



**HAL**  
open science

# Contribution à la compréhension des noyaux actifs de galaxies en rayons $\gamma$

David Sanchez

► **To cite this version:**

David Sanchez. Contribution à la compréhension des noyaux actifs de galaxies en rayons  $\gamma$ . Astrophysique [astro-ph]. Université Savoie Mont Blanc, 2022. tel-03737968

**HAL Id: tel-03737968**

**<https://theses.hal.science/tel-03737968>**

Submitted on 25 Jul 2022

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

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

**UNIVERSITÉ SAVOIE MONT BLANC**

Mémoire présenté par

**David Sanchez**

pour obtenir le diplôme de

**Habilitation à Diriger des Recherches**

Spécialité: Physique des Particules

# **Contribution à la compréhension des noyaux actifs de galaxies en rayons $\gamma$**

Soutenu le 02/03/2022 devant le Jury composé de :

Buskalic DAMIR	(LAPP, Annecy)	<i>Examineur</i>
Henri GILLES	(IPAG, Grenoble)	<i>President du Jury</i>
Klein KARL-LUDWIG	(OBSPM, Meudon)	<i>Rapporteur</i>
Lemoine MARTIN	(IAP, Paris)	<i>Rapporteur</i>
Lott BENOIT	(CENBG, Bordeaux)	<i>Rapporteur</i>

À ma femme, mes enfants

## Préambule

J'ai commencé mon parcours en recherche en 2007 au laboratoire Leprince-Ringuet sous la direction de Berrie Giebels. Membre de la collaboration *Fermi* lorsque le satellite a été lancé en 2008, j'ai eu la chance de travailler sur les premières données prises. Durant ces 3 années et par la suite, ma recherche s'est tournée vers les noyaux actifs de galaxies (AGN en anglais) mais aussi sur des sujets connexes comme le fond diffus infra-rouge (EBL en anglais). Ayant effectué un post-doctorant au Max-Planck Institute für Kernphysik, j'ai eu la possibilité d'apprendre en détail la technique d'analyse Cherenkov au sein de la collaboration H.E.S.S. tout en continuant à travailler avec les données *Fermi*. Durant cette période, j'ai pu m'impliquer dans l'analyse et le développement du software de la collaboration. J'ai aussi commencé le développement d'un outil public facilitant l'analyse des données *Fermi* et disponible pour la communauté.

Depuis 2013, je suis dans le groupe astrogamma du LAPP, tout d'abord en tant que post-doctorant puis en tant que chercheur permanent au CNRS. Durant cette période, j'ai pris des responsabilités au sein de la collaboration H.E.S.S. et notamment en tant que responsable adjoint du groupe extragalactique. J'ai aussi effectué des travaux pour la collaboration comme des analyses en cross-check et participé à l'amélioration du software de H.E.S.S.

Au sein du LAPP, j'ai encadré avec Giovanni Lamanna, la thèse de Jill Chevalier sur les noyaux actifs de galaxies. Jill a notamment travaillé dans la collaboration H.E.S.S. sur la variabilité des AGN aussi bien en rayons gamma qu'à plus basse énergie. Depuis 2017, je donne des cours à l'USMB et notamment un cours d'introduction à l'astronomie gamma d'un niveau L3 que nous avons mis en place au LAPP.

Le LAPP est très impliqué dans la collaboration CTA aussi bien dans le groupe *Data Management* que dans la construction des grands télescopes de CTA (LST). J'ai ainsi pris la responsabilité de secrétaire pour la rédaction du *Technical Design Report* du Data Management de CTA. Depuis 2019, je participe plus activement au commissioning de LST-1, construit sur l'île de La Palma et notamment avec mon étudiant Mathieu de Bony. Ainsi, nous avons la responsabilité de la mesure et de la définition du modèle de déformation du télescope utilisé pour améliorer le pointé de celui-ci.

Depuis un an, je suis aussi responsable du groupe H.E.S.S. au sein du laboratoire et j'ai actuellement sous ma direction un doctorant et deux post-doctorants. J'ai régulièrement participé à la fête de la science et aux événements reliés à celle-ci organisés par le LAPP. Dans ce cadre, nous avons mis en place une animation avec le groupe Virgo pour l'anniversaire des 40 ans du LAPP. En 2020, j'ai aussi co-écrit un exemplaire de la série *l'encyclopédie de l'astronomie et de l'espace* consacré au ciel à haute énergie.

Ce document est divisé comme suit : La première partie est une introduction sur l'astronomie Gamma (Chapitre 1). Ensuite dans le Chapitre 2, je discute des noyaux actifs de galaxies plus en détail et présente certaines de mes contributions. Ce chapitre présente une partie technique sur les simulations H.E.S.S. effectuées avec Jill Chevalier entre autre durant sa thèse ainsi que la première mesure d'une source extragalactique étendue : Centaurus A. Une partie importante de mon travail sur le fond diffus extragalactique est présenté ensuite dans le Chapitre 4. J'ai aussi voulu résumer le travail effectué par Jill Chevalier sous ma direction qui consistait en l'étude de la variabilité de PKS 2155-304 (Chapitre 5). Enfin, le Chapitre 5.7 présente ce vers quoi je me dirige en terme de sujet de recherche ainsi que les premiers travaux effectués au sein de la collaboration LST.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Les noyaux actifs de galaxies : monstres de l'Univers non-thermique</b>	<b>5</b>
1.1	Un peu d'Histoire . . . . .	6
1.2	Qu'est-ce qu'un AGN? . . . . .	7
1.2.1	Classification moderne . . . . .	7
1.2.2	Source d'énergie et disque . . . . .	10
1.2.3	La question du jet . . . . .	11
1.3	La classe des blazars . . . . .	12
1.3.1	FSRQ et BL Lac . . . . .	12
1.3.2	La sequence Blazars . . . . .	12
1.3.3	Radio Galaxies et Blazars . . . . .	13
1.3.4	Variabilité . . . . .	14
1.3.5	Modèles d'émission électromagnétique . . . . .	15
1.4	L'astronomie $\gamma$ , un domaine de la physique jeune . . . . .	16
1.4.1	Des premières observations à la génération actuelle . . . . .	17
1.4.2	Dans l'espace : Le Large Area Telescope (LAT) . . . . .	19
1.4.3	Technique Cherenkov . . . . .	21
1.4.4	High Energy Stereoscopic System H.E.S.S. . . . . .	23
1.5	Propagation des photons en astronomie $\gamma$ . . . . .	24
<b>2</b>	<b>Les noyaux actifs de galaxies en rayons gamma</b>	<b>26</b>
2.1	État des lieux . . . . .	27
2.2	Vers d'autres types de blazars . . . . .	29
2.2.1	Le HBL typique : PKS 2155-304 . . . . .	30
2.2.2	"Simultaneous observations of the blazar PKS 2155-304 from Ultra-Violet to TeV energies." . . . . .	31
2.2.3	AP Librae, premier LBL vu au TeV . . . . .	46
2.2.4	"From radio to TeV : the surprising spectral energy distribution of AP Librae" . . . . .	48
2.2.5	Le HBL extrême : 1ES 0229+200 . . . . .	60
2.2.6	Propositions d'observations : Séquence blazar . . . . .	63
<b>3</b>	<b>Résoudre le jet à l'échelle du kpc : Centaurus A</b>	<b>66</b>
3.1	Centaurus A, la radio galaxie voisine . . . . .	67
3.1.1	Lobes radio géants . . . . .	67
3.1.2	Jets sur les échelles du kpc . . . . .	67
3.2	Émission gamma . . . . .	69
3.3	Observations aux THE avec H.E.S.S. . . . . .	70
3.3.1	Meilleures simulations de l'instrument H.E.S.S. : run par run . . . . .	70

3.3.2	Analyse des données prises sur Centaurus A et vérification . . . . .	74
3.3.3	"Resolving acceleration to very high energies along the jet of Centaurus A" . . . . .	75
<b>4</b>	<b>Propagation des photons : le fond diffus infrarouge</b>	<b>89</b>
4.1	Extragalactic Background Light, EBL . . . . .	90
4.2	Mesure et contrainte sur l'EBL . . . . .	92
4.3	Évidence d'une absorption due à l'EBL . . . . .	92
4.3.1	Cassure spectrale GeV-TeV . . . . .	92
4.3.2	"Evidence for a cosmological effect in $\gamma$ -ray spectra of BL Lacertae" . . . . .	94
4.3.3	Quelques conclusions . . . . .	104
4.4	Mesure de l'EBL avec les données $\gamma$ et notamment de l'expérience HESS . . . . .	104
4.5	L'éruption de PG 1553+113 : mesure de son redshift . . . . .	106
4.5.1	PG 1553+113 . . . . .	106
4.5.2	"The 2012 Flare of PG 1553+113 seen with H.E.S.S. and <i>Fermi</i> -LAT . . . . .	112
4.5.3	Test du prior sur le redshift . . . . .	127
<b>5</b>	<b>Variabilité des blazars</b>	<b>129</b>
5.1	Définition et mesure . . . . .	130
5.2	Variabilité en fonction de l'énergie . . . . .	132
5.3	Variabilité en fonction du flux . . . . .	133
5.4	Quasi-Périodicité . . . . .	134
5.5	Étude de population . . . . .	134
5.6	Observations long-terme du HBL PKS 2155-304 . . . . .	135
5.6.1	Résultat <i>Fermi</i> -LAT et H.E.S.S. . . . . .	135
5.6.2	"Variability studies and modeling of the blazar PKS 2155-304 in the light of a decade of multi-wavelength observations" . . . . .	135
5.7	Conclusions . . . . .	148
5.8	Cherenkov Telescope Array CTA . . . . .	153
5.8.1	Design et sensibilité des réseaux . . . . .	153
5.8.2	Small-Sized Telescopes (SST) . . . . .	153
5.8.3	Medium-Sized Telescopes (MST) . . . . .	154
5.8.4	Large-Sized Telescopes (LST) : construction du LST-1 . . . . .	154
5.9	Recherche d'événements transitoires . . . . .	157
5.9.1	Les sursauts gamma aux THE . . . . .	158
5.9.2	Premières observations avec les LST . . . . .	161
5.9.3	Ondes gravitationnelles et lien avec les rayons $\gamma$ . . . . .	162

# Chapitre 1

## Les noyaux actifs de galaxies : monstres de l'Univers non-thermique

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Un peu d'Histoire</b> . . . . .	<b>6</b>
<b>1.2</b>	<b>Qu'est-ce qu'un AGN?</b> . . . . .	<b>7</b>
1.2.1	Classification moderne . . . . .	7
1.2.2	Source d'énergie et disque . . . . .	10
1.2.3	La question du jet . . . . .	11
<b>1.3</b>	<b>La classe des blazars</b> . . . . .	<b>12</b>
1.3.1	FSRQ et BL Lac . . . . .	12
1.3.2	La sequence Blazars . . . . .	12
1.3.3	Radio Galaxies et Blazars . . . . .	13
1.3.4	Variabilité . . . . .	14
1.3.5	Modèles d'émission électromagnétique . . . . .	15
<b>1.4</b>	<b>L'astronomie <math>\gamma</math>, un domaine de la physique jeune</b> . . . . .	<b>16</b>
1.4.1	Des premières observations à la génération actuelle . . . . .	17
1.4.2	Dans l'espace : Le Large Area Telescope (LAT) . . . . .	19
1.4.3	Technique Cherenkov . . . . .	21
1.4.4	High Energy Stereoscopic System H.E.S.S. . . . .	23
<b>1.5</b>	<b>Propagation des photons en astronomie <math>\gamma</math></b> . . . . .	<b>24</b>

---

L'étude des noyaux actifs de galaxies (Active galactic nuclei, AGN en anglais) débute dans la deuxième partie du XX<sup>ème</sup> siècle, notamment grâce aux progrès techniques dans le domaine des observations radio effectués durant la seconde guerre mondiale. À plus hautes énergies, les années 80 voient l'avènement des satellites en rayon X et  $\gamma$  permettant de nombreuses découvertes dans le domaine non-thermique. Au dessus de la centaine de GeV, il faut attendre les années 2000 pour que la troisième génération de télescopes au sol permette les premières détections et des études précises des AGN dans ce domaine.

