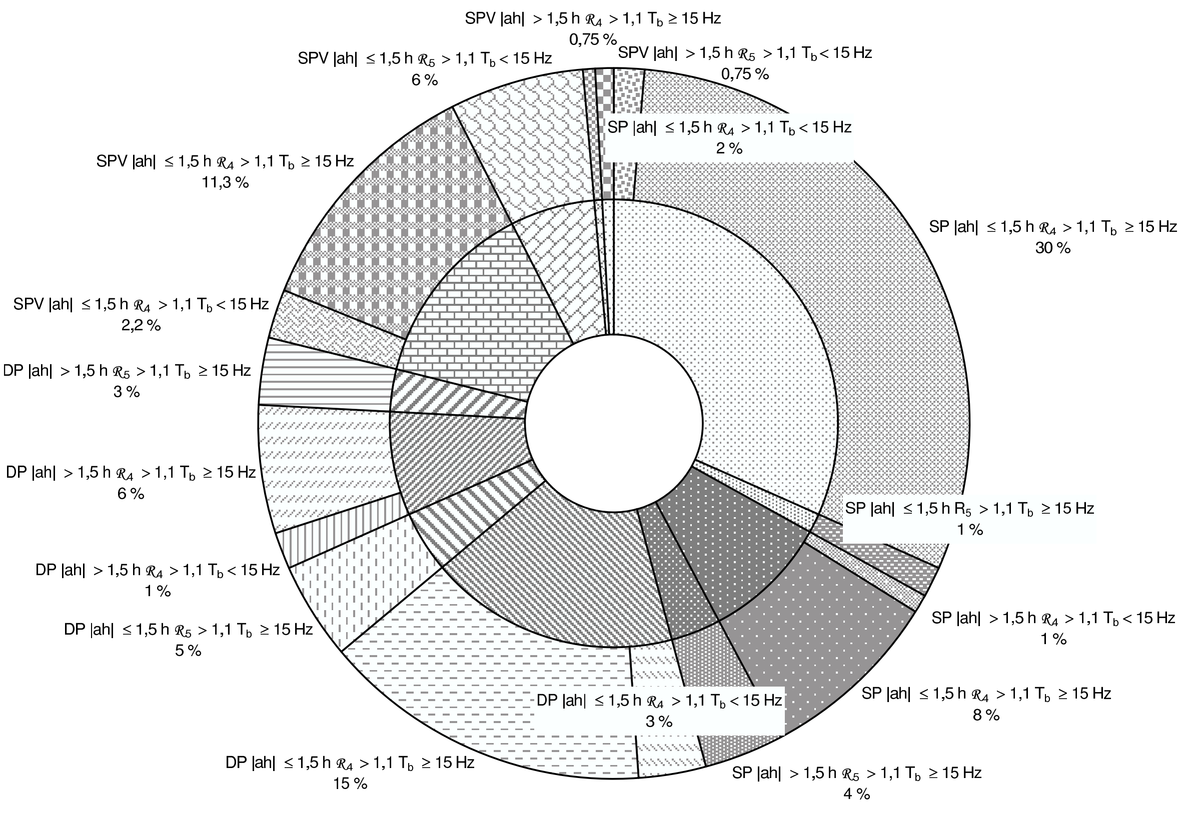
A.3 Lots de données pour le blazar Mrk 421

Nom du lot	Nombre de paires	Durée [h]
SPAhInf1.5Maj4TxInf15	2	$0,6$
SPAhInf1.5Maj4TxSup15	40	$11,7$
SPAhInf1.5Maj5TxSup15	2	$0,5$
SPAhSup1.5Maj4TxInf15	1	$0,3$
SPAhSup1.5Maj4TxSup15	11	$3,2$
SPAhSup1.5Maj5TxSup15	5	$1,5$
DPAhInf1.5Maj4TxInf15	4	$1,2$
DPAhInf1.5Maj4TxSup15	20	$6,0$
DPAhInf1.5Maj5TxSup15	6	$1,7$
DPAhSup1.5Maj4TxInf15	2	$0,6$
DPAhSup1.5Maj4TxSup15	8	$2,3$
DPAhSup1.5Maj5TxSup15	4	$1,1$
SPVAhInf1.5Maj4TxInf15	3	$0,9$
SPVAhInf1.5Maj4TxSup15	15	$4,4$
SPVAhInf1.5Maj5TxInf15	8	$2,3$
SPVAhSup1.5Maj4TxSup15	1	$0,3$
SPVAhSup1.5Maj5TxInf15	1	$0,3$

Soit un total de 133 paires pendant $38,9$ h (répartion des seuils de déclenchement utilisés par paires : 39 paires à 40 mV ; 1 paire à 42 mV ; 86 paires (65 %) à 45 mV ; 4 paires à 46 mV ; 2 paires à 50 mV ; 1 paire à 55 mV).

La répartition des lots de données est reproduite graphiquement sur les figures suivantes, comme pour les données de la nébuleuse du Crabe. La répartition des données avec coupure supplémentaire sur les taux de comptage (pour le choix de l'atmosphère) est montrée sur la deuxième figure.


SPV |ah| > 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1
0,75 %
SPV |ah| ≤ 1,5 h $\mathcal{R}_5$ > 1,1
6 %
SPV |ah| > 1,5 h $\mathcal{R}_5$ > 1,1
0,75 %
SPV |ah| ≤ 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1
13,5 %
SPV |ah| > 1,5 h
1,5 %
SP |ah| ≤ 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1
32 %
SPV |ah| ≤ 1,5 h
19,5 %
SP |ah| ≤ 1,5 h
33 %
DP |ah| > 1,5 h $\mathcal{R}_5$ > 1,1
3 %
SPV
21 %
SP
46 %
DP |ah| > 1,5 h
10 %
DP
33 %
DP |ah| > 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1
7 %
SP |ah| ≤ 1,5 h $\mathcal{R}_5$ > 1,1
1 %
SP |ah| > 1,5 h
13 %
DP |ah| ≤ 1,5 h $\mathcal{R}_5$ > 1,1
5 %
DP |ah| ≤ 1,5 h
23 %
SP |ah| > 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1
9 %
SP |ah| > 1,5 h $\mathcal{R}_5$ > 1,1
4 %
DP |ah| ≤ 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1
18 %

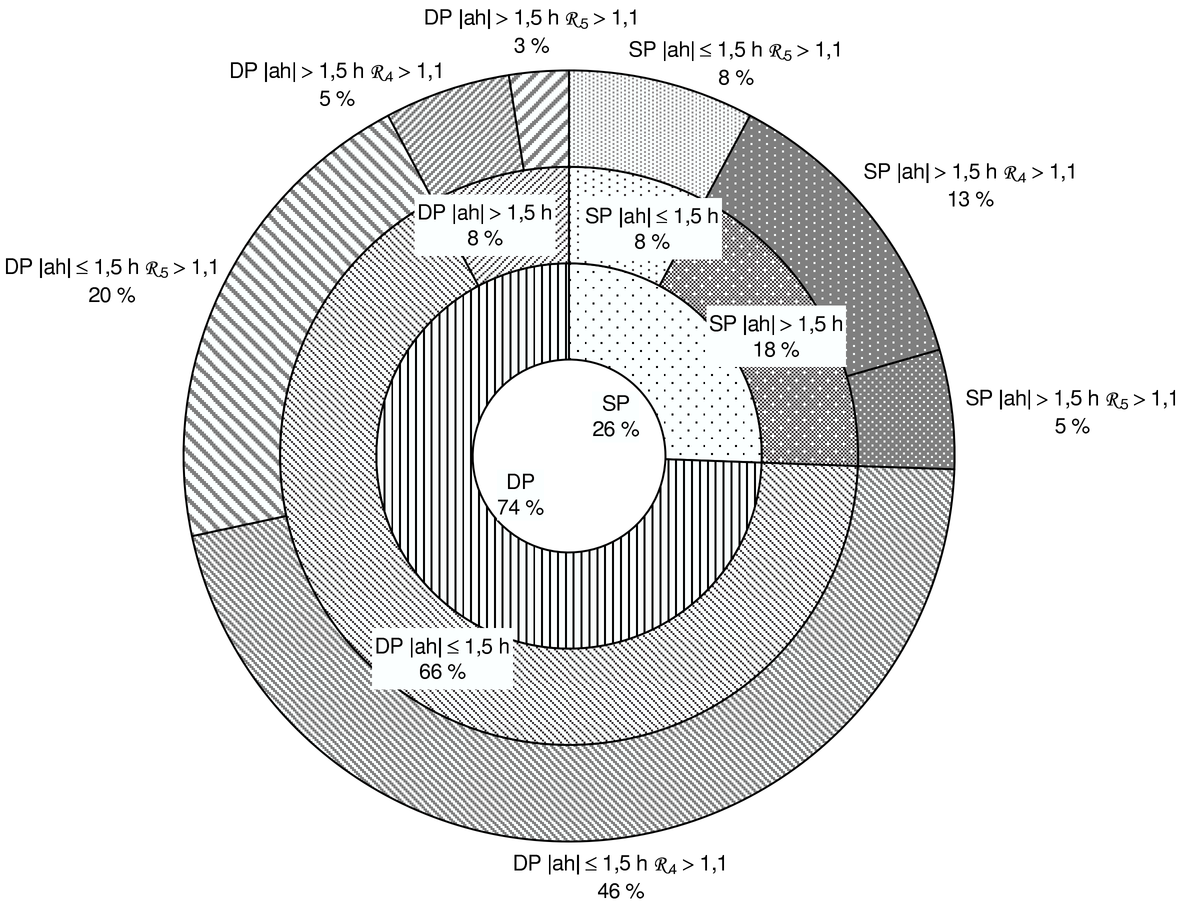

SPV |ah| > 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1 T_b ≥ 15 Hz
0,75 %
SPV |ah| ≤ 1,5 h $\mathcal{R}_5$ > 1,1 T_b < 15 Hz
6 %
SPV |ah| > 1,5 h $\mathcal{R}_5$ > 1,1 T_b < 15 Hz
0,75 %
SP |ah| ≤ 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1 T_b < 15 Hz
2 %
SPV |ah| ≤ 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1 T_b ≥ 15 Hz
11,3 %
SP |ah| ≤ 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1 T_b ≥ 15 Hz
30 %
SPV |ah| ≤ 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1 T_b < 15 Hz
2,2 %
DP |ah| > 1,5 h $\mathcal{R}_5$ > 1,1 T_b ≥ 15 Hz
3 %
DP |ah| > 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1 T_b ≥ 15 Hz
6 %
SP |ah| ≤ 1,5 h R_5 > 1,1 T_b ≥ 15 Hz
1 %
DP |ah| > 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1 T_b < 15 Hz
1 %
SP |ah| > 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1 T_b < 15 Hz
1 %
DP |ah| ≤ 1,5 h $\mathcal{R}_5$ > 1,1 T_b ≥ 15 Hz
5 %
SP |ah| ≤ 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1 T_b ≥ 15 Hz
8 %
DP |ah| ≤ 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1 T_b < 15 Hz
3 %
DP |ah| ≤ 1,5 h $\mathcal{R}_4$ > 1,1 T_b ≥ 15 Hz
15 %
SP |ah| > 1,5 h $\mathcal{R}_5$ > 1,1 T_b ≥ 15 Hz
4 %