Monstres de l'Univers, lieu des phénomènes les plus violents, les AGN sont un des candidats pour l'accélération des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Fascinants en eux-mêmes, ils sont aussi des sondes cosmologiques sans pareil, permettant d'étudier le contenu de l'Univers.

## 1.1 Un peu d'Histoire

L'histoire des AGN commence dans les années 40. Les différentes découvertes menèrent à une zoologie et terminologie que chaque personne qui commence à s'intéresser à eux trouvera plutôt compliquée. Ceci est probablement dû au peu de connaissances sur ces sources à l'époque des premières classifications. Par exemple, longtemps, on a cru que les AGN étaient des étoiles notamment de par leur aspect ponctuel. Le nom de quasar ("quasi-stellar") que l'on donne à certains types d'objets en est un reliquat.

Au milieu du siècle dernier, Carl Keenan Seyfert (Seyfert, 1943) effectua les premières mesures spectroscopiques de galaxies spirales possédant un cœur lumineux. Les spectrogrammes qu'il obtint montraient des raies d'émission élargies et avec des décalages Doppler différents (entre 3000 et 8500  $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et bien plus grands que la vitesse de rotation d'une galaxie (de l'ordre de 200  $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Ces objets furent par la suite nommés galaxies Seyfert. En optique, les galaxies Seyfert présentent un cœur ponctuel et très lumineux, bien plus que celui des galaxies "normales" (Fig. 1.1).

Les spectres des galaxies Seyfert présentent des raies larges mais aussi des raies interdites. Une raie interdite, provenant de la désexcitation d'un atome par l'émission d'un photon, n'est pas observée en laboratoire car le coefficient d'émission est très petit et la désexcitation se fera principalement par collision. Dans un milieu astrophysique, elles sont rendues possibles par la faible densité du milieu. Ces raies interdites sont plus fines (environ 100  $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ), indiquant qu'elles proviennent d'un milieu très peu dense (environ  $10^3$  particules par  $\text{cm}^3$ ) et possiblement produites loin du centre de la galaxie. Ces différentes raies sont suffisamment brillantes pour dépasser le continuum émis par la galaxie (Fig. 1.2).

Ce n'est que quelques années plus tard en Mai 1964 que le mot "quasar" fut inventé par l'astrophysicien chinois Hong-Yee Chiu dans la revue Physics Today :

Pour l'instant, le mot plutôt maladroit et indéterminable de "quasi-stellar radio source" est utilisé pour décrire ces objets. Comme la nature de ces objets nous est complètement inconnue, il est difficile de leur donner une nomenclature courte et appropriée, même si leurs propriétés essentielles viennent de leur nom. Par esprit pratique, la forme abrégée "quasar" sera utilisée tout au long de cet article.

— Hong-Yee Chiu, Physics Today, Mai 1964

La naissance de la radio-astronomie, après les avancées de la seconde guerre mondiale, permit de découvrir, dans les années 50, les premières galaxies radio : Centaurus A, M 87 et Cygnus A. L'année 1963 marque une grande découverte avec des observations optiques de la source radio 3C 273. Maarten Schmidt (Schmidt, 1963) obtint un spectre optique en utilisant le



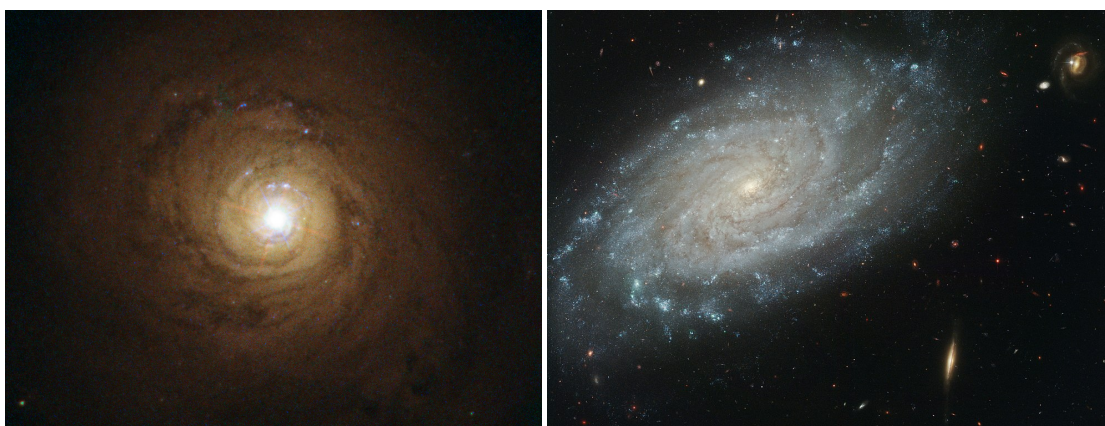


FIGURE 1.1 – Comparaison des images de deux galaxies spirales : À gauche, une galaxie Seyfert, NGC 5548, avec un cœur très brillant et des artefacts de diffraction. À droite, une galaxie non active, NGC 3370, avec un coeur moins lumineux.

télescope Hale du mont Palomar. Les raies d'émission qu'il observa s'avèrent être des raies de Balmer dont le ratio des espacements était changé d'un facteur 1.16. Le redshift ainsi mesuré de  $z = 0.16$  fut la preuve de la nature extragalactique de 3C 273. Dans la foulée, il réalisa avec J. Greenstein que le redshift d'un autre objet, 3C 48 était lui de  $z = 0.37$ , l'un des plus grands mesuré à l'époque.

La question du mécanisme de production de l'énergie est cruciale. Bien qu'apparaissant ponctuels, ces objets produisent une énergie supérieure à celle de notre propre Galaxie dans une taille comparable à celle du système solaire. La fusion thermonucléaire, ayant lieu au cœur des étoiles, ne peut suffire pour produire une telle énergie. La gravité et l'accrétion de matière autour d'un trou noir super massif furent ainsi rapidement proposées comme sources d'énergie pour les quasars (Salpeter, 1964; Shakura & Sunyaev, 1973).

Dans les années 70, les premières observations very long baseline interferometry (VLBI) de 3C 279 et 3C 293 (Cohen et al., 1971; Whitney et al., 1971) permirent avec leur résolution sous le milli-seconde d'arc, de mettre en évidence des structures ayant une vitesse supra-luminique. Ce mouvement apparent, prédit bien avant par Rees (1966), prouve que le mouvement se fait à une vitesse importante, proche de la vitesse de la lumière (ici  $0.71c$ ) et presque co-linéaire à la ligne de visée.

Une décennie plus tard, les observations en rayons X, notamment par le télescope *Einstein* (HEAO, *High Energy Astrophysical Observatory*) commencèrent. Les propriétés communes entre les galaxies Seyfert, les quasars et les radio-galaxies poussèrent à conclure que ces objets abritaient en leur centre un AGN alimenté par l'énergie gravitationnelle.

## 1.2 Qu'est-ce qu'un AGN ?

### 1.2.1 Classification moderne

Bien que minoritaires, les galaxies brillantes en radio furent les premières découvertes et furent nommées galaxies radio-loud ou radio-galaxie en français. Certains AGN, faibles émetteurs en radio, dont la luminosité en UV est plus importante que celle de la galaxie hôte furent nommés galaxies radio-quiet en opposition aux galaxies radio-loud. Cette dichotomie, radio-loud

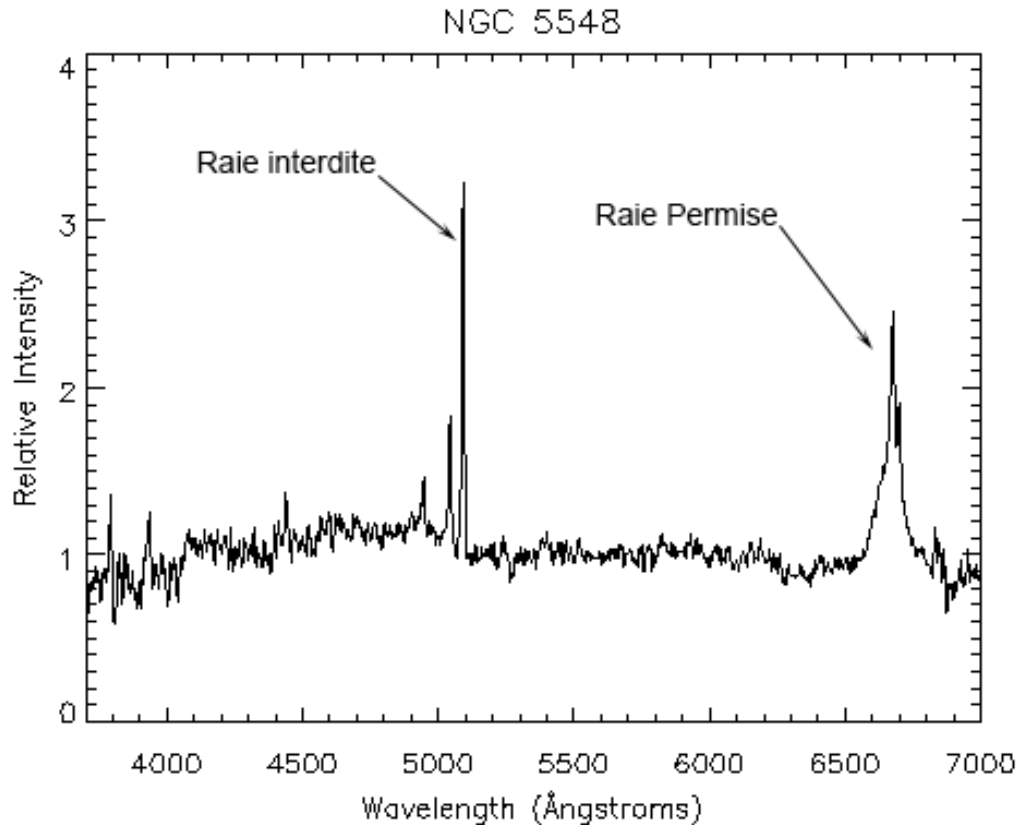


FIGURE 1.2 – Spectre de la galaxie NGC 5548 présentant une raie interdite et une raie permise plus large (Hydrogène  $\alpha$ ). Voir <http://depts.washington.edu/astroed/HubbleLaw/galaxies.html> pour plus d'informations.

- radio-quiet est la principale classification des AGN (Fig. 1.3). La séparation est définie par le ratio  $R = L_{5\text{GHz}}/L_B$  de la luminosité à 5 GHz et de celle dans la bande B (bande bleue dans le système photométrique UBVRIJHKLMNQ). Ainsi si  $R > 10$ , l'AGN est radio-loud, ce qui représente 10 % des AGN. La brillance en radio est associée à la présence d'un jet relativiste alimenté par le noyau central, les AGN radio-quiet n'en possédant pas. Cette différence pourrait provenir de la rotation du trou noir que l'on quantifie par le ratio du moment angulaire  $a$  et de la masse  $M$  (Fig. 1.5).

Fanaroff & Riley (1974) ont établi une classification des AGN radio-loud basée sur la morphologie du jet et la puissance radio. Deux classes de radio-galaxies peuvent ainsi être construites (Fig. 1.4) : les Fanaroff-Riley 1 (FR-I) possèdent un jet lumineux et la distance entre les deux points les plus brillants est moindre que la moitié de la structure totale. L'émission est maximale proche du noyau central et va en décroissant avec la distance. A contrario, les points chauds des Fanaroff-Riley 2 (FR-II) sont plus distants du centre et le jet est collimaté et faible. On note la présence de points chauds dans les lobes radio, loin du noyau et dominant l'émission totale du jet.

Autour de la partie centrale, sont présents des nuages rapides ( $3000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ) nommés Broad

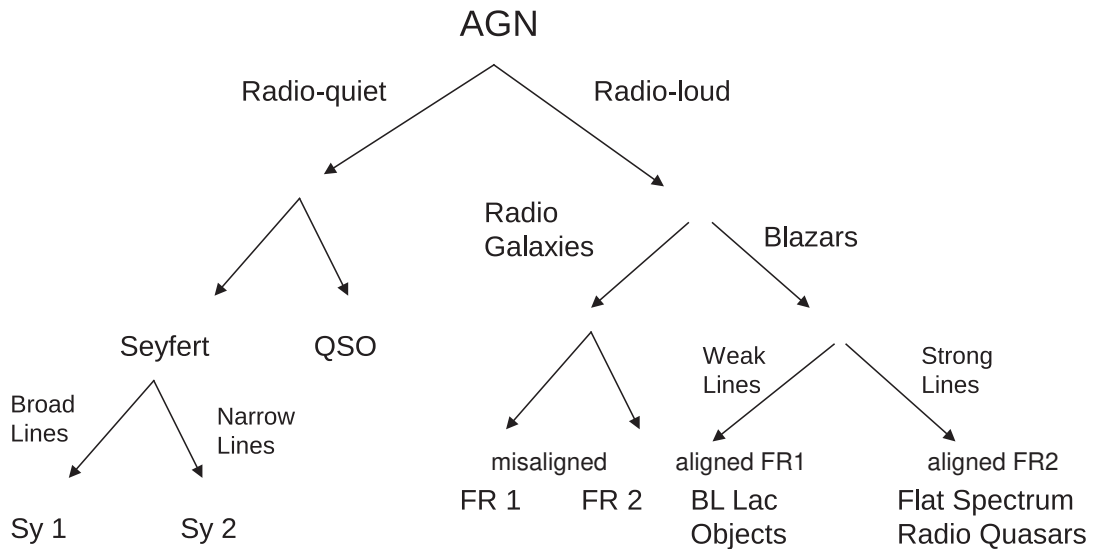


FIGURE 1.3 – Classification des AGN. La principale dichotomie provient de la brillance en radio. Des sous-divisions sont créées basées sur la présence de lignes optiques. Extrait de Dermer & Giebels (2016).

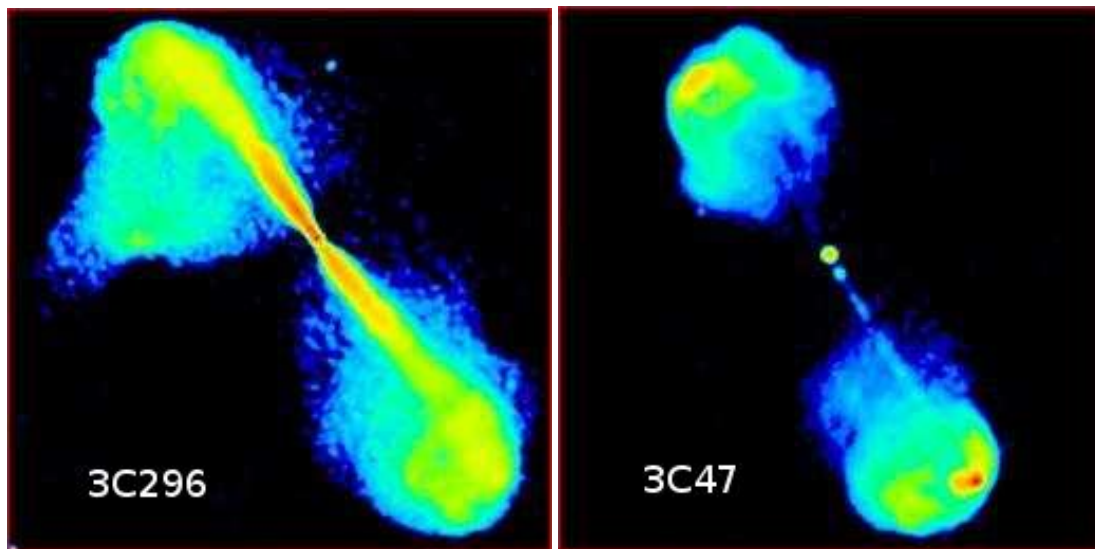


FIGURE 1.4 – À gauche : la galaxie 3C 296 de type FR-I. À droite 3C 47, une galaxie FR-II. La différence de morphologie, visible ici, est la base de la séparation de ces deux classes.

Line Region, BLR. Éclairés par le disque et le jet, ils réémettent de la lumière et notamment les raies permises, larges avec des variations rapides. On pense ainsi que les BLR sont proches du trou noir, rapides et denses. Plus loin (100 parsecs), les Narrow Line Region, NLR sont plus diffuses ( $10^3$  particules  $\text{cm}^{-3}$ ), plus lentes (300-500  $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ), ce qui permettrait l'émission des raies interdites observées dans le spectre. De manière générale, ces zones fournissent, par ré-

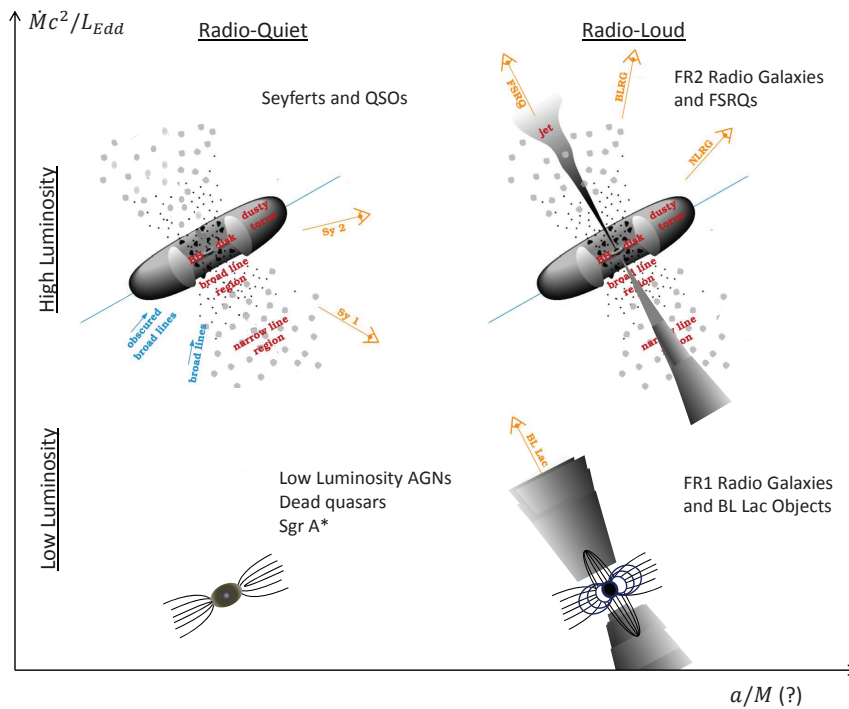


FIGURE 1.5 – Schéma d'unification des AGN. Extrait de Dermer & Giebels (2016).

flexion, une source de photons peu énergétiques qui peut interagir avec les particules chargées du jet.

Les AGN lumineux (Seyfert, FR-II, FSRQ, etc...) présentent un disque d'accrétion émettant dans l'UV, des zones BLR et NLR brillantes. Autour de ce disque, un tore de matière est présent à plusieurs parsec du trou noir. Les AGN moins lumineux (FR-I, BL Lac) ne possèdent peu ou pas de BLR et NLR et un disque peu ou pas lumineux.

Ainsi, les différentes classes d'AGN peuvent être comprises comme un même type d'objet mais vues sous des angles différents (Fig. 1.5). Par exemple, les galaxies Seyfert sont divisées en 2 types : les types 1 ont des raies d'émission aussi bien larges que fines (associées aux BLR et NLR) tandis que les types 2 n'ont que des lignes fines. Ceci s'explique par le fait que le tore de matière absorbe l'émission des BLR. En effet, on détecte ces BLR en lumière polarisée à travers le tore. Dans les deux types, la lumière des NLR, plus lointaines que les BLR, n'est pas interceptée par ce tore.

### 1.2.2 Source d'énergie et disque

Les Galaxies Seyfert peuvent être 100 fois plus lumineuses que notre Voie lactée et les quasars les plus brillants 10 à 1000 fois plus brillants que celles-ci. Comme mentionné auparavant, il a été évident rapidement que la seule source d'énergie possible pour un AGN est d'origine gravitationnelle. L'efficacité d'un tel processus est de l'ordre de 10 % et l'énergie libérée chauffe la matière du disque qui émet autour de  $10^{15}$  Hz (UV).

La luminosité du disque dépend du taux d'accrétion  $\dot{M}$  par la relation  $L = \eta\dot{M}c^2$ , avec des valeurs pour l'efficacité  $\eta$  de l'ordre de 0.1. Une limite sur la luminosité du disque, la lu-

miniosité d'Eddington, peut être déduite. Celle-ci correspond au point où la pression radiative contre-balance la gravité. Elle ne dépend que de la masse du trou noir (Ghisellini, 2012)  $L_{edd} = 1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \text{erg s}^{-1}$ . Ainsi le rapport  $\dot{M}c^2/L_{edd}$  permet de faire la distinction entre les AGN très lumineux ou peu lumineux. Ce phénomène limite aussi la masse absorbée par les trous noirs, les plus massifs ne pouvant pas grossir plus que deux masses solaires par an. Ceci pose ainsi la question de la formation de ces trous noirs supermassifs mais celle-ci ne sera pas abordée dans ce manuscrit.

### 1.2.3 La question du jet

Le jet relativiste est le lieu des phénomènes les plus violents. Son lancement, sa composition, les mécanismes en jeu dans son émission électromagnétique, comment il reste collimaté sur plusieurs Mpc sont autant de questions majeures concernant les AGN. Ces jets relativistes ne sont pas l'apanage des AGN mais se rencontrent dans différentes sources dans l'Univers comme les microquasars, les supernovæ ou les sursauts gamma. La figure 1.6, extraite de Blandford et al. (2019), présente les différentes échelles dans le jet ici pour le cas de M 87.

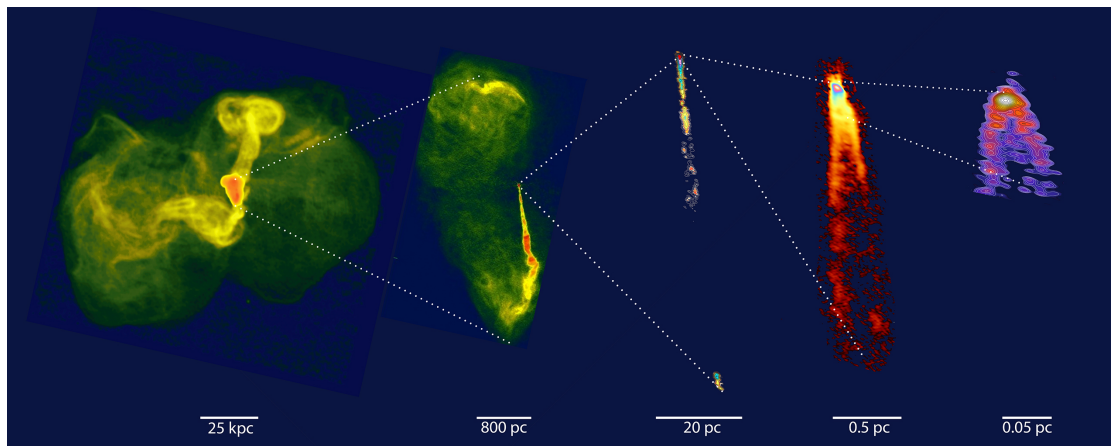


FIGURE 1.6 – Les différentes échelles au sein du jet, ici M 87. Extrait de Blandford et al. (2019).