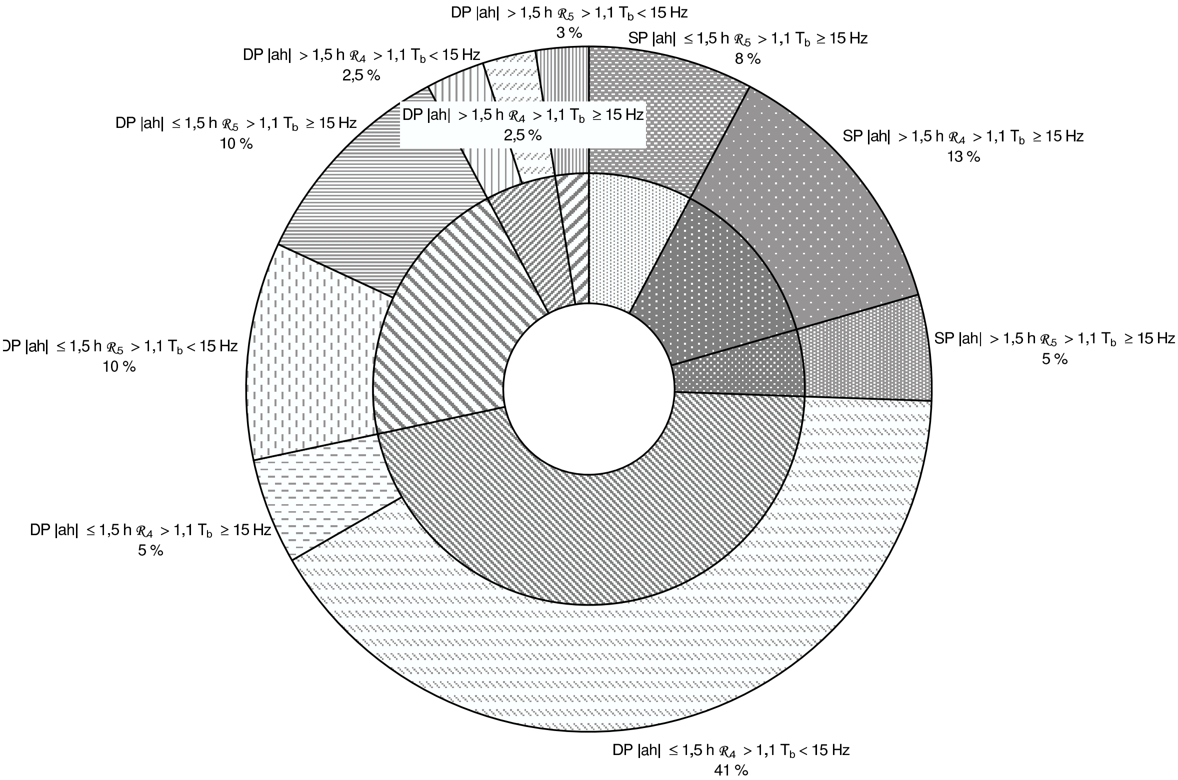
A.4 Lots de données pour le blazar Mrk 501

Nom du lot	Nombre de paires	Durée [h]
SPAhInf1.5Maj5TxSup15	3	$0,8$
SPAhSup1.5Maj4TxSup15	5	$1,5$
SPAhSup1.5Maj5TxSup15	2	$0,6$
DPAhInf1.5Maj4TxInf15	16	$4,6$
DPAhInf1.5Maj4TxSup15	2	$0,6$
DPAhInf1.5Maj5TxInf15	4	$1,1$
DPAhInf1.5Maj5TxSup15	4	$1,1$
DPAhSup1.5Maj4TxInf15	1	$0,3$
DPAhSup1.5Maj4TxSup15	1	$0,3$
DPAhSup1.5Maj5TxInf15	1	$0,5$

Soit un total de 39 paires pendant $11,5$ h (répartion des seuils de déclenchement utilisés par paires : 6 paires à 35 mV ; 5 paires à 38 mV ; 19 paires (49 %) à 40 mV ; 4 paires à 42 mV ; 5 paires à 45 mV).

Comme pour Mrk 421, la répartition des lots de données est présentée graphiquement sur les deux figures suivantes.



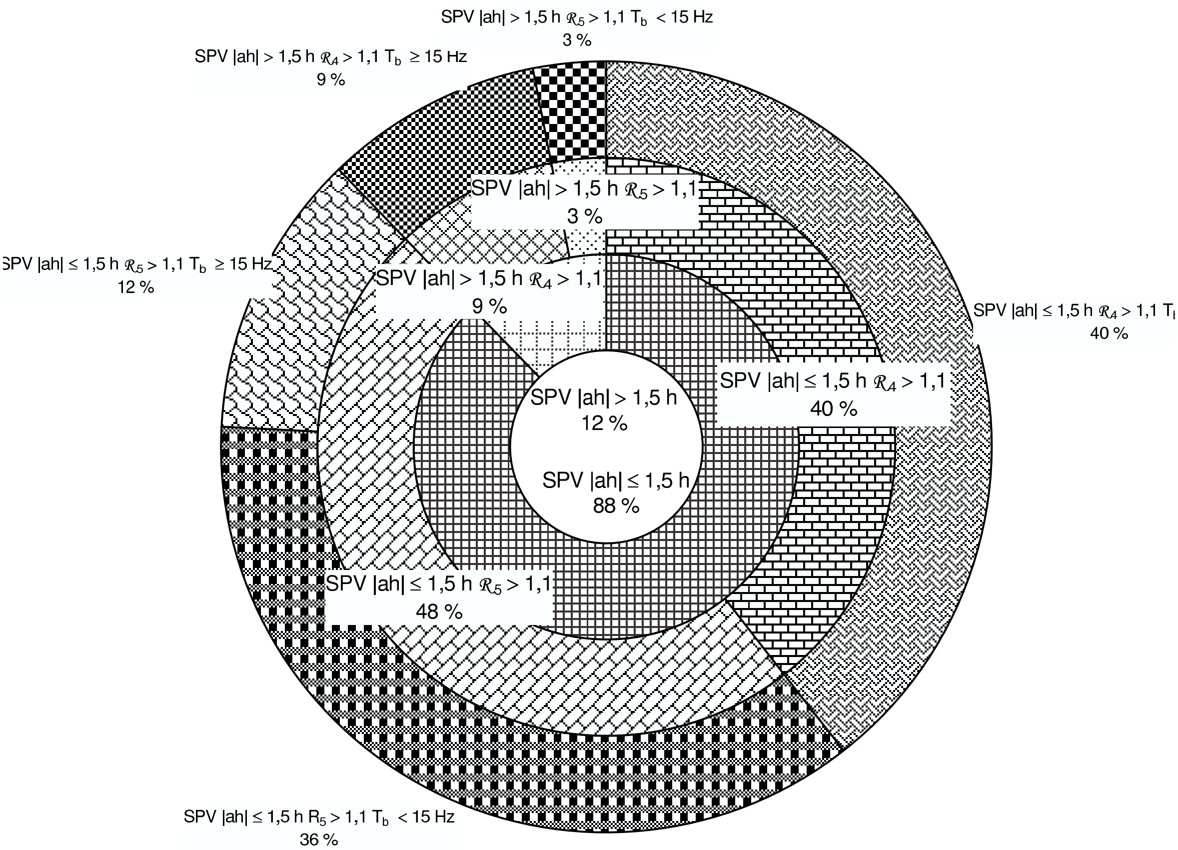


A.5 Lots de données pour le blazar 1ES1426+42.8

Nom du lot	Nombre de paires	Durée [h]
SPVAhInf1.5Maj4TxSup15	13	3, 3
SPVAhInf1.5Maj5TxInf15	12	3, 5
SPVAhInf1.5Maj5TxSup15	4	1, 2
SPVAhSup1.5Maj4TxSup15	3	0, 5
SPVAhSup1.5Maj5TxInf15	1	0, 3

Soit un total de 33 paires pendant 8, 8 h (répartion des seuils de déclenchement utilisés par paires : 2 paires à 35 mV ; 19 paires (58 %) à 40 mV ; 9 paires à 45 mV ; 3 paires à 50 mV).

Comme pour Mrk 421, la répartition des lots de données est présentée graphiquement sur la figure suivante.



Annexe B

Choix des coupures pour les différents lots de données

B.1 Descriptif des tableaux

Les tableaux présentés ici donnent les différentes coupures sur ξ après redéclenchement logiciel obtenues à partir des données (colonne « ξ_{N_σ} » pour la coupure issue de la signification statistique) et des simulations (colonne « ξ_Q » pour la coupure issue du facteur de qualité), puis le choix définitif de coupure (colonne « choix final ») pour les différents lots établis [83]. La majorité dans le nom du lot indique le choix de coupure sur le redéclenchement logiciel ($\mathcal{R}_m > 1,1$).

Les efficacités de coupures sont données sur le nombre d'événements $ON - OFF$ (ϵ_{d}, pour les données) ou gammas (ϵ_{s}, pour les simulations) obtenus après redéclenchement logiciel et coupure sur ξ par rapport au nombre d'événements après simple redéclenchement logiciel. On donne leurs expressions et incertitudes :

– pour les données :

$$\epsilon_{\mathrm{d}} = \frac{N^{\mathrm{c}}_{ON} - N^{\mathrm{c}}_{OFF}}{N^{0}_{ON} - N^{0}_{OFF}}$$

$$\frac{\delta\,\epsilon_{\mathrm{d}}}{\epsilon_{\mathrm{d}}} = \sqrt{\frac{N^{\mathrm{c}}_{ON} + N^{\mathrm{c}}_{OFF}}{(N^{\mathrm{c}}_{ON} - N^{\mathrm{c}}_{OFF})^2} + \frac{N^{0}_{ON} + N^{0}_{OFF}}{(N^{0}_{ON} - N^{0}_{OFF})^2}}$$

– pour les simulations :

$$\epsilon_{\mathrm{s}} = \frac{N^{\mathrm{c}}_{\gamma}}{N^{0}_{\gamma}}$$

$$\frac{\delta\,\epsilon_{\mathrm{s}}}{\epsilon_{\mathrm{s}}} = \sqrt{\frac{1}{N^{\mathrm{c}}_{\gamma}} + \frac{1}{N^{0}_{\gamma}}}$$

83. Voir annexe A.1 pour les notations employées dans ces noms de lots. Les efficacités correspondantes pour les simulations sont données pour les angles horaires à +1 et +2 h du transit.

B.2 Choix de coupures pour la nébuleuse du Crabe

Lot	Coupure données		Coupure simulations			Choix de coupure			
	ξ_{N_σ}	$\epsilon_{\rm d}$ [%]	ξ_Q	Q	$\epsilon_{\rm s}$ [%]	choix final	$\epsilon_{\rm d}$ [%]	Q	$\epsilon_{\rm s}$ [%]
SPAhInf1.5Maj4	$0,40$	110 ± 49	$0,25$	$7,0$	$21,2 \pm 3,0$	$0,30$	26 ± 12	$5,7$	$62,0 \pm 2,0$
SPAhInf1.5Maj5	$0,30$	44 ± 10	$0,30$	$4,9$	$67,0 \pm 2,5$	$0,30$	44 ± 10	$4,9$	$67,0 \pm 2,5$
SPAhSup1.5Maj4	$0,40$	$10 \pm 5,2$	$0,30$	$2,6$	$30,1 \pm 3,5$	$0,35$	$2,0 \pm 2,3$	$2,6$	$67,5 \pm 2,7$
SPAhSup1.5Maj5	$0,35$	34 ± 16	$0,30$	$7,3$	$32,0 \pm 4,3$	$0,35$	34 ± 16	$5,4$	$71,5 \pm 3,3$
DPAhInf1.5Maj4	$0,35$	66 ± 19	$0,30$	$5,6$	$51,4 \pm 2,5$	$0,30$	$22 \pm 6,7$	$5,6$	$51,4 \pm 2,5$
DPAhInf1.5Maj5	$0,30$	71 ± 49	$0,30$	$3,8$	$53,9 \pm 2,9$	$0,30$	71 ± 49	$3,8$	$53,9 \pm 2,9$
DPAhSup1.5Maj4	$0,40$	160 ± 190	$0,35$	$4,1$	$48,3 \pm 3,4$	$0,35$	69 ± 85	$4,1$	$48,3 \pm 3,4$
DPAhSup1.5Maj5	$0,35$	43 ± 60	$0,35$	$3,4$	$50,7 \pm 4,4$	$0,35$	43 ± 60	$3,4$	$50,7 \pm 4,4$
SPVAhInf1.5Maj4	$0,35$	56 ± 14	$0,35$	$3,0$	$44,7 \pm 1,7$	$0,35$	56 ± 14	$3,0$	$44,7 \pm 1,7$
SPVAhInf1.5Maj5	$0,35$	250 ± 790	$0,30$	$4,4$	$15,3 \pm 2,9$	$0,35$	250 ± 790	$4,0$	$46,2 \pm 1,9$

B.3 Choix de coupures pour le blazar Mrk 421

Remarque : les cases vides dans les valeurs de $\epsilon_{\rm d}$ correspondent à des lots pour lesquels la différence $N^0_{ON} - N^0_{OFF}$ ou $N^{\rm c}_{ON} - N^{\rm c}_{OFF}$ est négative.

Lot	Coupure données		Coupure simulations			Choix de coupure			
	ξ_{N_σ}	$\epsilon_{\rm d}$ [%]	ξ_Q	Q	$\epsilon_{\rm s}$ [%]	choix final	$\epsilon_{\rm d}$ [%]	Q	$\epsilon_{\rm s}$ [%]
SPAhInf1.5Maj4TxInf15	$0,25$	–	$0,25$	$8,1$	$43,5 \pm 2,7$	$0,25$	–	$8,1$	$43,5 \pm 2,7$
SPAhInf1.5Maj4TxSup15	$0,25$	15 ± 2	$0,25$	$5,9$	$41,8 \pm 2,5$	$0,25$	15 ± 2	$5,9$	$41,8 \pm 2,5$
SPAhInf1.5Maj5TxSup15	$0,35$	107 ± 105	$0,25$	$6,1$	$45,6 \pm 3,1$	$0,25$	–	$6,1$	$45,6 \pm 3,1$
SPAhSup1.5Maj4TxInf15	$0,30$	–	$0,30$	$3,7$	$59,9 \pm 2,9$	$0,30$	–	$3,7$	$59,9 \pm 2,9$
SPAhSup1.5Maj4TxSup15	$0,30$	17 ± 5	$0,30$	$4,5$	$57,9 \pm 2,8$	$0,30$	17 ± 5	$4,5$	$57,9 \pm 2,8$
SPAhSup1.5Maj5TxSup15	$0,35$	38 ± 18	$0,30$	$4,6$	$62,0 \pm 3,5$	$0,30$	15 ± 8	$4,6$	$62,0 \pm 3,5$
DPAhInf1.5Maj4TxInf15	$0,30$	15 ± 3	$0,25$	$6,6$	$25,0 \pm 4,1$	$0,30$	15 ± 3	$5,7$	$66,4 \pm 2,9$
DPAhInf1.5Maj4TxSup15	$0,30$	59 ± 12	$0,25$	$5,2$	$25,8 \pm 3,7$	$0,30$	59 ± 12	$4,3$	$67,6 \pm 2,6$
DPAhInf1.5Maj5TxSup15	$0,30$	250 ± 460	$0,25$	$6,5$	$27,6 \pm 4,4$	$0,30$	250 ± 460	$4,5$	$71,7 \pm 3,2$
DPAhSup1.5Maj4TxInf15	$0,40$	30 ± 10	$0,30$	$7,3$	$41,1 \pm 4,0$	$0,35$	16 ± 6	$5,0$	$77,1 \pm 3,3$
DPAhSup1.5Maj4TxSup15	$0,35$	45 ± 11	$0,30$	$4,6$	$40,9 \pm 3,8$	$0,35$	45 ± 11	$3,5$	$78,3 \pm 3,1$
DPAhSup1.5Maj5TxSup15	$0,30$	26 ± 22	$0,25$	$5,8$	$7,1 \pm 9,3$	$0,35$	49 ± 44	$3,4$	$81,5 \pm 3,6$
SPVAhInf1.5Maj4TxInf15	$0,35$	77 ± 58	$0,30$	$6,3$	$28,0 \pm 2,5$	$0,35$	77 ± 58	$4,2$	$62,2 \pm 1,9$
SPVAhInf1.5Maj4TxSup15	$0,35$	37 ± 4	$0,30$	$5,1$	$29,6 \pm 2,4$	$0,35$	37 ± 4	$3,4$	$63,4 \pm 1,9$
SPVAhInf1.5Maj5TxInf15	$0,30$	97 ± 140	$0,30$	$4,1$	$24,7 \pm 3,0$	$0,35$	190 ± 270	$3,1$	$60,3 \pm 2,2$
SPVAhSup1.5Maj4TxSup15	$0,35$	–	$0,35$	$2,6$	$35,6 \pm 3,1$	$0,40$	–	$2,2$	$69,1 \pm 2,5$
SPVAhSup1.5Maj5TxInf15	$0,40$	–	$0,30$	$6,2$	$6,6 \pm 6,5$	$0,40$	–	$3,6$	$67,8 \pm 2,5$

Annexe C

Détail des significations statistiques obtenues

C.1 Détail des significations statistiques obtenues pour les différents lots pris sur la nébuleuse du Crabe

C.1.1 Données en simple pointé à quarante héliostats

Lot	Coupure	Nombre d'événements N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	Signification statistique N_σ	Sensibilité $[\sigma/\sqrt{\text{h}}]$	Signal sur bruit $\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
SPAhInf1.5Maj4	Données brutes	178 879	176 493	2 387	$3,5$	$2,4$	$1,4$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	132 221	130 967	1 255	$2,2$	$1,5$	$1,0$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$, $\xi < 0,30$	2 353	2 026	328	$4,5$	$3,1$	$16,2$
SPAhInf1.5Maj5	Données brutes	628 979	623 745	5 234	$4,1$	$1,6$	$0,8$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	303 819	300 383	3 435	$3,9$	$1,5$	$1,1$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$, $\xi < 0,30$	7 413	5 908	1 504	$11,6$	$4,6$	$25,5$
SPAhSup1.5Maj4	Données brutes	40 421	39 296	1 125	$3,6$	$5,1$	$2,9$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	32 473	31 423	1 050	$3,7$	$5,3$	$3,3$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$, $\xi < 0,35$	281	260	21	$0,8$	$1,2$	$8,1$
SPAhSup1.5Maj5	Données brutes	119 332	118 707	625	$1,1$	$0,9$	$0,5$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	57 875	57 059	817	$2,1$	$1,8$	$1,4$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$, $\xi < 0,35$	1 708	1 427	281	$4,5$	$3,8$	$19,7$
Ensemble SP (10,4 h)	Données brutes	967 612	958 241	9 371	$5,9$	$1,8$	$1,0$
	Redéclenchement logiciel	526 388	519 831	6 557	$5,7$	$1,8$	$1,3$
	Coupures finales	11 754	9 620	2 134	$13,0$	$4,0$	$22,2$

Le tableau ci-dessous donne le détail des significations statistiques obtenues en appliquant les coupures sur ξ déterminées uniquement par la simulation.

Lot	Coupure	Nombre d'événements N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	Signification statistique N_σ	Sensibilité $[\sigma/\sqrt{\text{h}}]$	Signal sur bruit $\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
SPAhInf1.5Maj4	$\mathcal{R}_4 > 1,1$, $\xi < 0,25$	332	266	66	$2,5$	$1,7$	$24,9$
SPAhInf1.5Maj5	$\mathcal{R}_5 > 1,1$, $\xi < 0,25$	918	713	204	$4,5$	$1,8$	$28,7$
SPAhSup1.5Maj4	$\mathcal{R}_4 > 1,1$, $\xi < 0,30$	58	59	-1	$-0,1$	–	–
SPAhSup1.5Maj5	$\mathcal{R}_5 > 1,1$, $\xi < 0,30$	235	174	61	$2,7$	$2,3$	$34,8$
Ensemble SP (10,4 h)	Coupures finales	1 543	1 213	331	$5,6$	$1,7$	$27,3$

C.1.2 Données en double pointé à quarante héliostats

Lot	Coupure	Nombre d'événements			Signification	Sensibilité	Signal sur bruit
		N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$[\sigma/\sqrt{\text{h}}]$	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
DPAhInf1.5Maj4	Données brutes	170 813	169 061	1 752	$2,7$	$1,9$	$1,0$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	118 974	117 122	1 852	$3,4$	$2,4$	$1,6$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,30$	1 933	1 518	415	$6,5$	$4,6$	$27,4$
DPAhInf1.5Maj5	Données brutes	219 611	220 307	-695	$-1,0$	$-0,6$	–
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	95 357	94 712	645	$1,4$	$0,8$	$0,7$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,30$	1 854	1 397	457	$7,4$	$4,6$	$32,7$
DPAhSup1.5Maj4	Données brutes	83 460	83 269	191	$0,4$	$0,4$	$0,2$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	59 662	59 376	286	$0,8$	$0,7$	$0,5$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,35$	1 067	869	197	$4,1$	$4,0$	$22,7$
DPAhSup1.5Maj5	Données brutes	68 202	68 008	194	$0,5$	$0,5$	$0,3$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	30 824	30 642	183	$0,7$	$0,8$	$0,6$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,35$	410	333	78	$2,6$	$3,0$	$23,4$
Ensemble DP $(6,4$ h$)$	Données brutes	542 086	540 644	1 442	$1,3$	$0,5$	$0,3$
	Redéclenchement logiciel	304 817	301 853	2 964	$3,4$	$1,4$	$1,0$
	Coupures finales	5 264	4 117	1 147	$10,9$	$4,3$	$27,9$

Les coupures sur ξ déterminées uniquement par la simulation sont identiques aux coupures utilisées.

C.1.3 Données en simple pointé veto à 53 héliostats

Lot	Coupure	Nombre d'événements			Signification	Sensibilité	Signal sur bruit
		N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$[\sigma/\sqrt{\text{h}}]$	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
SPVAhInf1.5Maj4	Données brutes	378 719	373 885	4 834	$4,8$	$2,4$	$1,3$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	263 388	260 350	3 037	$3,6$	$1,9$	$1,2$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,35$	7 365	5 676	1 689	$13,1$	$6,7$	$29,8$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \mathcal{N}_\text{V} = 0$	96 797	95 492	1 305	$2,6$	$1,3$	$1,4$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,35$ et $\mathcal{N}_\text{V} = 0$	5 418	4 118	1 300	$11,8$	$6,0$	$31,6$
SPVAhInf1.5Maj5	Données brutes	90 102	91 292	$-1\,190$	$-2,4$	$-2,5$	–
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	39 150	39 060	90	$0,3$	$0,3$	$0,2$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,35$	1 284	1 057	227	$4,1$	$4,4$	$21,5$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \mathcal{N}_\text{V} = 0$	13 402	13 139	264	$1,4$	$1,5$	$2,0$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,35$ et $\mathcal{N}_\text{V} = 0$	963	776	186	$3,9$	$4,2$	$24,0$
Ensemble SPV $(4,7$ h$)$	Données brutes	468 821	465 176	3 644	$3,2$	$1,5$	$0,8$
	Redéclenchement logiciel	302 538	299 411	3 127	$3,5$	$1,6$	$1,0$
	Coupures finales	6 381	4 894	1 487	$12,4$	$5,7$	$30,4$

Les coupures sur ξ déterminées uniquement par la simulation sont identiques aux coupures utilisées.

C.1.4 Ensemble complet des données $(21,5$ h$)$

Coupure	Nombre d'événements			Signification	Sensibilité	Signal sur bruit
	N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$[\sigma/\sqrt{\text{h}}]$	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
Données brutes	1 978 518	1 964 061	14 457	$6,4$	$1,4$	$0,7$
Redéclenchement logiciel	1 133 743	1 121 094	12 648	$7,4$	$1,6$	$1,1$
Coupures finales	23 399	18 631	4 768	$20,8$	$4,5$	$25,6$

Le tableau ci-dessous donne l'ensemble complet des significations statistiques obtenues en appliquant les coupures sur ξ déterminées uniquement par la simulation.