Plusieurs mécanismes ont été invoqués pour former un jet de plasma relativiste (voir Marat Gilfanov, 2002, pour une revue). Aujourd'hui, les modèles magnétohydrodynamiques (MHD) sont le plus souvent utilisés. Afin d'accélérer un jet, il faut un corps attirant la matière qui sera par la suite éjectée, un champ magnétique poloidal et un mouvement de rotation différentiel qui produira un champ magnétique en hélice. Le résultat dépend de l'importance relative du champ magnétique, de la densité de plasma et de la rotation. Il est alors possible d'obtenir soit des vents larges et non collimatés soit des jets très collimatés et rapides.

L'extraction de l'énergie peut se faire au niveau du disque autour du trou noir. Celui-ci est magnétisé et les lignes de champ sont ancrées au disque produisant l'éjection du plasma par accélération centrifuge. Ce mécanisme théorisé par Blandford & Payne (Blandford & Payne, 1982), permet la création de jet très collimaté.

En 1977, Blandford et Znajek proposent un autre mécanisme dans lequel l'énergie est extraite de la rotation du trou noir lui-même qui sert alors de réservoir d'énergie. En ralentissant, un trou noir de Kerr génère en effet un champ électrique donné par  $10^7 \frac{M}{M_{\odot}} \frac{B}{1 \text{ Gauss}} \text{ V}$ . L'extraction du moment angulaire, connue sous le nom de Processus Blandford-Znajek (Blandford & Znajek,

1977), produit une énergie comparable à celle du processus de Blandford-Payne. Néanmoins, le processus Blandford-Znajek ne peut avoir lieu que proche d'un trou noir et ne peut donc pas expliquer les jets dans d'autres types d'objets.

La composition du jet est aussi inconnue. Il existe deux possibilités : un jet purement leptonique ou un jet hadro-leptonique. La première hypothèse a le défaut de produire un jet léger et sujet aux importantes pertes radiatives. Dans le cas d'un jet hadro-leptonique, la puissance nécessaire pour accélérer le jet est, quant à elle, plus importante.

## 1.3 La classe des blazars

Dans le modèle d'unification, un type d'AGN se distingue par le fait que le jet pointe vers la Terre. Appelés blazars - contraction de blaze et quasar - on distingue deux classes de nos jours. Les flat spectrum radio quasar (FSRQ) et les BL Lac, nommés d'après une source variable que l'on crut être une étoile, BL Lacertae.

### 1.3.1 FSRQ et BL Lac

En 1978, s'est tenue une conférence fondatrice : "Pittsburg conference on BL Lac objects". Durant cette conférence, le lien entre les FSRQ et les BL Lac fut établi et le nom de blazar fut trouvé par Ed Spiggle durant le dîner de conférence.

Blandford et Rees proposèrent aussi que l'émission continue des BL Lac provienne de l'émission synchrotron d'électrons présents dans un jet relativiste et pointant vers la Terre. Les effets relativistes augmentant ainsi la luminosité des BL Lac et réduisant les temps caractéristiques de variabilité.

Dans un diagramme à bande large (Spectral Energy Distribution, SED), c'est-à-dire  $\nu f(\nu)$  en fonction de l'énergie, les blazars présentent deux pics. Le premier se place entre la radio et les rayons X et le second à plus haute énergie entre le GeV et le TeV. Récemment, une nouvelle classification des blazars fut introduite qui possède l'avantage de ne pas séparer FSRQ et BL Lac et est uniquement basée sur la détermination de la position du pic synchrotron :

- low-synchrotron-peaked blazar (LSP),  $\nu_{\text{pic}}^S < 10^{14}$  Hz,
- intermediate-synchrotron-peaked blazar (ISP), avec  $10^{14}$  Hz  $< \nu_{\text{pic}}^S < 10^{15}$  Hz
- high-synchrotron-peaked blazar (HSP) avec  $\nu_{\text{pic}}^S > 10^{15}$  Hz.

Les études statistiques des populations de blazars permettent de mettre en évidence certaines corrélations et ce notamment grâce aux données du *Fermi*-LAT. Une excellente revue a été faite par Dermer & Giebels (2016).

### 1.3.2 La séquence Blazars

Proposée en premier lieu par Fossati et al. (1998), la séquence blazar repose sur une anti-corrélation entre la luminosité au pic synchrotron ( $L_{\text{peak}}$ ) et la fréquence de celui-ci ( $\nu_{\text{peak}}$ ) (voir figure 1.7, à gauche). Basée sur un catalogue de 48 objets, cette corrélation est connue sous le nom de séquence blazar par analogie à la séquence stellaire. Cette séquence stipule un continuum entre les sources les plus lumineuses et celles qui émettent à plus haute énergie que l'on représente souvent par la figure 1.7, à droite.

Très controversée, celle-ci a fait l'objet de nombreuses discussions et revisites avec des catalogues de plus en plus importants et complets. Un des principaux problèmes de la publication originale était les possibles effets de sélection. La partie haut  $L_{\text{peak}}$  et haut  $\nu_{\text{peak}}$  pouvant être

vide à cause d'un manque de mesure de redshift et la partie bas  $L_{\text{peak}}$  et bas  $\nu_{\text{peak}}$  due au manque de sensibilité des catalogues radio.

Meyer et al. (2011) et plus récemment Keenan et al. (2021), avec plusieurs centaines de sources, argumentent que cette séquence n'existerait pas. En effet, le diagramme  $L_{\text{peak}} - \nu_{\text{peak}}$  présente maintenant des sources dans les régions vides de Fossati et al. (1998). **Les auteurs proposent une nouvelle dichotomie entre des jets forts (aussi nommés type II), accrétant efficacement et des jets faibles (type I), accrétant peu efficacement. La figure 1.8 présente cette dichotomie. La classification de Keenan et al. (2021) propose un nouveau regroupement des radio galaxies et des blazars mais on y retrouve aussi les classifications "historiques". Par exemple, les BL Lac HSP sont inclus dans les types I.**

Les auteurs notent de plus, que les types II ne présentent pas de pic synchrotron au dessus de  $10^{15}$  Hz contrairement aux types I. La dispersion de ces sources dans ce diagramme pouvant se comprendre par la présence de gradients de vitesse dans le jet. De plus, les **objets de type BL Lac, LSP**, principalement dans la zone forte, seraient aussi des types II comme les FSRQ mais mal classifiés.

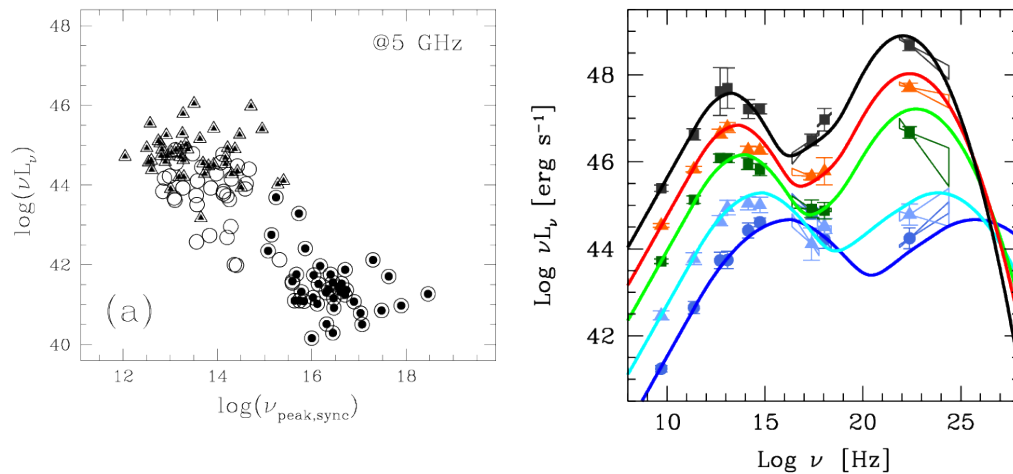


FIGURE 1.7 – Diagrammes illustrant la séquence blazars, issus de Ghisellini et al. (2017). À gauche, la figure originelle  $L_{\text{peak}}$  en fonction de  $\nu_{\text{peak}}$  avec les 48 sources et à droite, la représentation de la séquence blazar en diagramme SED. **Chaque couleur présente un groupe d'objets classés suivant leur luminosité en radio et en rayons X.**

### 1.3.3 Radio Galaxies et Blazars

Les radio galaxies et les blazars sont étroitement liés; les premières étant le pendant non aligné avec la Terre des seconds. On admet souvent que les FR-I forment la classe parent des BL Lac alors que les FR-II sont apparentés aux FSRQ.

La majorité des radio galaxies détectées en rayon  $\gamma$  sont des FR-I, contrepartie des BL Lac. Les modélisations obtenues impliquent une zone d'émission assez large, et avec une vitesse faiblement relativiste ( $\Gamma \approx 1.5 - 2$ ). C'est le cas par exemple pour M 87 (Abdo et al., 2009b) ou NGC 1275 (Abdo et al., 2009a). Ceci tranche avec les valeurs en général dérivées pour les blazars ( $\Gamma > 10$ ) et implique un jet structuré avec différentes régions ayant des vitesses différentes.

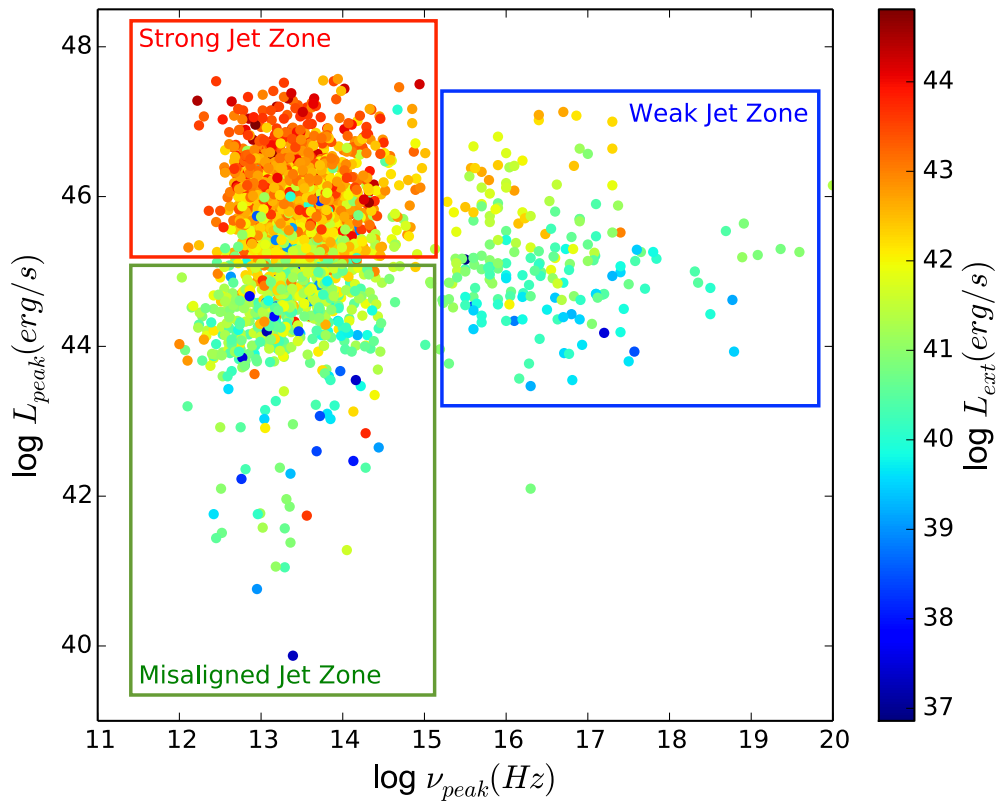


FIGURE 1.8 – Diagramme  $L_{peak} - \nu_{peak}$  extrait de Meyer et al. (2011) et indiquant les zones des jets forts et faibles. Les sources les moins lumineuses étant des galaxies radio et donc misaligned.

### 1.3.4 Variabilité

Les blazars sont des objets variables à toutes les longueurs d'onde et particulièrement en rayon  $\gamma$ . Grâce aux observations d'EGRET, des variations sur une échelle de la journée avaient



été détectées durant une éruption de 3C 279 (Kniffen et al., 1993). Aujourd’hui, le satellite de la NASA, le Large Area Telescope (LAT), a mesuré des variations sur quelques heures, voire moins pour les blazars les plus brillants (3C 454.3, PKS 1222+216, PKS 1510-089 ou 3C 273). Les études des données du LAT montrent que les FSRQ sont cependant bien plus variables que les BL Lac aux énergies du GeV (Abdo et al., 2010c).

Au TeV, avec la génération de télescopes actuelle, des variations sur des échelles de temps de la minute ont été détectées pour différentes sources : PKS 2155-304 (Aharonian et al., 2007a), Mrk501 (Albert et al., 2007b) et Mrk 421 (Fortson et al., 2012). Considérant que l’échelle naturelle de taille dans un blazar est le trou noir supermassif, le temps de parcours de la lumière est donnée par le rayon de Schwarzschild :

$$R_s/c \approx 10^4 M_9 \text{ secondes,}$$

avec  $M_9 = M_{\text{TN}}/10^9 M_\odot$

Des variations, bien inférieures à 3 heures et de l’ordre de la minute sont encore aujourd’hui une énigme. En effet, une telle variabilité ne peut être expliquée que par un boost relativiste avec des facteurs de Lorentz allant jusqu’à  $\Gamma = 100$ . Néanmoins, des observations VLBA (Very Long Baseline Array Lister et al., 2013), entre autres, montrent des vitesses apparentes de l’ordre de  $10c$  (soit  $\Gamma = 10$ ). De plus le nombre de BL LAC par rapport au FR-I est en désaccord avec un facteur de Lorentz grand (Henri & Sauge, 2006).

D’un autre coté, certaines HSP, au flux faible, montrent peu ou pas de variabilité au TeV comme 1ES 0347+121 (Aharonian et al., 2007b) ou 1ES 0229+200 (Aharonian et al., 2007c). Ces objets sont classés par certains auteurs dans une classe nommée *extrême-HBL* du fait que leur pic synchrotron est dans le domaine du keV (Costamante et al., 2018).

### 1.3.5 Modèles d’émission électromagnétique

Les mécanismes d’émission en jeu dans le jet des blazars, question étroitement liée à la composition, restent un mystère. Afin d’expliquer les phénomènes observés, il n’y a cependant pas besoin de faire appel à de la nouvelle physique.

Il fait peu de doute que des électrons relativistes sont présents et émettent un rayonnement synchrotron responsable de la bosse à basse énergie. En interagissant avec le champ magnétique présent dans le jet, les électrons émettent des photons d’énergie  $E_s \approx 3.43 \cdot 10^{-2} \times \gamma^2 \times \frac{B_\perp}{1G}$ . Dans un plasma dominé par les pertes synchrotron, la balance entre accélération et pertes empêche d’avoir une émission synchrotron au dessus de  $\approx 70$  MeV - et ceci pour les chocs les plus efficaces - et ce quel que soit le champ magnétique (de Jager et al., 1996). Ainsi les blazars ne sont pas des accélérateurs très efficaces puisque le maximum atteint par l’émission synchrotron est de l’ordre de la dizaine de keV.

Il reste la question des plus hautes énergies. L’origine de l’émission au dessus du keV et en rayon  $\gamma$  reste inconnue et c’est sur ce point que les différents modèles divergent. Depuis les premières observations du satellite EGRET et plus récemment avec le *Fermi*-LAT mais aussi grâce aux données des télescopes Cherenkov au sol, la partie à haute énergie est de mieux en mieux contrainte. Ceci mena à d’énormes efforts dans la modélisation des blazars. Deux grandes classes de modèles émergent dans la littérature.

Les modèles leptoniques invoquent la même population d’électrons produisant des photons par processus inverse-Compton. Le champ de photons cibles peut aussi bien être directement les photons synchrotron - on parle alors de modèle synchrotron self-Compton ou SSC (Band & Grindlay, 1985) - ou un champ externe - modèle Compton externe (Dermer & Schlickeiser, 1993). Ce champ externe peut provenir du disque d’accrétion ou des nuages entourant le trou noir. Cette dernière classe de modèle est souvent invoquée pour expliquer l’émission des FSRQ.

En effet, ceux-ci présentent des disques d'accrétion lumineux et des signatures d'émission thermiques, possibles sources externes au jet de photons (Sikora et al., 1994). Ces processus profitent des effets relativistes car la zone d'émission se déplace avec un facteur Doppler  $\Gamma$  ce qui augmente le refroidissement par pertes inverse-Compton et la dominance de la seconde composante dans les SED des FSRQ. Les BL Lac, quant à eux, possédant un jet avec un environnement pauvre en photons mous, sont, en général, bien expliqués par un modèle SSC.

Un des atouts des modèles leptoniques est qu'ils permettent naturellement de reproduire la variabilité rapide (jusqu'à la minute) des blazars en invoquant soit la présence de "jet dans le jet" ou de reconnexion magnétiques. Néanmoins, pour certains BL Lac, dont le spectre au TeV est très dur, cette classe de modèle a quelques difficultés à reproduire l'émission moyenne. C'est le cas des extrême-HBL dont les représentants les plus étudiés sont 1ES 0229+200, 1ES 0347-121, RG J0710+591 ou encore 1ES 1101-232 (Costamante et al., 2018).

Les photons  $\gamma$  peuvent aussi être produits par interactions hadroniques. Les processus dominants seraient le synchrotron de protons et les interactions proton- $\gamma$ . Cette dernière classe de modèles prédit notamment l'émission de neutrinos qui serait la preuve irréfutable que des processus hadroniques ont lieu dans le jet. En 2018, la collaboration IceCube a reporté la détection d'un neutrino de haute énergie coïncidant spatialement et temporellement avec la détection dans un état de flux haut du blazar TXS 0506+056 (IceCube Collaboration et al., 2018). La probabilité que ce neutrino soit d'origine astrophysique est de seulement 56.5 % mais ouvre la porte à de futures découvertes. La découverte d'une corrélation neutrino-émission  $\gamma$  permettrait une grande avancée dans la modélisation des blazars.

La question du processus dominant dans les blazars n'est toujours pas tranchée mais il est probable que les mécanismes leptoniques et hadroniques soient présents avec plus ou moins de dominance. Récemment, des modèles hybrides ont permis de reproduire les SED de certains blazars avec succès (Cerruti et al., 2015; Abdalla et al., 2020). De plus, on pourrait imaginer une troisième composante dans le spectre, provenant d'un processus sous-dominant. Certaines publications tendent à rechercher ce genre de composantes.

## 1.4 L'astronomie $\gamma$ , un domaine de la physique jeune

L'astronomie en rayons  $\gamma$  fut proposée par Philip Morrison en 1956 pour étudier les phénomènes les plus violents que l'on puisse trouver dans l'Univers. C'est une branche de la physique relativement jeune et qui s'est nourrie des nombreuses évolutions particulièrement en physique des particules mais aussi en optique et en aérospatiale.

L'atmosphère de la Terre est opaque à une large partie du rayonnement et en particulier aux rayons X et  $\gamma$  empêchant la détection directe de ceux-ci (Fig. 1.9). Il s'offre alors deux solutions possibles. La première se base sur la détection directe des photons  $\gamma$  sur un satellite en orbite terrestre. C'est ce qui est fait en rayons X mais aussi pour la détection de rayons  $\gamma$  jusqu'à quelques centaines de GeV. Cette technique est limitée par le poids, la surface du détecteur (ne pouvant pas dépasser le  $m^2$ ), la profondeur du calorimètre ne permettant pas de contenir les gerbes complètement. Néanmoins, ces télescopes possèdent un large champ de vue et un temps d'observation effectif de 90 %, leur permettant d'être des outils de choix dans l'étude continue du ciel.

Au-delà de la centaine de GeV, les flux des sources sont trop faibles pour la surface maximale que l'on peut envoyer dans l'espace. Aussi, utilise-t-on l'atmosphère elle-même comme partie du détecteur donnant naissance à l'astronomie Cherenkov. Des télescopes au sol détectent les gerbes électromagnétiques produites dans l'atmosphère par les  $\gamma$ . Le champ de vue des télescopes Cherenkov au sol est assez réduit, quelques degrés, mais la surface effective est de l'ordre

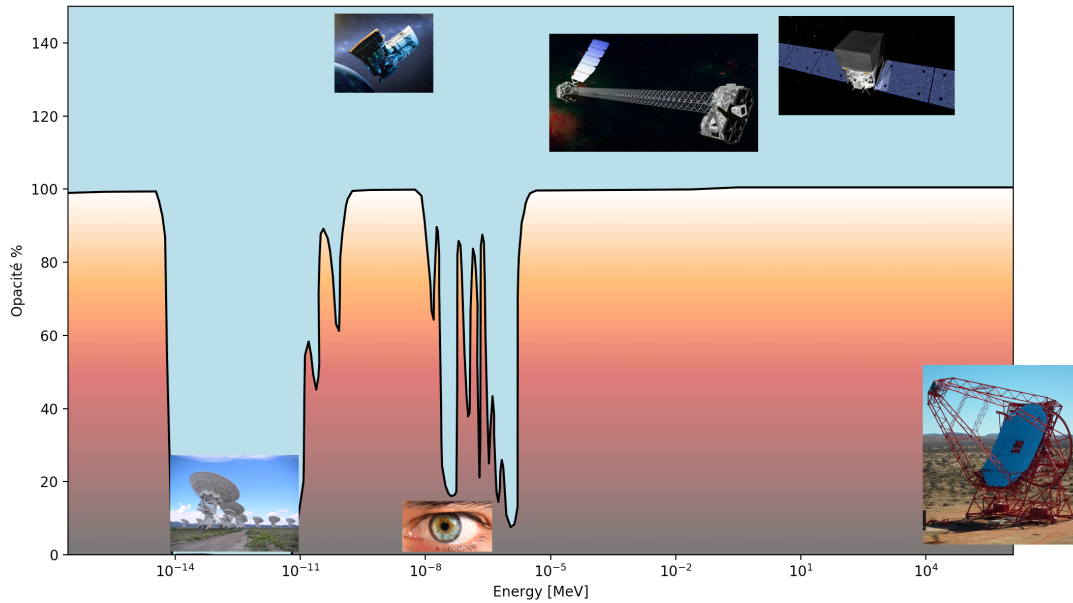


FIGURE 1.9 – Opacité de l’atmosphère en fonction de l’énergie des photons.

de  $10^5 \text{ m}^2$ , leur offrant une sensibilité incomparable.