Coupure	Nombre d'événements			Signification	Sensibilité	Signal sur bruit
	N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$[\sigma/\sqrt{\text{h}}]$	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
Coupures finales	13 188	10 223	2 965	$17,4$	$3,8$	$29,0$

C.2 Détail des significations statistiques obtenues pour les différents lots pris sur le blazar Mrk 421

C.2.1 Données en simple pointé à quarante héliostats

Lot	Coupure	Nombre d'événements			Signification	Signal sur bruit
		N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
SPAhInf1.5Maj4TxInf15	Données brutes	30 461	30 689	−228	−0, 9	–
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	22 988	23 176	−189	−0, 8	–
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,25$	91	69	23	1, 7	32, 9
SPAhInf1.5Maj4TxSup15	Données brutes	1 055 317	1 043 261	12 056	7, 1	1, 2
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	734 685	725 843	8 841	6, 3	1, 2
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,25$	7 016	5 684	1 332	10, 4	23, 4
SPAhInf1.5Maj5TxSup15	Données brutes	52 578	51 808	771	2, 0	1, 5
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	19 897	19 686	211	0, 9	1, 1
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,25$	33	41	−8	−0, 8	–
SPAhSup1.5Maj4TxInf15	Données brutes	18 458	19 350	−892	−4, 2	–
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	15 471	16 128	−658	−3, 4	–
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,30$	206	156	50	2, 4	31, 8
SPAhSup1.5Maj4TxSup15	Données brutes	283 701	279 672	4 029	4, 7	1, 4
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	210 304	207 457	2 847	3, 9	1, 4
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,30$	3 117	2 633	484	5, 7	18, 4
SPAhSup1.5Maj5TxSup15	Données brutes	134 880	132 413	2 467	3, 9	1, 9
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	53 361	52 521	840	2, 2	1, 6
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,30$	977	851	127	2, 6	14, 9
Ensemble SP (17, 8 h)	Données brutes	1 575 396	1 557 192	18 204	8, 8	1, 2
	Redéclenchement logiciel	1 056 705	1 044 811	11 893	7, 1	1, 1
	Coupures finales	11 440	9 433	2 007	12, 3	21, 3

Les coupures sur ξ déterminées uniquement par la simulation sont identiques aux coupures utilisées.

C.2.2 Données en double pointé à quarante héliostats

Lot	Coupure	Nombre d'événements			Signification	Signal sur bruit
		N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
DPAhInf1.5Maj4TxInf15	Données brutes	51 094	49 064	2 030	6, 1	4, 1
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	31 886	30 342	1 544	5, 9	5, 1
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,30$	515	289	226	7, 6	78, 1
DPAhInf1.5Maj4TxSup15	Données brutes	477 018	466 086	10 931	10, 0	2, 3
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	282 618	278 681	3 937	4, 7	1, 4
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,30$	9 768	7 454	2 314	16, 0	31, 0
DPAhInf1.5Maj5TxSup15	Données brutes	145 008	143 287	1 721	2, 8	1, 2
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	47 288	47 118	171	0, 5	0, 4
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,30$	1 619	1 186	433	7, 4	36, 5
DPAhSup1.5Maj4TxInf15	Données brutes	36 279	34 473	1 806	6, 4	5, 2
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	23 385	22 369	1 016	4, 5	4, 5
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,35$	1 260	1 095	165	3, 2	15, 1
DPAhSup1.5Maj4TxSup15	Données brutes	178 374	173 859	4 515	6, 8	2, 6
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	112 841	110 615	2 226	4, 3	2, 0
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,35$	5 488	4 478	1 010	9, 2	22, 6
DPAhSup1.5Maj5TxSup15	Données brutes	95 778	94 488	1 290	2, 6	1, 4
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	34 865	34 537	329	1, 1	1, 0
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,35$	1 999	1 838	161	2, 3	8, 8
Ensemble DP (12, 9 h)	Données brutes	983 550	961 257	22 293	14, 3	2, 3
	Redéclenchement logiciel	532 883	523 661	9 223	8, 1	1, 8
	Coupures finales	20 648	16 339	4 309	20, 4	26, 4

Le tableau ci-dessous donne le détail des significations statistiques obtenues en appliquant les coupures sur ξ déterminées uniquement par la simulation.

Lot	Coupure	Nombre d'événements			Signification	Signal sur bruit
		N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
DPAhInf1.5Maj4TxInf15	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,25$	64	38	27	$2,5$	$71,0$
DPAhInf1.5Maj4TxSup15	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,25$	1 389	798	591	$11,5$	$74,0$
DPAhInf1.5Maj5TxSup15	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,25$	189	78	111	$6,1$	$143,2$
DPAhSup1.5Maj4TxInf15	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,30$	243	170	73	$3,4$	$42,9$
DPAhSup1.5Maj4TxSup15	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,30$	1 018	648	370	$8,3$	$57,0$
DPAhSup1.5Maj5TxSup15	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,30$	356	270	86	$3,1$	$31,8$
Ensemble DP $(12,9$ h$)$	Coupures finales	3 259	2 002	1 257	$15,8$	$62,8$

C.2.3 Données en simple pointé veto à 53 héliostats

Lot	Coupure	Nombre d'événements			Signification	Signal sur bruit
		N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
SPVAhInf1.5Maj4TxInf15	Données brutes	48 510	47 506	1 004	$3,0$	$2,1$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	31 730	31 390	340	$1,3$	$1,1$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,35$	1 115	853	262	$5,5$	$30,7$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \mathcal{N}_V = 0$	11 234	11 610	-376	$-2,3$	–
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,35$ et $\mathcal{N}_V = 0$	824	649	175	$4,2$	$26,9$
SPVAhInf1.5Maj4TxSup15	Données brutes	405 284	390 651	14 633	$14,2$	$3,7$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	278 488	270 289	8 199	$9,7$	$3,0$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,35$	15 068	12 011	3 057	$16,6$	$25,4$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \mathcal{N}_V = 0$	103 537	99 453	4 084	$8,0$	$4,1$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,35$ et $\mathcal{N}_V = 0$	10 941	8 363	2 577	$16,5$	$30,8$
SPVAhInf1.5Maj5TxInf15	Données brutes	124 220	123 707	514	$1,0$	$0,4$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	79 092	78 806	286	$0,7$	$0,4$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,35$	5 200	4 649	551	$5,2$	$11,8$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \mathcal{N}_V = 0$	24 073	23 748	326	$1,4$	$1,4$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,35$ et $\mathcal{N}_V = 0$	3 508	3 023	484	$5,6$	$16,0$
SPVAhSup1.5Maj4TxSup15	Données brutes	28 897	28 721	176	$0,6$	$0,6$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	21 110	21 301	-191	$-0,8$	–
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,40$	2 095	1 851	244	$3,4$	$13,2$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \mathcal{N}_V = 0$	7 899	7 968	-69	$-0,5$	–
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,40$ et $\mathcal{N}_V = 0$	1 321	1 195	126	$2,2$	$10,5$
SPVAhSup1.5Maj5TxInf15	Données brutes	14 333	14 342	-9	$-0,1$	–
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	9 921	10 014	-93	$-0,6$	–
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,40$	401	351	50	$1,7$	$14,2$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \mathcal{N}_V = 0$	2 363	2 462	-99	$-1,3$	–
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,40$ et $\mathcal{N}_V = 0$	293	257	36	$1,5$	$14,2$
Ensemble SPV $(8,2$ h$)$	Données brutes	621 243	604 926	16 317	$13,0$	$2,7$
	Redéclenchement logiciel	410 429	401 791	8 638	$8,5$	$2,1$
	Coupures finales	16 886	13 488	3 398	$17,6$	$25,2$

Le tableau ci-dessous donne le détail des significations statistiques obtenues en appliquant les coupures sur ξ déterminées uniquement par la simulation.

Lot	Coupure	Nombre d'événements			Signification	Signal sur bruit
		N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
SPVAhInf1.5Maj4TxInf15	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,30$	166	104	63	$3,6$	$60,4$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,30$ et $\mathcal{N}_V = 0$	151	92	59	$3,5$	$64,1$
SPVAhInf1.5Maj4TxSup15	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,30$	3 050	1 764	1 286	$16,5$	$72,9$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,30$ et $\mathcal{N}_V = 0$	2 493	1 421	1 072	$15,3$	$75,4$
SPVAhInf1.5Maj5TxInf15	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,30$	963	685	279	$6,4$	$40,7$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,30$ et $\mathcal{N}_V = 0$	780	532	248	$6,4$	$46,6$
SPVAhSup1.5Maj4TxSup15	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,35$	615	403	212	$5,9$	$52,6$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,35$ et $\mathcal{N}_V = 0$	435	314	122	$3,9$	$38,7$
SPVAhSup1.5Maj5TxInf15	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,35$	53	36	17	$1,7$	$46,8$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,35$ et $\mathcal{N}_V = 0$	53	33	20	$2,1$	$62,0$
Ensemble SPV $(8,2$ h$)$	Coupures finales	7 670	4 797	2 873	$23,2$	$59,9$

C.2.4 Ensemble complet des données (38, 9 h)

Coupure	Nombre d'événements			Signification	Signal sur bruit
	N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
Données brutes	3 180 189	3 123 375	56 814	19, 7	1, 8
Redéclenchement logiciel	2 000 017	1 970 264	29 753	13, 1	1, 5
Coupures finales	48 974	39 260	9 714	29, 5	24, 7

Le tableau ci-dessous donne l'ensemble complet des significations statistiques obtenues en appliquant les coupures sur ξ déterminées uniquement par la simulation.

Coupure	Nombre d'événements			Signification	Signal sur bruit
	N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
Coupures finales	21 885	15 781	6 105	28, 1	38, 7

C.3 Détail des significations statistiques obtenues pour les différents lots pris sur le blazar Mrk 501

C.3.1 Données en simple pointé à quarante héliostats

Lot	Coupure	Nombre d'événements			Signification	Signal sur bruit
		N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
SPAhInf1.5Maj4TxSup15	Données brutes	73 094	72 906	188	0, 4	0, 3
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	29 511	29 296	215	0, 8	0, 7
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$, $\xi < 0,25$	139	128	11	0, 6	8, 8
SPAhSup1.5Maj4TxSup15	Données brutes	125 630	124 989	641	1, 1	0, 5
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	85 295	84 482	813	1, 7	1, 0
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$, $\xi < 0,30$	1 066	1 122	−56	−1, 0	–
SPAhSup1.5Maj5TxSup15	Données brutes	61 970	60 785	1 185	2, 8	2, 0
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	25 822	25 265	557	2, 1	2, 2
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$, $\xi < 0,30$	358	373	−15	−0, 5	–
Ensemble SP (2, 9 h)	Données brutes	260 695	258 680	2 015	2, 3	0, 8
	Redéclenchement logiciel	176 776	174 562	2 213	3, 1	1, 3
	Coupures finales	1 563	1 623	−60	−0, 9	–

C.3.2 Données en double pointé à quarante héliostats

Lot	Coupure	Nombre d'événements			Signification	Signal sur bruit
		N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
DPAhInf1.5Maj4TxInf15	Données brutes	274 382	273 323	1 059	$1,2$	$0,4$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	171 091	170 077	1 014	$1,5$	$0,6$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,30$	4 863	4 402	461	$4,2$	$10,5$
DPAhInf1.5Maj4TxSup15	Données brutes	46 576	45 640	935	$2,5$	$2,0$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	28 559	27 923	637	$2,2$	$2,3$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,30$	825	776	49	$1,0$	$6,3$
DPAhInf1.5Maj5TxInf15	Données brutes	72 482	73 601	$-1\,120$	$-2,4$	–
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	26 217	26 962	-745	$-2,7$	–
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,30$	488	467	21	$0,6$	$4,5$
DPAhInf1.5Maj5TxSup15	Données brutes	85 463	85 323	139	$0,3$	$0,2$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	29 322	29 158	163	$0,6$	$0,6$
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,30$	927	821	105	$2,2$	$12,8$
DPAhSup1.5Maj4TxInf15	Données brutes	17 812	17 605	208	$1,0$	$1,2$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	11 248	11 030	219	$1,3$	$2,0$
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,35$	696	704	-7	$-0,2$	–
DPAhSup1.5Maj4TxSup15	Données brutes	25 845	25 984	-139	$-0,5$	–
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	15 811	15 932	-121	$-0,6$	–
	$\mathcal{R}_4 > 1,1,\ \xi < 0,35$	956	1 058	-102	$-2,0$	–
DPAhSup1.5Maj5TxInf15	Données brutes	32 670	33 484	-814	$-2,6$	–
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	13 425	13 925	-500	$-2,6$	–
	$\mathcal{R}_5 > 1,1,\ \xi < 0,35$	248	246	2	$0,1$	$1,0$
Ensemble DP $(8,6$ h$)$	Données brutes	555 230	554 961	269	$0,2$	$0,0$
	Redéclenchement logiciel	295 674	295 007	667	$0,7$	$0,2$
	Coupures finales	9 002	8 473	529	$3,5$	$6,2$

C.3.3 Ensemble complet des données $(11,5$ h$)$

Coupure	Nombre d'événements			Signification	Signal sur bruit
	N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
Données brutes	815 924	813 641	2 284	$1,5$	$0,3$
Redéclenchement logiciel	472 450	469 569	2 881	$2,5$	$0,6$
Coupures finales	10 565	10 096	469	$2,9$	$4,6$