Ces dix dernières années ont été marquées par de nombreuses découvertes en astronomie  $\gamma$  et ceci notamment grâce à l’avènement de *Fermi-LAT* et de la dernière génération de télescopes au sol (H.E.S.S., MAGIC et Veritas). La synergie ainsi créée a permis de nouvelles études surtout par la complémentarité des deux types d’instruments. Le tableau 1.1 présente une comparaison des deux techniques.

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

TABLE 1.1 – Comparatifs des principales expériences spatiales dédiées à l’astronomie  $\gamma$ . Les caractéristiques données ne prennent pas en compte l’étude des sursauts gamma.

### 1.4.1 Des premières observations à la génération actuelle

Seulement 10 ans après Spoutnik, le satellite OSO-3 (Orbiting Solar Observatory 3, Fig. 1.10) fut lancé en mars 1967, à une altitude de 530 km (Clark et al., 1968). Ce fut le premier à détecter

des rayons  $\gamma$  mais pas de sources ponctuelles. Il faut attendre 1972 et SAS-2 (Small Astronomy Satellite) qui détecta le Crabe, Vela et Geminga. Lancé en août 1975, COS-B (Bennett et al., 1974), Fig. 1.10, fut le premier satellite de l'ESA. D'une taille de 1,13 mètre de haut pour 1,4 mètre de diamètre, il pesait 278 kg et opéra pendant plus de 6 ans entre 1975 et 1982. COS-B est souvent reconnu comme l'instrument qui fit passer l'astronomie gamma de la phase des découvertes à la phase de l'exploration. Le dernier catalogue de COS-B contient 25 sources et en particulier il détecta la première source extragalactique, le blazar 3C 273.

Tous ces instruments, et leur successeur, EGRET (Kanbach et al., 1988), à bord du Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO), reposent sur des chambres à étincelles dont la durée de vie est limitée par la quantité de gaz. Avec les lancements d'AGILE (Tavani et al., 2009, Astro-revelatore Gamma a Immagini LEGgero), de l'agence spatiale italienne et *Fermi*, lancé par la NASA, ces facteurs limitant n'existent plus. En effet, ces deux instruments utilisent des trajectographes en silicium, plus robustes et précis. Avec *Fermi*, le nombre d'AGN détectés en rayon  $\gamma$  est maintenant de 2863 (The Fermi-LAT collaboration, 2019). Le tableau 1.2 présente un résumé des différentes expériences dans l'espace.

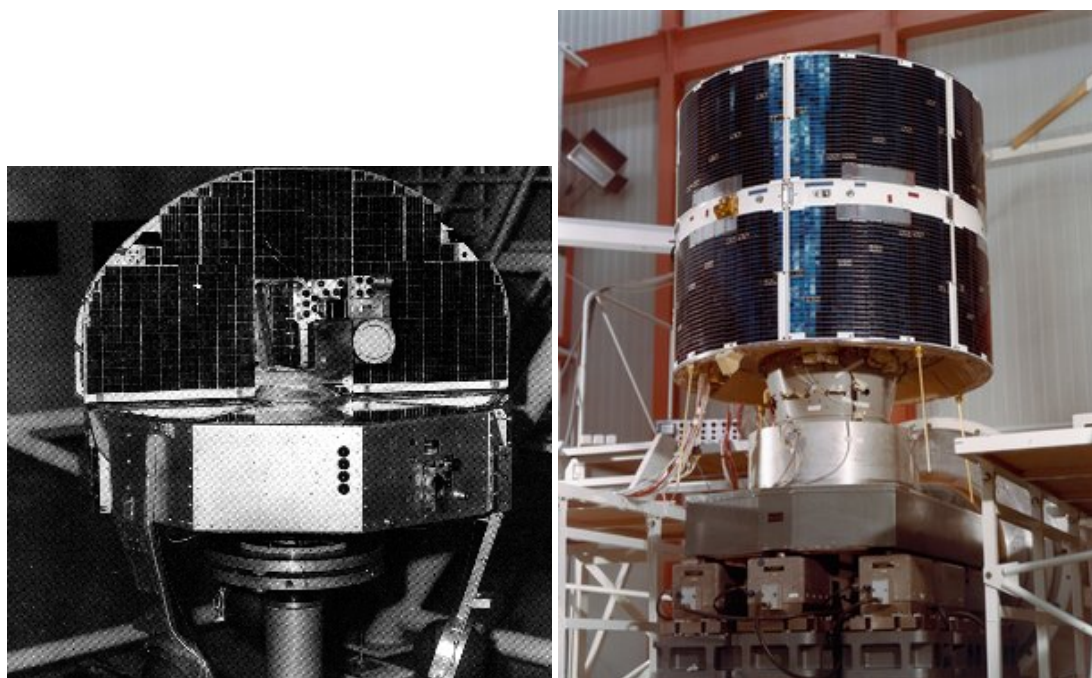


FIGURE 1.10 – A gauche le satellite OSO-3, premier instrument détectant des rayons  $\gamma$  et à droite COS-B, pionnier de l'ESA qui détecta le blazar 3C 273.

Au dessus de la centaine de GeV, la surface effective d'un satellite est trop faible pour les flux reçus. Pour contourner ce problème, les détecteurs Cherenkov au sol ont été développés. Le principe repose sur la détection de la gerbe atmosphérique produit par un  $\gamma$  lorsqu'il entre dans l'atmosphère et interagit avec un atome.

1953 est une année majeure pour la détection de  $\gamma$  au sol., W. Galbraith et J. V. Jelley (Galbraith & Jelley, 1953) détectèrent la lumière Cherenkov produite par les gerbes atmosphériques. Le premier télescope Cherenkov fut construit par Chudakov, en Crimée et observa le ciel entre 1960 et 1963 (Fig. 1.11).

Mission	Année	Surface efficace (cm <sup>2</sup> )	Durée de vie
OSO 3	1967	4	15 mois
SAS 2	1972	540	7 mois
COS B	1975	50	6.5 ans
EGRET	1991	1500	9 ans
AGILE	2007	1500	> 10 ans
LAT	2008	10000	>12 ans (15?)

Mission	Gamme en énergie	Détection	Nombre de photons
OSO 3	> 50 MeV	Émission diffuse	621
SAS 2	20 MeV-1 GeV	Crabe, Vela, Geminga	13000
COS B	30 MeV-5 GeV	25 sources, 3C 273	200000
EGRET	30 MeV-10 GeV	217 sources, 66 NAG	1.5 · 10 <sup>6</sup>
AGILE	> 30 MeV-50 GeV	47 sources (30-06-08)	...
LAT	20 MeV-300GeV	5065 sources (4FGL)	> 2 · 10 <sup>8</sup>

TABLE 1.2 – Comparatifs des principales expériences spatiales dédiées à l’astronomie  $\gamma$ .

Dans les années suivantes, la technique d’imagerie, utilisée de nos jours, est proposée en premier par Hillas (1985). L’idée est d’enregistrer l’image de la gerbe avec des caméras très rapides placées dans le plan focal d’un télescope. Rapidement, les avantages de la stéréoscopie furent mis en avant (Weekes & Turver, 1977) pour reconstruire la gerbe et réduire le fond hadronique important dans cette technique.

La première découverte arrive en 1989, avec la détection à  $9\sigma$  de la nébuleuse du Crabe avec le télescope Whipple (Weekes et al., 1989). Cette découverte fut suivie en 1992 par une autre tout aussi importante : celle de la première source extragalactique (Markarian 421,  $z = 0.031$  Punch et al., 1992a).

Les années 90 voient l’émergence de différentes expériences : CAT, HEGRA, CANGAROO. La troisième génération, encore actuellement en fonctionnement, avec H.E.S.S., MAGIC et VERITAS, a permis de détecter 243 sources<sup>1</sup>.

#### 1.4.2 Dans l’espace : Le Large Area Telescope (LAT)

Lancé en 2008, le satellite de la NASA *Fermi* possède à son bord deux instruments : Le gamma-ray burst monitor (GBM) et le Large Area Telescope (LAT). Le LAT détecte les photons  $\gamma$  entre 20 MeV et jusqu’à quelques centaines de GeV. Néanmoins, le poids des satellites étant limité, la surface effective du LAT n’est que de 1 m<sup>2</sup>. Les photos de la figure 1.12 furent prises avant le lancement. Sur l’image de droite, il est possible de voir des techniciens donnant une échelle pour la taille de *Fermi*.

Le LAT est un instrument modulaire permettant une meilleure fiabilité totale. Il y a 16 tours identiques avec un trajectographe et un calorimètre. Le tout est couvert par un bouclier anti-coïncidence, rejetant les particules chargées (Fig. 1.13). Ce bouclier permet de réduire le fond

1. 243 sources à la date où ce manuscrit est rédigé. Pour plus d’informations, se reporter à TeVCat : <http://tevcat.uchicago.edu/>

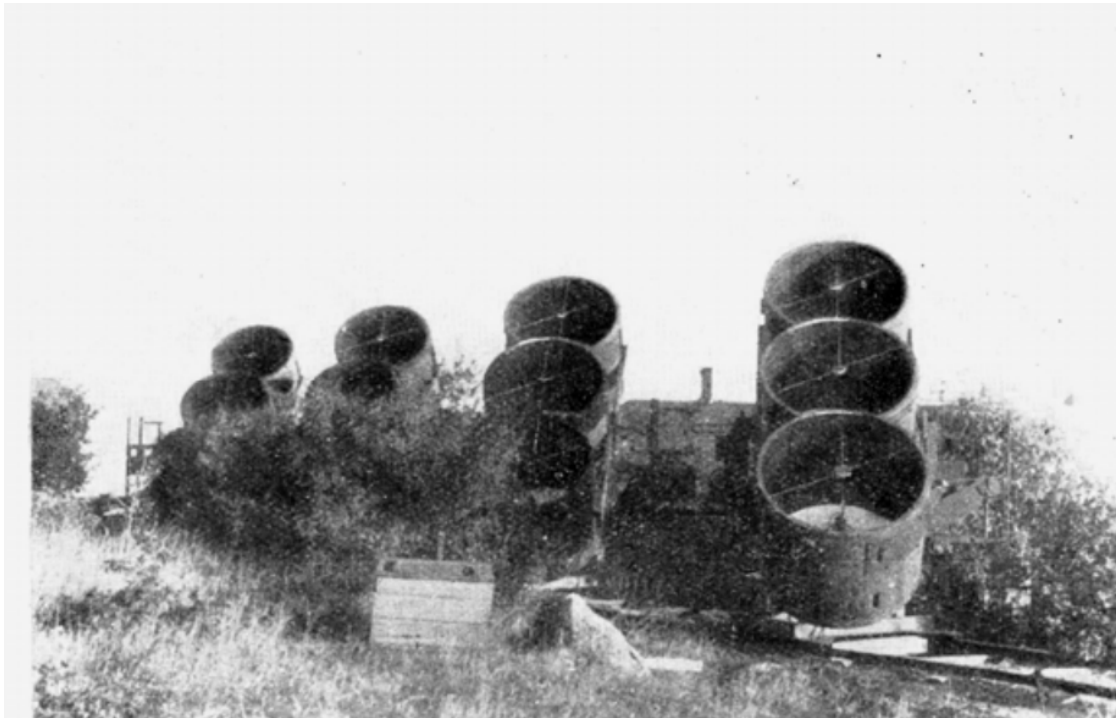


FIGURE 1.11 – Photo d’archive du premier télescope Cherenkov opéré entre 1960 et 1963 en Crimé (Catsiveli). Il était constitué de 12 miroirs de 1.5 mètres chacun. Aucune source ne fut détectée par cet instrument mais il fut le premier d’une longue série.

de cosmiques chargés (Moiseev et al., 2007; Thompson et al., 2007) de 99.97 %. Sa conception permet de réduire les effets de back splash notamment à haute énergie (Moiseev et al., 2004).