C.4 Détail des significations statistiques obtenues pour les différents lots pris sur le blazar 1ES 1426+42.8

Lot	Coupure	Nombre d'événements			Signification	Signal sur bruit
		N_{ON}	N_{OFF}	$N_{ON} - N_{OFF}$	statistique N_σ	$\frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$ [%]
SPVAhInf1.5Maj4TxSup15	Données brutes	332 087	331 039	1 048	1, 1	0, 3
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	229 559	228 800	759	1, 0	0, 3
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$, $\xi < 0,35$	10 571	10 480	91	0, 6	0, 9
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$, $\mathcal{N}_\mathrm{V} = 0$	81 674	82 230	−556	−1, 2	–
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$, $\xi < 0,35$ et $\mathcal{N}_\mathrm{V} = 0$	7 233	7 172	61	0, 4	0, 8
SPVAhInf1.5Maj5TxInf15	Données brutes	193 397	192 418	979	1, 4	0, 5
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	126 077	125 247	829	1, 5	0, 7
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$, $\xi < 0,35$	5 239	5 361	−121	−1, 1	–
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$, $\mathcal{N}_\mathrm{V} = 0$	36 380	36 438	−58	−0, 2	–
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$, $\xi < 0,35$ et $\mathcal{N}_\mathrm{V} = 0$	3 352	3 485	−133	−1, 5	–
SPVAhInf1.5Maj5TxSup15	Données brutes	79 032	78 858	174	0, 4	0, 2
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	51 973	51 637	336	0, 9	0, 6
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$, $\xi < 0,35$	3 161	3 128	33	0, 4	1, 1
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$, $\mathcal{N}_\mathrm{V} = 0$	15 257	15 439	−182	−0, 9	
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$, $\xi < 0,35$ et $\mathcal{N}_\mathrm{V} = 0$	1 970	1 964	6	0, 1	0, 3
SPVAhSup1.5Maj4TxSup15	Données brutes	54 915	54 815	100	0, 3	0, 2
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$	37 220	36 832	388	1, 2	1, 0
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$, $\xi < 0,40$	2 611	2 555	56	0, 7	2, 2
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$, $\mathcal{N}_\mathrm{V} = 0$	12 865	12 640	224	1, 2	1, 8
	$\mathcal{R}_4 > 1,1$, $\xi < 0,40$ et $\mathcal{N}_\mathrm{V} = 0$	1 707	1 661	46	0, 7	2, 8
SPVAhSup1.5Maj5TxInf15	Données brutes	15 910	16 110	−200	−1, 0	–
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$	10 966	11 143	−177	−1, 1	–
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$, $\xi < 0,40$	1 200	1 165	35	0, 7	3, 0
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$, $\mathcal{N}_\mathrm{V} = 0$	3 012	3 051	−40	−0, 5	–
	$\mathcal{R}_5 > 1,1$, $\xi < 0,40$ et $\mathcal{N}_\mathrm{V} = 0$	640	603	37	1, 0	6, 1
Ensemble SPV (8, 8 h)	Données brutes	675 340	673 239	2 101	1, 6	0, 3
	Redéclenchement logiciel	455 794	453 660	2 134	2, 0	0, 5
	Coupures finales	14 902	14 886	16	0, 1	0, 1

Annexe D

Liste des sources observées par CELESTE autres que des blazars

On indique dans le tableau pour chaque source son ascension droite α, sa déclinaison δ, son décalage spectral z (sauf pour les sources galactiques), sa luminosité dans le domaine visible bleu M_{B}, le nombres de paires enregistrées avec entre parenthèses le nombre de paires gardées après analyse, entre crochets le nombre de données gardées sur source uniquement dans le cas des pulsars [84], et ses caractéristiques.

Source	α	δ	z	M_{B}	$N_{\text{données}}$	Commentaires
Restes de supernovae et pulsars						
3EG J0010+7309 (CTA 1?)	$00^{\mathrm{h}}\,09^{\mathrm{m}}\,36.6^{\mathrm{s}}$	$+73^\circ\,10'\,57''$	–	–	4	trop au nord, source non identifiée d'EGRET éventuellement associée au reste de supernova CTA 1
M 1 (Crabe)	$05^{\mathrm{h}}\,34^{\mathrm{m}}\,31,97^{\mathrm{s}}$	$+22^\circ\,00'\,52,1''$	–	–	272 (74) [48]	nébuleuse chandelle standard et pulsar vu par EGRET au-dessus de 100 MeV [63]
3EG J0617+2238 (IC 443)	$06^{\mathrm{h}}\,18^{\mathrm{m}}\,02,7^{\mathrm{s}}$	$+22^\circ\,39'\,36''$	–	–	8	reste de supernova et plérion vu en X [20], possibilité de pulsar
PSR 1951+32	$19^{\mathrm{h}}\,52^{\mathrm{m}}\,58,21^{\mathrm{s}}$	$+32^\circ\,52'\,40,8''$	–	–	48 [22]	pulsar vu par EGRET [63]
Galaxies						
M 31 (Andromède)	$00^{\mathrm{h}}\,42^{\mathrm{m}}\,44,31^{\mathrm{s}}$	$+41^\circ\,16'\,09,4''$	$0,001004$	$4,3$	68 (22)	recherche de matière noire [113, 114]
UGC 10822 (Draco)	$17^{\mathrm{h}}\,20^{\mathrm{m}}\,12,39^{\mathrm{s}}$	$+57^\circ\,54'\,55,3''$	$0,000961$	$12,4$	7 (3)	recherche de matière noire [113]

Signification des notations : IC pour le *Index catalogue* datant de 1895 et répertoriant des nébuleuses [59], PSR pour pulsar et UGC pour le *Uppsala General Catalogue of Galaxies.*

Note : les valeurs entre crochets pour les pulsars et entre parenthèses pour la recherche de matière noire sont tirées respectivement de [63] et [113].

84. Dans le cas des pulsars, la recherche de périodicité de l'émission ne nécessite pas d'effectuer de mesure hors source.

Bibliographie

Signification des sigles

A&A	Astronomy and Astrophysics
ApJ	Astrophysical Journal
ApJL	Astrophysical Journal Letters
ApJS	Astrophysical Journal Supplement Series
Astro-ph	`http://arxiv.org/archive/astro-ph`
BAAS	Bulletin of the American Astronomical Society
JETP	Journal of Experimental and Theoretical Physics
Mem. R. Astron. Soc.	Memoirs of the Royal Astronomical Society
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
Nat.	Nature
PASP	Publications of the Astronomical Society of the Pacific
PhRvD	Physical Review D
Phys. Rep.	Physics Reports

[1] Collaboration AGILE. *Science with AGILE*. Note de la collaboration AGILE, juin 2002.

[2] F. Aharonian, A. Akhperjanian, J. Barrio et coll. « TeV gamma rays from the blazar H 1426+428 and the diffuse extragalactic background radiation ». *A&A*, 384:L23–L26, mars 2002.

[3] F. Aharonian, A. Akhperjanian, M. Beilicke et coll. « The Crab Nebula and Pulsar between 500 GeV and 80 TeV: Observations with the HEGRA Stereoscopic Air Cerenkov Telescopes ». *ApJ*, 614:897–913, octobre 2004.

[4] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, K. M. Aye et coll. « A New Population of Very High Energy Gamma-Ray Sources in the Milky Way ». *Science*, 307:1938–1942, mars 2005.

[5] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, K. M. Aye et coll. « Observations of Mkn 421 in 2004 with HESS at large zenith angles ». *A&A*, 437:95–99, juillet 2005.

[6] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi et coll. « Resolving the Extragalactic Background Light with gamma-ray spectra from distant blazars ». *Nat.*, 440:1018–1021, avril 2006.

[7] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi et coll. « Observations of selected AGN with HESS ». *A&A*, 441:465–472, octobre 2005.

[8] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio et coll. « The time averaged TeV energy spectrum of MKN 501 of the extraordinary 1997 outburst as measured with the stereoscopic Cherenkov telescope system of HEGRA ». *A&A*, 349:11–28, septembre 1999.

[9] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio et coll. « Reanalysis of the high energy cutoff of the 1997 Mkn 501 TeV energy spectrum ». *A&A*, 366:62–67, janvier 2001.

[10] G. A. Alekseeva, A. A. Arkharov, V. D. Galkin et coll. « The Pulkovo Spectrophotometric Catalog of Bright Stars in the Range from 320 TO 1080 NM ». *Baltic Astronomy*, 5:603–838, 1996.

[11] F. Arqueros, J. Ballestrin, M. Berenguel et coll. « Very high-energy /γ-ray observations of the Crab nebula and other potential sources with the GRAAL experiment ». *Astroparticle Physics*, 17:293–318, juin 2002.

[12] J. Audouze et G. Israël. *Le grand atlas de l'astronomie*. Encyclopædia Universalis, 1994.

[13] J. Audouze et J. Lequeux. « Les galaxies et les quasars ». *Encyclopædia Universalis*, 23:164–165, 1995.

[14] M. Böttcher, R. Mukherjee et A. Reimer. « Predictions of the High-Energy Emission from BL Lacertae Objects: The Case of W Comae ». *ApJ*, 581:143–154, décembre 2002.

[15] M. G. Baring, D. C. Ellison, S. P. Reynolds et coll. « Radio to Gamma-Ray Emission from Shell-Type Supernova Remnants: Predictions from Nonlinear Shock Acceleration Models ». *ApJ*, 513:311–338, mars 1999.

[16] A. R. Bell. « Do cosmic rays drive jets? ». Dans *Proceedings of the Workshop on Physics at the End of the Galactic Cosmic Ray Spectrum (Aspen, 26-30 April 2005), to be published in the Journal of Physics Conference Series*, juillet 2005. Astro-ph/0507500.

[17] P. Bhattacharjee. « Origin and propagation of extremely high energy cosmic rays ». *Phys. Rep.*, 327:109–247, mars 2000.

[18] R. D. Blandford, C. F. McKee et M. J. Rees. « Super-luminal expansion in extragalactic radio sources ». *Nat.*, 267:211–216, mai 1977.

[19] M. Błażejowski, G. Blaylock, I. H. Bond et coll. « A Multiwavelength View of the TeV Blazar Markarian 421: Correlated Variability, Flaring, and Spectral Evolution ». *ApJ*, 630:130–141, septembre 2005.

[20] F. Bocchino et A. M. Bykov. « The plerion nebula in IC 443: The XMM-Newton view ». *A&A*, 376:248–253, septembre 2001.

[21] A. Boischot et D. Alloin. « Radiogalaxies et quasars ». *Encyclopædia Universalis*, 10:41–42, 1995.

[22] L. M. Boone, D. Bramel, E. Chae et coll. « STACEE Observations of Mrk 421 During the 2001 Flare ». Dans *The Universe Viewed in Gamma-Rays, Kashiwa, Japan*, 2002.

[23] S. M. Bradbury, T. Deckers, D. Petry et coll. « Detection of γ-rays above 1.5TeV from MKN 501. ». *A&A*, 320:L5–L8, avril 1997.

[24] D. A. Bramel, L. M. Boone, J. Carson et coll. « AGN Observations with STACEE ». *AAS/High Energy Astrophysics Division*, 35:–+, mars 2003.

[25] É. Brion. *Photométrie sur les données Mrk 421*. Note interne de la collaboration CELESTE, février 2004.

[26] É. Brion. *Comparaison des simulations électroniques de CELESTE pour la nouvelle analyse*. Note interne de la collaboration CELESTE, février 2005.

[27] E. Brion, H. Manseri et The CELESTE Collaboration. « CELESTE – Energy Scale and Blazar Observations ». Dans *International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, 2004.

[28] É. Brion et D. Smith. *Les radiomètres de CELESTE*. Note interne de la collaboration CELESTE, juillet 2003.

[29] E. Brion, D. Smith et The CELESTE Collaboration. « Testing the Energy Scale of the CELESTE experiment ». Dans *SF2A-2003: Semaine de l'Astrophysique Francaise*, pages 463–+, 2003.

[30] E. Brion et The CELESTE Collaboration. « Mrk 421 and 501 at 90 GeV – The influence of CELESTE's Energy Scale on the Study of Flares & Spectra ». Dans *SF2A-2004: Semaine de l'Astrophysique Francaise*, juin 2004.

[31] E. Brion et The CELESTE Collaboration. « Observation of Mrk 501 above 60 GeV with CELESTE ». Dans *Proceedings of the 22nd Texas Symposium on Relativistic Astrophysics held at the Stanford University, USA, December 2004*, 2004.

[32] E. Brion et The CELESTE Collaboration. « Blazar observations above 60 GeV: the Influence of CELESTE's Energy Scale on the Study of Flares and Spectra ». Dans *Proceedings of the* 35$^{\text{th}}$ *COSPAR Scientific Assembly held in Paris, France, July 2004*, 2005.

[33] R. Britto. *Simulations de protons. Reproduction du taux de trigger*. Note interne de la collaboration CELESTE en préparation, septembre 2005.

[34] P. Bruel, J. Holder et D. Smith. *Using CELESTE's Measurement to constrain the Crab Spectrum*. Note interne de la collaboration CELESTE, juin 2001.

[35] P. Bruel, H. Manseri et The CELESTE Collaboration. « A new analysis method to detect gamma-rays above 30 GeV with the CELESTE detector applied to the Crab data ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2005. En préparation.

[36] P. Bruel et The CELESTE Collaboration. « CELESTE: detecting γ-rays above 30 GeV ». Dans *Frontier Science 2004, Physics and Astrophysics in Space*, juin 2004.

[37] Ph. Bruel. *Calibration des photo-multiplicateurs de l'expérience CELESTE*. Note interne de la collaboration CELESTE, septembre 1999.

[38] Ph. Bruel. *Vers un nouveau traitement des données de l'expérience CELESTE*. Note interne de la collaboration CELESTE, juin 2001.

[39] Ph. Bruel. *Compléments d'information sur les scans d'étoiles*. Note interne de la collaboration CELESTE, février 2002.

[40] Ph. Bruel. *La simulation de l'électronique de CELESTE*. Note interne de la collaboration CELESTE, mars 2004.

[41] Ph. Bruel. *Les photo-électrons dans les Fadc. Padding pour CELESTE.* Note interne de la collaboration CELESTE, mars 2004.

[42] Ph. Bruel et H. Manseri. *Erreur sur l'efficacité d'acquisition dans CELESTE.* Note interne de la collaboration CELESTE, février 2003.

[43] Ph. Bruel et H. Manseri. *Les temps morts dans CELESTE et leurs conséquences sur l'analyse des données et des trigrates.* Note interne de la collaboration CELESTE, février 2003.

[44] J. Bussóns Gordo. *LIDAR Shift Manual.* Note interne de la collaboration CELESTE, octobre 2002.

[45] J. Bussóns Gordo. *Trigger Rates and Weather.* Note interne de la collaboration CELESTE, novembre 2002.

[46] J. Bussons Gordo, G. Debiais, P. Espigat et coll. « LIDAR atmospheric monitoring for the CELESTE gamma-ray experiment ». *Astroparticle Physics*, 2005. En préparation.

[47] L. Cambrésy, W. T. Reach, C. A. Beichman et coll. « The Cosmic Infrared Background at 1.25 and 2.2 Microns Using DIRBE and 2MASS: A Contribution Not Due to Galaxies? ». *ApJ*, 555:563–571, juillet 2001.

[48] J. N. Capdevielle. *Les rayons cosmiques.* Presses universitaires de France, collection « Que sais-je? », décembre 1984.

[49] M. Catanese, C. W. Akerlof, H. M. Badran et coll. « Discovery of Gamma-Ray Emission above 350 GeV from the BL Lacertae Object 1ES 2344+514 ». *ApJ*, 501:616–+, juillet 1998.

[50] M. Catanese, S. M. Bradbury, A. C. Breslin et coll. « Multiwavelength Observations of a Flare from Markarian 501 ». *ApJL*, 487:L143+, octobre 1997.

[51] Collaboration CELESTE. *Experimental Proposal.* Note de la collaboration CELESTE, mars 1996.

[52] L. Costamante, F. Aharonian, G. Ghisellini et coll. « The SED of the TeV BLLac 1ES 1426+428 after correction for the TeV-IR absorption ». *New Astronomy Review*, 47:677–680, octobre 2003.

[53] L. Costamante, G. Ghisellini, P. Giommi et coll. « Extreme synchrotron BL Lac objects. Stretching the blazar sequence ». *A&A*, 371:512–526, mai 2001.

[54] B. Degrange. *Les grandes gerbes électromagnétiques.* Laboratoire Leprince-Ringuet.

[55] B. Degrange. *Observations en astronomie gamma de haute et très haute énergie.* École de Gif-sur-Yvette, Lyon, septembre 1997.

[56] B. Degrange. *Rayonnements cosmiques de haute énergie.* Laboratoire de physique nucléaire des hautes énergies, décembre 2000.

[57] A. Djannati-Ataï, B. Khelifi, S. Vorobiov et coll. « Detection of the BL Lac object 1ES 1426+428 in the Very High Energy gamma-ray band by the CAT Telescope from 1998-2000 ». *A&A*, 391:L25–L28, août 2002.

[58] A. Djannati-Atai , F. Piron, A. Barrau et coll. « Very High Energy Gamma-ray spectral properties of MKN 501 from CAT Čerenkov telescope observations in 1997 ». *A&A*, 350:17–24, octobre 1999.

[59] J. L. E. Dreyer. « Index Catalogue of Nebulae found in the years 1888 to 1894, with Notes and Corrections to the New General Catalogue ». *Mem. R. Astron. Soc.*, 51:185–228, 1895.

[60] D. Dumora. *Les détecteurs gamma au sol.* Notes de cours de DEA, février 2005.

[61] D. Dumora. *Les processus intervenant dans l'émission gamma.* Notes de cours de DEA, février 2005.

[62] E. Durand. *Étude des scans d'étoiles. Alignement fin des héliostats.* Note interne de la collaboration CELESTE, décembre 2001.

[63] E. Durand. *Recherche de photons pulsés au-dessus de 30 GeV dans le Crabe et PSR B1951+32 avec le détecteur Čerenkov atmosphérique CELESTE.* Thèse de doctorat de l'Université Bordeaux 1, janvier 2003.

[64] E. Dwek et F. Krennrich. « Simultaneous Constraints on the Spectrum of the Extragalactic Background Light and the Intrinsic TeV Spectra of Markarian 421, Markarian 501, and H1426+428 ». *ApJ*, 618:657–674, janvier 2005.

[65] R. Falomo et J. K. Kotilainen. « Optical imaging of the host galaxies of X-ray selected BL Lacertae objects ». *A&A*, 352:85–102, décembre 1999.

[66] C. E. Fichtel, R. C. Hartman, D. A. Kniffen et coll. « High-energy gamma-ray results from the second small astronomy satellite ». *ApJ*, 198:163–182, mai 1975.

[67] C. E. Fichtel et D. A. Kniffen. « A study of the diffuse galactic gamma radiation ». *A&A*, 134:13–23, mai 1984.

[68] J. M. Fierro, P. F. Michelson, P. L. Nolan et coll. « Phase-resolved Studies of the High-Energy Gamma-Ray Emission from the Crab, Geminga, and VELA Pulsars ». *ApJ*, 494:734–+, février 1998.

[69] G. Fossati, L. Maraschi, A. Celotti et coll. « A unifying view of the spectral energy distributions of blazars ». *MNRAS*, 299:433–448, septembre 1998.

[70] J. A. Gaidos, C. W. Akerlof, S. D. Biller et coll. « Very Rapid and Energetic Bursts of TeV Photons from the Active Galaxy Markarian 421. ». *Nat.*, 383:319–+, 1996.

[71] W. Galbraith et J. V. Jelley. « Light Pulses from the Night Sky associated with Cosmic Rays ». *Nat.*, 171:349, 1953.

[72] G. Ghisellini. « Extreme blazars ». *Astroparticle Physics*, 11:11–18, juin 1999.

[73] B. Giebels. *Contribution à la reconversion d'une centrale solaire en un vaste détecteur pour l'astronomie gamma.* Thèse de doctorat de l'Université Bordeaux 1, juin 1998.

[74] B. Giebels, R. Bazer-Bachi, H. Bergeret et coll. « Prototype Tests for the CELESTE Solar Array Gamma-ray Telescope ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 412:329–341, mars 1998.

[75] P. Giommi, P. Padovani et E. Perlman. « Detection of exceptional X-ray spectral variability in the TeV BL Lac 1ES 2344+514 ». *MNRAS*, 317:743–749, octobre 2000.

[76] P. Goret, T. Palfrey, A. Tabary et coll. « Observations of TeV gamma rays from the Crab nebula ». *A&A*, 270:401–406, mars 1993.

[77] K. Greisen. « Cosmic Ray Showers ». *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 10:63–108, octobre 1960.

[78] K. Greisen. « End to the Cosmic-Ray Spectrum? ». *Physical Review Letters*, 16:748–750, avril 1966.

[79] É. Grenier. *Caractérisation de l'état des héliostats de l'expérience CELESTE et calcul du flux de photons d'une étoile.* Rapport de stage de DEUG, juin 2000.

[80] J. Guy. *Premiers résultats de l'expérience HESS et étude du potentiel de détection de matière noire supersymétrique.* Thèse de doctorat de l'Université Paris 6, mai 2003.

[81] K. Hagiwara, K. Hikasa, K. Nakamura et coll. « Review of Particle Properties ». *PhRvD*, 66(1):010001–+, juillet 2002.

[82] R. C. Hartman, D. L. Bertsch, S. D. Bloom et coll. « The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources ». *ApJS*, 123:79–202, juillet 1999.

[83] M. G. Hauser et E. Dwek. « The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications ». *ARA&A*, 39:249–307, 2001.

[84] D. S. Hayes et D. W. Latham. « A rediscussion of the atmospheric extinction and the absolute spectral-energy distribution of VEGA ». *ApJ*, 197:593–601, mai 1975.

[85] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle et coll. *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers.* Forschungszentrum Karlsruhe, Technik und Umwelt, Wissenschaftliche Berichte, Karlsruhe, Allemagne, 1998.

[86] N. Hérault. *Reconstruction des paramètres des gerbes de gamma et contribution à l'analyse des données dans l'expérience CELESTE.* Thèse de doctorat de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg, avril 2000.

[87] A. M. Hillas, C. W. Akerlof, S. D. Biller et coll. « The Spectrum of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula ». *ApJ*, 503:744–+, août 1998.

[88] J. A. Hinton, L. M. Boone, D. Bramel et coll. « Observations of Markarian 421 with STACEE ». Dans *International Cosmic Ray Conference*, pages 2673–+, août 2001.

[89] J. Holder et Ph. Bruel. *Calibration relative de la réponse en amplitude des héliostats de l'expérience CELESTE.* Note interne de la collaboration CELESTE, mars 2000.

[90] D. Horan, H. M. Badran, I. H. Bond et coll. « Detection of the BL Lacertae Object H1426+428 at TeV Gamma-Ray Energies ». *ApJ*, 571:753–762, juin 2002.

[91] D. Horan et The VERITAS Collaboration. « Observations of 1H1426+428 with the Whipple 10 m imaging atmospheric Cherenkov telescope ». Dans *International Cosmic Ray Conference*, pages 2622–+, août 2001.

[92] `http://apella.ac-limoges.fr/meteo/cours4.html`, site consulté le 18 juillet 2005.

[93] `http://doc.in2p3.fr/themis/CELESTE/`, site consulté le 18 juillet 2005.

[94] `http://doc.in2p3.fr/themis/LIDAR/`, site consulté le 30 août 2005.

[95] `http://heasarc.gsfc.nasa.gov/`, site consulté le 18 juillet 2005.

[96] `http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/c-iii.html`, site consulté le 18 juillet 2005.

[97] `http://lpnhep.in2p3.fr/biennale2003/prospectives/prospective_astro-gamma.html`, site consulté le 9 août 2005.

[98] `http://polywww.in2p3.fr/HESS/`, site consulté le 18 juillet 2005.

[99] `http://simbad.u-strasbg.fr/`, site consulté le 18 juillet 2005.