Chaque trajectographe (Johnson, 2007) possède des pistes en silicone orientées perpendiculairement l’une par rapport à l’autre. Les photons incidents sont convertis en paires  $e^+e^-$  par interaction dans le champ de Coulomb d’un atome à grand Z, ici du tungstène. Ceci permet une mesure précise de la position et de la direction de la particule chargée.

Un module de calorimètre est composé de 96 cristaux, sous la forme de barreau de Iodure de Césium dopés au Thallium. La lumière émise par les électrons est guidée aux extrémités et captée par 2 diodes afin de mesurer l’énergie déposée dans le matériau et de déterminer l’énergie de la particule incidente.

Les événements sont reconstruits sur Terre par un arbre de décision et classés suivant la probabilité d’être un photon. Différentes classes sont ainsi créées, la plus courante, offrant un bon compromis entre statistique et réjection et la classe SOURCE.

L’analyse des données du LAT se fait par des outils publics. Le faible fond résiduel permet de faire une analyse par maximum de vraisemblance (Mattox et al., 1996). Pour cela une région du ciel de 10 à 15 degrés est sélectionnée et un modèle de ciel est construit contenant toutes les sources ponctuelles et diffuses présentes. Ce modèle est ajusté aux données permettant de déterminer les paramètres spectraux des sources présentes et d’en détecter de nouvelles. La significativité est mesurée par un test statistique (TS). Un TS de 25 correspond approximativement à une détection de  $5\sigma$ .

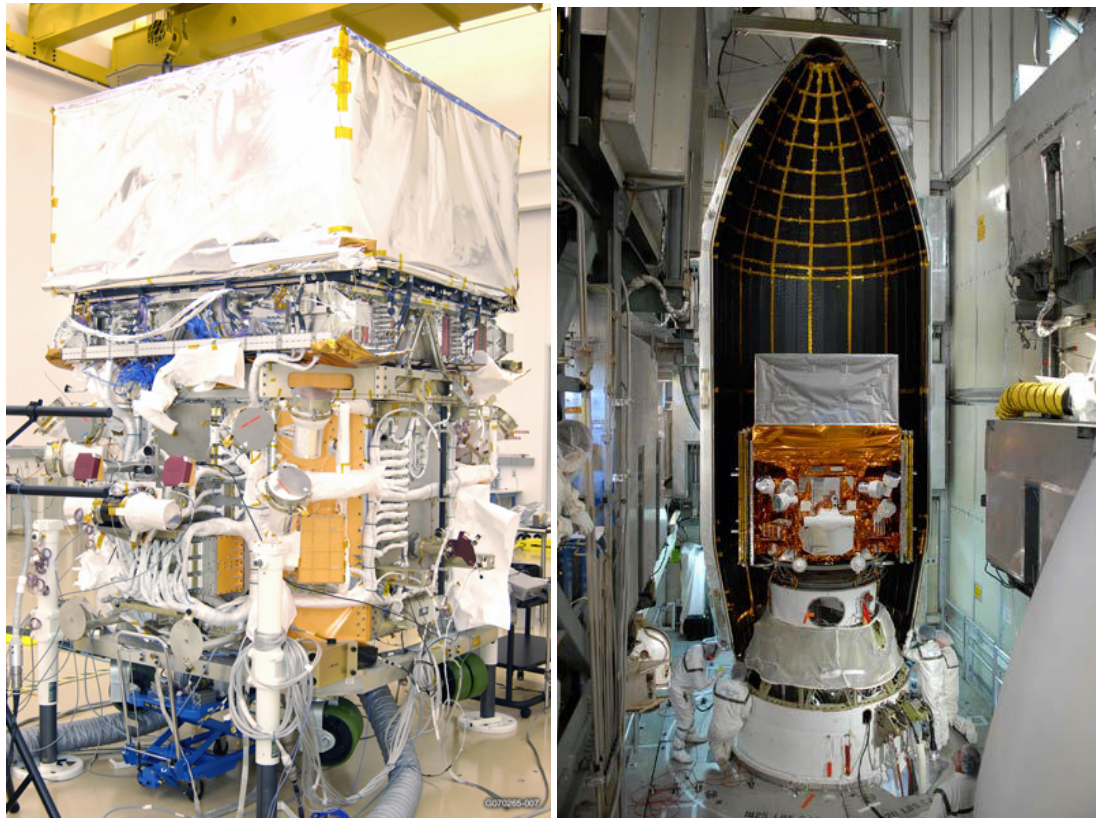


FIGURE 1.12 – Vue du satellite *Fermi* lors des tests finaux (à gauche) et lors de son montage sur la fusée Delta II (à droite). Le LAT est la partie supérieure recouverte d’une protection grise.

### 1.4.3 Technique Cherenkov

Lorsqu’ils entrent dans l’atmosphère, les rayons  $\gamma$  interagissent avec les noyaux présents et créent des gerbes électromagnétiques. L’énergie de la particule incidente est distribuée dans la gerbe résultante soit par production de paire soit par bremsstrahlung. Ces deux processus ont la même longueur de radiation soit dans l’air sec  $X_0 = 37.2\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Ainsi l’atmosphère terrestre est un calorimètre de  $27 X_0$ , bien plus grand que les  $8.6 X_0$  du calorimètre du LAT.

Les particules chargées présentes dans la gerbe se déplacent alors plus vite que la lumière dans le milieu, créant un rayonnement bleu très court, nommé émission Cherenkov (de Nau-rois & Mazin, 2015, pour une revue). La gerbe ainsi créée est plutôt bien collimatée alors que les gerbes initiées par des hadrons sont plus irrégulières avec de nombreuses sous-gerbes et l’empreinte au sol est ainsi très différente (Fig.1.14). La trace formée au sol par cette lumière Cherenkov peut atteindre  $50000\text{ m}^2$  ce qui permet à ces détecteurs d’avoir une surface efficace du même ordre de grandeur.

Le flash Cherenkov ne dure que quelques nanosecondes et il faut donc une électronique rapide pour l’enregistrer. La génération actuelle de télescopes H.E.S.S., MAGIC, et VERITAS sont ce que l’on nomme des imageurs (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes, IACTs). Ils enregistrent en effet une image de la gerbe sur une caméra constituée de photomultiplicateurs placée au foyer optique des télescopes. Ceux-ci possèdent une monture Alt-Az et un miroir seg-

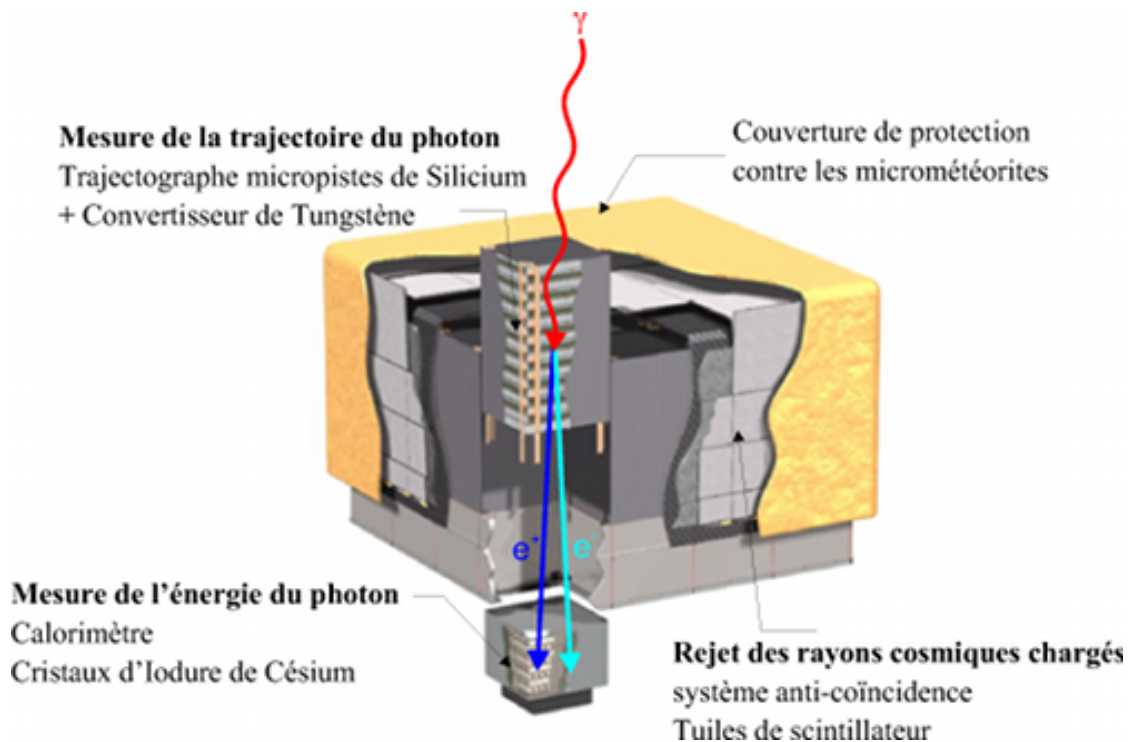


FIGURE 1.13 – Vue éclatée du LAT. Le  $\gamma$  incident est converti dans le trajectographe en paire  $e^+e^-$  dont l'énergie est mesurée dans le calorimètre.

menté de plusieurs mètres de diamètre (entre 12 et 28 m).

La figure 1.15 présente le principe de détection : La gerbe électromagnétique se développe dans l'atmosphère et **l'image de celle-ci dans la caméra est une ellipse**. La forme, la direction de l'ellipse ainsi que l'intensité de la lumière reçue permet de remonter aux caractéristiques de la particule incidente. La première méthode utilisée pour la reconstruction, la méthode de Hillas (Hillas, 1985) se basait sur les premiers et seconds moments de l'image. Quoique robuste, elle est néanmoins moins performante que des méthodes basées sur des comparaisons avec des images simulées (de Naurois & Rolland, 2009; Parsons & Hinton, 2014) actuellement utilisées. La figure 1.15 présente le principe de détection d'une gerbe avec plusieurs télescopes au sol par stéréoscopie, améliorant grandement la précision et la réjection du fond.

La reconstruction des événements (direction, énergie) par la méthode de Hillas ou par les méthodes plus avancées permet une certaine réduction du bruit de fond. Celui-ci est néanmoins encore très présent dans les données et surtout à basse énergie où les images de hadrons sont peu distinguables de celles des rayons  $\gamma$ . Afin de savoir si une source est présente et pour l'analyser, il faut donc estimer ce bruit de fond résiduel. Il existe différentes méthodes pour cela mais les deux principales sont la méthode Ring et la méthode Reflected (Berge et al., 2007). Les méthodes donnent ainsi un nombre d'événements en excès et il est possible de déterminer la significativité de la détection d'un objet avec la méthode de Li & Ma (Li&Ma 1983).