[100] `http://top.gae.ucm.es/`, site consulté le 9 août 2005.

[101] `http://ucdcms.ucdavis.edu/solar2/`, site consulté le 9 août 2005.

[102] `http://www.astro.ucla.edu/~stacee/`, site consulté le 10 août 2005.

[103] `http://www.cosmovisions.com/binX.htm`, site consulté le 18 juillet 2005.

[104] `http://wwwlapp.in2p3.fr/AMSLAPP/1_Station_ISS.html`, site consulté le 18 juillet 2005.

[105] `http://xte.mit.edu/ASM_lc.html`, site consulté le 18 juillet 2005.

[106] J. V. Jelley. *Čerenkov radiation and its applications*. Pergamon Press, 1958.

[107] J. Kataoka, J. R. Mattox, J. Quinn et coll. « High-Energy Emission from the TEV Blazar Markarian 501 during Multiwavelength Observations in 1996 ». *ApJ*, 514:138–147, mars 1999.

[108] J. Kataoka, J. R. Mattox, J. Quinn et coll. « Multiwavelength observations of the TeV blazar MRK 501 in March 1996. The first report of the detection by EGRET ». *Astroparticle Physics*, 11:149–151, juin 1999.

[109] K. Katarzyński, H. Sol et A. Kus. « The multifrequency emission of Mrk 501. From radio to TeV gamma-rays ». *A&A*, 367:809–825, mars 2001.

[110] M. P. Kertzman et G. H. Sembroski. « Computer simulation methods for investigating the detection characteristics of TeV air Cherenkov telescopes ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 343:629–643, avril 1994.

[111] R. W. Klebesadel, I. B. Strong et R. A. Olson. « Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin ». *ApJL*, 182:L85+, juin 1973.

[112] H. Krawczynski, S. B. Hughes, D. Horan et coll. « Multiwavelength Observations of Strong Flares from the TeV Blazar 1ES 1959+650 ». *ApJ*, 601:151–164, janvier 2004.

[113] J. Lavalle. *Modélisation effective de matière noire fermionique. Détection indirecte de matière noire supersymétrique en astronomie γ avec le détecteur CELESTE*. Thèse de doctorat de l'Université Montpellier 2, octobre 2004.

[114] J. Lavalle, H. Manseri, A. Jacholkowska et coll. « Indirect search for dark matter in M 31 with the CELESTE experiment ». *A&A*, 450:1–8, avril 2006.

[115] R. Le Gallou. *État de la calibration des gains de l'électronique de CELESTE*. Note interne de la collaboration CELESTE, juin 1999.

[116] R. Le Gallou. « 50 GeV gamma-ray blazar studies using the CELESTE experiment ». Dans *International Cosmic Ray Conference*, pages 2609–+, août 2001.

[117] R. Le Gallou. *Mesure du flux du blazar Mrk 421 au-dessus de 60 GeV avec l'expérience CELESTE.* Thèse de doctorat de l'Université Paris 11, Orsay, septembre 2001.

[118] P. Léna et A. Blanchard. *Lumières : une introduction aux phénomènes optiques.* InterEditions, 1990.

[119] D. A. Lewis, R. C. Lamb, D. Macomb et coll. « TeV Observations of the Crab Nebula with the Whipple Observatory High Resolution Imaging Gamma-ray Telescope ». *BAAS*, 21:768–+, mars 1989.

[120] T. P. Li et Y. Q. Ma. « Analysis methods for results in gamma-ray astronomy ». *ApJ*, 272:317–324, septembre 1983.

[121] A. S. Lidvansky. « Air Cherenkov Methods in Cosmic Rays: A Review and Some History ». Dans *Invited talk presented at the conference P. A. Cherenkov and Modern Physics (Moscow, June 22-25, 2004) commemorating P. A. Cherenkov centenary*, avril 2005. Astro-ph/0504269, soumis.

[122] Y. C. Lin, D. L. Bertsch, J. Chiang et coll. « Detection of high-energy gamma-ray emission from the BL Lacertae object Markarian 421 by the EGRET telescope on the Compton Observatory ». *ApJL*, 401:L61–L64, décembre 1992.

[123] M. S. Longair. *High Energy Astrophysics. Volume 2: Stars, the Galaxy and the interstellar medium.* Cambridge University Press, Second Revised Edition, 2002.

[124] M. S. Longair. *High Energy Astrophysics. Volume 1: Particles, photons and their detection.* Cambridge University Press, Second Revised Edition, 2004.

[125] H. Manseri. *Astronomie gamma au-dessus de 30 GeV. Une nouvelles méthode d'identification des rayons γ cosmiques à partir du sol avec le détecteur CELESTE.* Thèse de doctorat de l'École Polytechnique, Paris, mars 2004.

[126] C. Masterson, W. Benbow, S. Funk et coll. « Observations of the Crab nebula with H.E.S.S. ». Dans *AIP Conf. Proc. 745: High Energy Gamma-Ray Astronomy*, pages 617–621, février 2005.

[127] J. R. Mattox, D. L. Bertsch, C. E. Fichtel et coll. « SAS 2 observation of pulsed high-energy gamma radiation from Geminga ». *ApJL*, 401:L23–L26, décembre 1992.

[128] D. Maurin et R. Taillet. « La propagation des noyaux chargés dans la Galaxie ». Dans *École thématique du CNRS, Goutelas 2003: Physique et astrophysique du rayonnement cosmique*, pages 169–226, 2004.

[129] I. F. Mirabel et L. F. Rodriguez. « A Superluminal Source in the Galaxy ». *Nat.*, 371:46–+, septembre 1994.

[130] G. Mohanty, S. Biller, D. A. Carter-Lewis et coll. « Measurement of TeV gamma-ray spectra with the Cherenkov imaging technique ». *Astroparticle Physics*, 9:15–43, juin 1998.

[131] F. Münz. *La simulation électronique de CELESTE : étude des biais et application à l'observation de la nébuleuse du Crabe.* Thèse de doctorat de l'Université Paris 7, juillet 2003.

[132] M. de Naurois. *L'expérience CELESTE : Reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie γ. Première observation de la Nébuleuse du Crabe et du Blazar Markarian 421 entre 30 et 300 GeV.* Thèse de doctorat de l'Université Paris 6, mai 2000.

[133] M. de Naurois, J. Holder, R. Bazer-Bachi et coll. « Measurement of the Crab Flux above 60 GeV with the CELESTE Cerenkov Telescope ». *ApJ*, 566:343–357, février 2002.

[134] K. Okumura, A. Asahara, G. V. Bicknell et coll. « Observation of Gamma Rays Greater than 10 TeV from Markarian 421 ». *ApJL*, 579:L9–L12, novembre 2002.

[135] T. Onaka, S. Fujita, D. Ishihara et coll. « Infrared Camera (IRC) onboard ASTRO-F (IRIS) ». *The Institute of Space and Astronautical Science Report SP No. 14, p. 281-288.*, 14:281–288, décembre 2000.

[136] R. A. Ong et The VERITAS Collaboration. « The VERITAS Project ». Dans *International Symposium: The Universe Viewed in Gamma Rays, Kashiwa, Japan, September 25-28, 2002*, mars 2003. Astro-ph/0302610.

[137] S. Oser, D. Bhattacharya, L. M. Boone et coll. « High-Energy Gamma-Ray Observations of the Crab Nebula and Pulsar with the Solar Tower Atmospheric Cerenkov Effect Experiment ». *ApJ*, 547:949–958, février 2001.

[138] G. Pühlhofer, O. Bolz, N. Götting et coll. « The technical performance of the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes ». *Astroparticle Physics*, 20:267–291, décembre 2003.

[139] P. Padovani et P. Giommi. « A Sample-Oriented Catalogue of Bl-Lacertae Objects ». *MNRAS*, 277:1477–+, décembre 1995.

[140] E. Paré, B. Balauge, R. Bazer-Bachi et coll. « CELESTE: an atmospheric Cherenkov telescope for high energy gamma astrophysics ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 490:71–89, septembre 2002.

[141] R. Pelló, D. Schaerer, J. Richard et coll. « ISAAC/VLT observations of a lensed galaxy at z = 10.0 ». *A&A*, 416:L35–L40, mars 2004.

[142] R. A. Perley, J. W. Dreher et J. J. Cowan. « The jet and filaments in Cygnus A ». *ApJL*, 285:L35–L38, octobre 1984.

[143] B. M. Peterson. *An introduction to active galactic nuclei.* Cambridge University Press, 1997.

[144] D. Petry, M. Böttcher, V. Connaughton et coll. « Multiwavelength Observations of Markarian 501 during the 1997 High State ». *ApJ*, 536:742–755, juin 2000.

[145] D. Petry, S. M. Bradbury, A. Konopelko et coll. « Detection of VHE γ-rays from MKN 421 with the HEGRA Cherenkov Telescopes. ». *A&A*, 311:L13–L16, juillet 1996.

[146] E. Pian, G. Vacanti, G. Tagliaferri et coll. « BeppoSAX Observations of Unprecedented Synchrotron Activity in the BL Lacertae Object Markarian 501 ». *ApJL*, 492:L17+, janvier 1998.

[147] B. G. Piner, S. C. Unwin, A. E. Wehrle et coll. « VSOP and Ground-based VLBI Imaging of the TEV Blazar Markarian 421 at Multiple Epochs ». *ApJ*, 525:176–190, novembre 1999.

[148] B. G. Piner, S. C. Unwin, A. E. Wehrle et coll. « VSOP and ground-based VLBI observations of Markarian 421 ». *New Astronomy Review*, 43:711–716, novembre 1999.

[149] F. Piron. *Étude des propriétés spectrales et de la variabilité de l'émission gamma supérieure à 250 GeV des Noyaux Actifs de Galaxies de type blazar observés dans le cadre de l'expérience CAT*. Thèse de doctorat de l'Université Paris 11, Orsay, mai 2000.

[150] F. Piron. *Notice d'acquisition pour l'étude de la mise en temps dans la voie de déclenchement de CELESTE*. Note interne de la collaboration CELESTE, janvier 2003.

[151] F. Piron, A. Djannati-Atai, M. Punch et coll. « Temporal and spectral gamma-ray properties of Mkn 421 above 250 GeV from CAT observations between 1996 and 2000 ». *A&A*, 374:895–906, août 2001.

[152] D. Pomarède. *Recherche d'anti-matière dans les rayons cosmiques de* 10^{12} eV *par la méthode ARTEMIS et interprétation du spectre des rayons cosmiques*. Thèse de doctorat de l'Université Paris 6, avril 1999.

[153] M. Punch, C. W. Akerlof, M. F. Cawley et coll. « Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421 ». *Nat.*, 358:477–+, août 1992.

[154] J. Quinn, C. W. Akerlof, S. Biller et coll. « Detection of Gamma Rays with E > 300 GeV from Markarian 501 ». *ApJL*, 456:L83+, janvier 1996.

[155] R. A. Remillard, I. R. Tuohy, R. J. V. Brissenden et coll. « Two X-ray-selected BL Lacertae objects observed with the HEAO 1 scanning modulation collimator ». *ApJ*, 345:140–147, octobre 1989.

[156] I. Robson. *Active galactic nuclei*. John Wiley & Sons Ltd, Praxis Publishing Ltd, 1996.

[157] B. Rossi. *High Energy Particles*. Prentice-Hall, Inc., 1952.

[158] G. P. Rowell et D. Horns. *Evidence of an unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2*. Note de la collaboration HEGRA, 2002.

[159] G. B. Rybicki et A. P. Lightman. *Radiative Processes in Astrophysics*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004.

[160] T. Sako, J. Holder, P. Bruel et coll. *New technique of software-padding applied on flash ADC data in Čerenkov observations*. Note interne de la collaboration CELESTE, 2000.

[161] L. Saugé. *Modélisations de l'émission non-thermique des blazars du TeV par une distribution relativiste quasi-maxwellienne*. Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble, décembre 2004.

[162] R. A. Scalzo, L. M. Boone, D. Bramel et coll. « High-Energy Gamma-Ray Observations of W Comae with the Solar Tower Atmospheric Cerenkov Effect Experiment (STACEE) ». *ApJ*, 607:778–787, juin 2004.

[163] C. K. Seyfert. « Nuclear Emission in Spiral Nebulae. ». *ApJ*, 97:28–+, janvier 1943.

[164] D. Smith. *Gamma Ray Sources Candidates for CELESTE*. Note interne de la collaboration CELESTE, juillet 2000.

[165] D. Smith. *Pseudo-photometry and the CELESTE energy scale.* Note interne de la collaboration CELESTE, janvier 2004.

[166] SPARC Water Vapour Working Group. *SPARC Assessment of Upper Tropospheric and Stratospheric Water Vapour.* WCRP-113, WMO/TD-No. 1043, SPARC Report No. 2, edited by D. Kley, J. M. Russell III and C. Philips, décembre 2000.

[167] B. N. Swanenburg, K. Bennett, G. F. Bignami et coll. « Second COS B catalog of high-energy gamma-ray sources ». *ApJL*, 243:L69–L73, janvier 1981.

[168] Y. Tanaka, K. Nandra, A. C. Fabian et coll. « Gravitationally Redshifted Emission Implying an Accretion Disk and Massive Black-Hole in the Active Galaxy MCG:-6-30-15 ». *Nat.*, 375:659–+, juin 1995.

[169] F. Tavecchio, L. Maraschi, E. Pian et coll. « Theoretical Implications from the Spectral Evolution of Markarian 501 Observed with BeppoSAX ». *ApJ*, 554:725–733, juin 2001.

[170] THEMISTOCLE Collaboration, P. Baillon, L. Behr et coll. « Gamma ray spectrum of the Crab nebula in the multi TeV region k20 ». *Astroparticle Physics*, 1:341–355, décembre 1993.

[171] D. J. Thompson, C. E. Fichtel, D. A. Kniffen et coll. « SAS-2 high-energy gamma-ray observations of the VELA pulsar. II ». *ApJL*, 214:L17+, mai 1977.

[172] C. M. Urry. « Multiwavelength properties of blazars ». *Astroparticle Physics*, 11:159–167, juin 1999.

[173] C. M. Urry et P. Padovani. « Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei ». *PASP*, 107:803–+, septembre 1995.

[174] V. V. Vassiliev. « Extragalactic background light absorption signal in the TeV gamma-ray spectra of blazars. ». *Astroparticle Physics*, 12:217–238, janvier 2000.

[175] Ph. Véron. « Les quasars ». *Encyclopædia Universalis*, 19:375–379, 1995.

[176] S. Vorobiov. *Observations de la nébuleuse du Crabe de 1996 à 2002 avec le télescope à effet Tcherenkov atmosphérique CAT et mise en œuvre d'une nouvelle méthode d'analyse des gerbes atmosphériques.* Thèse de doctorat de l'École Polytechnique, Paris, janvier 2004.

[177] P. M. Wallace, N. J. Griffis, D. L. Bertsch et coll. « A Systematic Search for Short-Term Variability of EGRET Sources ». *ApJ*, 540:184–191, septembre 2000.

[178] T. C. Weekes. « VHE Astronomy Before the New Millennium ». Dans *American Institute of Physics Conference Series*, pages 3–16, 2000.

[179] T. C. Weekes. « TeV Gamma-ray Observations and the Origin of Cosmic Rays: I ». Dans *Plenary Talk at the 28th International Cosmic Ray Conference (Tsukuba, Japan)*, décembre 2003. Astro-ph/0312179.

[180] T. C. Weekes. « The Atmospheric Cherenkov Imaging Technique for Very High Energy Gamma-ray Astronomy ». Dans *Lectures given at the International Heraeus Summer School on Physics with Cosmic Accelerators, Bad Honnef, Germany, July 5-16, 2004*, août 2005. Astro-ph/0508253.

[181] N. R. Wild, R. W. Clay et B. R. Dawson. *Infra-red Cloud Monitor. Installation and operating Manual for engineering Array.* Note de l'Université d'Adélaide, Australie, décembre 1999.

[182] E. L. Wright. « DIRBE minus 2MASS: Confirming the Cosmic Infrared Background at 2.2 Microns ». *ApJ*, 553:538–544, juin 2001.

[183] G. T. Zatsepin et V. A. Kuz'min. « Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays ». *JETP Letters*, 4:78+, 1966.

Glossaire

AGILE [85]	*Astro-rivelatore gamma a immagini leggero*
AGN	*Active galactic nucleus*, noyau actif de galaxie
al	année-lumière, unité de longueur égale à la distance parcourue par la lumière en un an, 1 al $= 0,95 \times 10^{16}$ m $= 0,31$ pc
AMS 02	*Alpha Magnetic Spectrometer 02*
ASGAT	Astronomie gamma à Thémis
ASM	*All sky monitor*
baryon	fermion constitué de trois quarks (faisant partie de la classe des hadrons)
basse énergie	domaine d'émission compris entre 2 et 10 MeV
BATSE	*Burst and transient source experiment*
BLR	*Broad line region*, région des raies larges dans l'émission des noyaux actifs de galaxie
boson	particule de spin entier
c	3×10^8 $\mathrm{m\,s^{-1}}$, vitesse de la lumière
carte FADC	carte *Flash analog-digital converter*, numérisant le signal analogique reçu de CELESTE à la fréquence de 940 MHz
CACTUS	*Converted atmospheric Cherenkov telescope using Solar-2*
CANGAROO	*Collaboration of Australia and Nippon for a gamma-ray observatory in the Outback*
CAT	*Cherenkov array at Thémis*
CCD	*Charged coupled device*
CEA	Commissariat à l'énergie atomique
CELESTE	*Cherenkov low energy sampling and timing experiment*
CENBG	Centre d'études nucléaires de Bordeaux Gradignan
CGRO	*Compton gamma-ray observatory*
CNRS	Centre national de la recherche scientifique
COMIS/TTM	*Coded mask imaging spectrometer*
COMPTEL	*Imaging Compton telescope*
CORSIKA	*Cosmic ray simulations for KASCADE*, code utilisé dans cette étude pour simuler les observations de CELESTE
COS-B	*Cosmic ray satellite B*
dc	*digital count*, unité de pas codeur

déclinaison	angle entre le plan équatorial de la Terre et l'objet considéré dans le ciel au méridien du lieu d'observation
dégénérescence d'un ensemble de particules	état pour lequel la densité des particules atteint un seuil limite correspondant à une distance minimale entre les particules
diffusion de Thomson-Rayleigh	interaction d'un photon incident avec les électrons de l'atome qui se mettent à osciller en phase avant d'émettre un photon de même énergie que le photon incident
e	$1,6 \times 10^{-19}$ C, charge électrique de l'électron
e^- / e^+	électron / positon
ε_0	$8,85 \times 10^{-12}$ F m^{-1}, permittivité diélectrique du vide
EC	*External Compton*
EDF	Électricité de France
effet photo-électrique	absorption d'un photon par un électron atomique et l'émission de cet électron de l'atome
EGRET	*Energetic gamma-ray experiment telescope*
ESA	*European space agency*
eV	électronvolt, unité d'énergie définie par l'énergie d'un électron soumis à une différence de potentiel de 1 V, 1 eV = $1,6 \times 10^{-19}$ J
fermion	particule de spin demi-entier
γ	facteur de Lorentz, $\gamma = \sqrt{\frac{1}{1-\frac{v^2}{c^2}}}$; signe également utilisé pour représenté un photon (de n'importe quelle énergie)
GBM	GLAST *burst monitor*
GLAST	*Gamma-ray large area space telescope*
GRAAL	*Gamma-ray astronomy at Almería*
GPS	*Global positioning system*
h	$6,63 \times 10^{-34}$ J s, constante de Planck
$\hbar$	$\frac{h}{2\pi} = 1,05 \times 10^{-34}$ J s $= 6,58 \times 10^{-22}$ MeV s, constante de Planck réduite
hadron	particule soumise à l'interaction forte
haute énergie	domaine d'émission compris entre 1 et 1 000 GeV
HBL	*High-frequency BL objects*
HEGRA	*High energy gamma-ray astronomy*
héliostat	miroir utilisé par les centrales solaires pour réfléchir la lumière du Soleil et la rediriger vers la chaudière génératrice d'électricité
HESS	*High energy stereoscopic system*
IBIS	*Imager on board* INTEGRAL *satellite*
IN2P3	Institut national de physique nucléaire et de physique des particules
INTEGRAL	*International gamma-ray astrophysics laboratory*
ISS	*International space station*
KASCADE	*Karlsruhe shower core and array detector*

laser	*Light amplification by stimulated emission of radiation*
LAT	*Large area telescope*
LBL	*Low-frequency BL objects*
lepton	particule de spin demi-entier insensible à l'interaction forte
LIDAR	*Light detection and ranging*, appareil ayant permis l'évaluation de l'extinction atmosphérique à Thémis
luminosité bolométrique	puissance totale d'un astre rayonnée dans tout le spectre électromagnétique dans la direction de l'observateur
$M_\odot$	2×10^{30} kg, masse solaire
m_e	$9,1 \times 10^{-31}$ kg, masse de l'électron
MAGIC	*Major atmospheric gamma imaging Cherenkov telescope*
MILAGRO	*Multiple institution Los Alamos gamma-ray observatory*
méson	hadron de spin entier (faisant partie de la classe des bosons)
MJD	*Modified julian date*
Monte-Carlo	technique de simulation consistant à reproduire des événements étudiés, connaissant leurs lois d'apparition stochastiques, auxquels on fera subir ensuite le même traitement d'analyse qu'aux événements expérimentaux
moyenne énergie	domaine d'émission compris entre 200 MeV et 1 GeV
NASA	*National aeronautics and space administration*
NLR	*Narrow line region*, région des raies étroites dans l'émission des noyaux actifs de galaxie
ondes d'Alfvén	résultat du couplage des ondes électromagnétiques et acoustiques se propageant dans un plasma
OSO	*Observer solar observatory*
OSSE	*Oriented scintillation spectrometer experiment*
parallaxe annuelle	angle sous lequel, d'un objet observé, on verrait une longueur de 1 ua perpendiculaire à la direction d'observation
pc	parsec (contraction de parallaxe seconde), unité de longueur égale à la distance d'un astre dont la parallaxe annuelle serait de $1''$, 1 pc = $3,1 \times 10^{16}$ m = 3,26 al
pe	photo-électron, unité du signal électrique reçu en sortie des photomultiplicateurs correspondant au nombre d'électrons arrachés à la photocathode par effet photo-électrique
plasma	gaz ionisé
PM	photomultiplicateur
rayon cosmique	particule ou noyau chargé d'origine cosmique (proton, électron, noyau d'hélium ou d'élément plus lourd)
r_e	$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2} = 2,8 \times 10^{-15}$ m, rayon classique d'un électron
R_S	rayon de Schwarzschild ou rayon critique en dessous duquel plus rien ne peut s'échapper d'un astre
RXTE	*Rossi X-ray timing explorer*
SAS-2	*Small astronomy satellite 2*
BeppoSAX	*Beppo Satellite per astronomia X*

SIGMA	Système d'imagerie gamma à masque aléatoire
SNR	*Supernova remnant*, reste de supernova
SPI	*Spectrometer for* INTEGRAL
SSC	*Synchrotron self-Compton*
σ_{T}	$\frac{8\pi}{3}{\mathrm{r_e}}^2 = 6,6 \times 10^{-29}$ m^2, section efficace de diffusion de Thompson
STACEE	*Solar tower atmospheric Cherenkov effect experiment*
TCP / IP	*Transmission control protocol / internet protocol*, protocole de communication entre les différents programmes d'acquisition de CELESTE
transit	instant de passage d'une source sur le méridien du lieu d'observation
très haute énergie	domaine d'émission compris entre 1 000 et 10^6 GeV
trou noir	corps dont la densité est si élevée que la vitesse de fuite à sa surface est supérieure à la vitesse de la lumière ; rien ne peut donc s'en échapper
TU	Temps universel
ua	unité astronomique égale à la distance Terre – Soleil, 1 ua $= 1,5 \times 10^{11}$ m
VERITAS	*Very energetic radiation imaging telescope array system*
X_0	304 m, longueur de radiation de l'air dans les conditions standard de température et de pression

85. Le typographe averti aura noté la suppression volontaire des points séparant les lettres des sigles dans un souci d'allégement du texte.

Index

Table des matières

Table des figures

Liste des tableaux