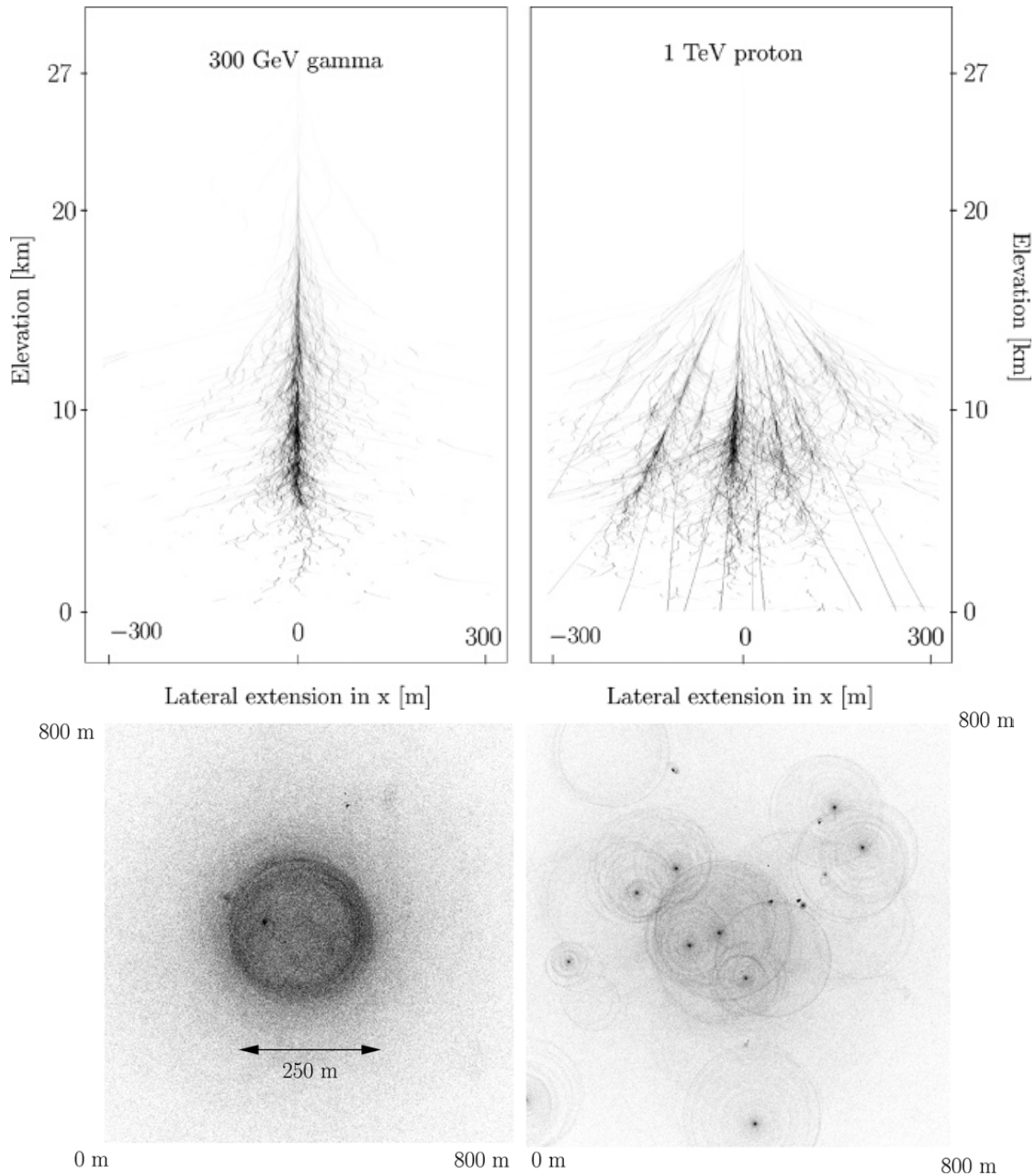


FIGURE 1.14 – Simulations de gerbes atmosphériques (photon et hadron) et empreintes au sol correspondante

#### 1.4.4 High Energy Stereoscopic System H.E.S.S.

Situé en Namibie, sur le plateau de Gamsberg, H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) est un réseau de 5 télescopes. La première phase de l'expérience comprend 4 télescopes de

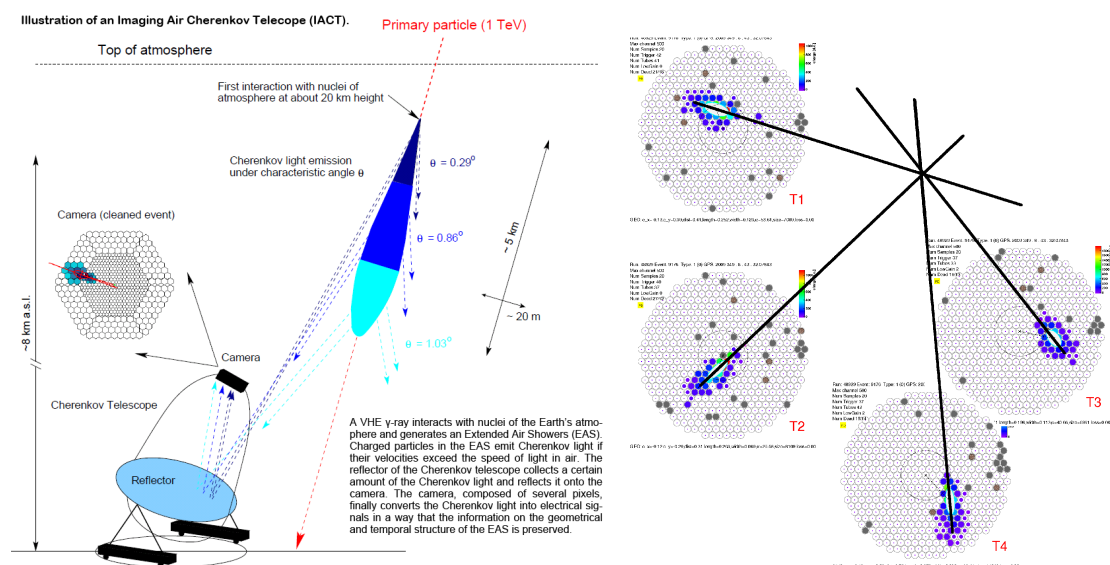


FIGURE 1.15 – Principe de la stéréoscopie pour les imageurs Cherenkov.

moyenne taille (12 m) placés sur un carré de 120 m de côté. En 2012, un grand télescope au centre de 36 m a été ajouté faisant entrer H.E.S.S. dans sa phase deux et permettant de réduire le seuil en énergie jusqu'à 50 GeV.

Les caméras des télescopes sont constituées de photomultiplicateurs - que l'on nomme pixel. Dotées d'une électronique rapide, elles sont capables d'enregistrer les flashes Cherenkov qui ne durent que quelques nanosecondes. Seul système hybride au monde, H.E.S.S. possède plusieurs modes d'observation :

- H.E.S.S.-I seul : uniquement les 4 télescopes de 12 m
- H.E.S.S.-II monoscopique : seulement CT5
- Hybrid : les 5 télescopes participent au déclenchement

Quoique moins sensibles, les observations monoscopiques - avec CT5 seul - ont l'avantage de réduire le seuil en énergie autour de 50 GeV. Ceci est particulièrement favorable pour les observations d'éruption d'AGN ou de GRB. Le champ de vue de H.E.S.S. est d'environ 5 degrés pour une résolution angulaire de 0.1 degrés. Ce faible champ de vue impose une stratégie d'observation des objets ou encore de passer beaucoup de temps dans un scan, ce qui fut réalisé pour le plan galactique. Pour les sources extragalactiques ceci est impossible et par le passé, les meilleurs candidats pour des observations étaient sélectionnés sur la base de leur brillance en radio et en rayons X. Depuis le lancement de *Fermi*, ce sont les données au GeV qui guident les pointés.

## 1.5 Propagation des photons en astronomie $\gamma$

L'Univers n'est pas transparent aux photons  $\gamma$ . Ceux-ci peuvent interagir avec un fond de photons infrarouge nommé fond diffus extragalactique ou EBL (Extragalactic Background Light, en anglais) présent entre 0.1 et 1000  $\mu\text{m}$ . Ces photons proviennent en partie de l'émission infrarouge des galaxies et des premières étoiles, dites de population III partiellement absorbée/ré-émission par de la poussière (voir Kashlinsky et al., 2005, pour une revue).



FIGURE 1.16 – Le réseau H.E.S.S. en Namibie.

Il est particulièrement difficile de mesurer la densité de ces photons et ce notamment à cause de la lumière zodiacale. Des détails sur l'EBL sont présentés dans la section 4. Durant leur parcours, les photons  $\gamma$  seront donc absorbés par interaction. Le taux d'absorption augmentant avec l'énergie et la distance, il existe donc un horizon au-delà duquel les observations au TeV sont impossibles. Actuellement, la source la plus lointaine détectée au TeV est le FSRQ S3 0218+35 ( $z=0.954$ )

## Chapitre 2

# Les noyaux actifs de galaxies en rayons gamma

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>État des lieux</b> . . . . .	<b>27</b>
<b>2.2</b>	<b>Vers d'autres types de blazars</b> . . . . .	<b>29</b>
2.2.1	Le HBL typique : PKS 2155-304 . . . . .	30
2.2.2	"Simultaneous observations of the blazar PKS 2155-304 from Ultra-Violet to TeV energies." . . . . .	31
2.2.3	AP Librae, premier LBL vu au TeV . . . . .	46
2.2.4	"From radio to TeV : the surprising spectral energy distribution of AP Librae" . . . . .	48
2.2.5	Le HBL extrême : 1ES 0229+200 . . . . .	60
2.2.6	Propositions d'observations : Séquence blazar . . . . .	63

---

Dans le domaine des rayons  $\gamma$ , la distinction entre la haute énergie (HE, 100 MeV-100 GeV) et la très haute énergie (THE - au dessus de 100 GeV) est faite. Celle-ci relève d'un fait historique et est due aux techniques d'observation différentes entre les gammes en énergie. L'étude des AGN en général et des blazars en particulier, a commencé de façon disjointe dans ces gammes en énergie. La première détection aux HE est celle de 3C 273 dans la fin des années 70. Aux THE, il faudra attendre Whipple et la détection de Mrk 421 (Punch et al., 1992b) en 1992 pour avoir la confirmation que les blazars pouvaient atteindre de telles énergies. De façon intéressante, on pourrait faire le parallèle avec les GRBs, qui, il y a encore peu, n'avaient pas été détectés aux THE (MAGIC Collaboration et al., 2019; Abdalla et al., 2019a) mais sont étudiés depuis très longtemps aux HE.

Depuis l'avènement de *Fermi*-LAT et de la génération actuelle d'imageurs Cherenkov, la synergie entre les instruments liant les deux parties du spectre électromagnétique a permis de nouvelles découvertes. Il n'est plus une seule publication de résultats Cherenkov sans une analyse des données du LAT. Les types d'études et les résultats que l'on peut tirer des observations restent néanmoins différents. Les populations de sources sont plus facilement étudiées aux HE du fait du monitoring continu du LAT alors que les télescopes Cherenkov peuvent étudier la variabilité sur des échelles de temps pouvant être aussi petite que la minute.

## 2.1 État des lieux

Parmi les sources extragalactiques détectées en rayons  $\gamma$ , la classe la plus représentée est celle des AGN. Ils représentent 56 % de toutes les sources détectées par *Fermi*-LAT (galactiques et extragalactiques) en 8 ans d'opération et 98 % d'entre elles sont des blazars.

Récemment publié, le 4ème catalogue d'AGN (4LAC, The *Fermi*-LAT collaboration, 2019) contient 2863 AGN (Fig. 2.2) répartis comme suit :

- 655 FSRQ soit 23 %,
- 1067 BL Lacs soit 37 %,
- 1077 BL Lacs de type inconnu soit 37.6 %,
- 38 radio galaxies, 9 NLSy1, 5 CSS, 2 SSRQ et 10 autres types.

Depuis les premières détections, le nombre de sources a continûment augmenté. La figure 2.1 présente ce nombre aux hautes et très hautes énergies respectivement. Actuellement, tous les AGN détectés aux THE sont présents dans le catalogue de sources du LAT, permettant de bien contraindre, sur plusieurs décades en énergie, la partie  $\gamma$  de la SED. Ceci est particulièrement important pour les modèles d'émission.

Il est intéressant de noter que les FSRQ sont presque exclusivement des LSP, les BL Lac se répartissent équitablement entre LSP, ISP et HSP. De plus, lorsque l'on compare les indices spectraux HE-THE, la différence est plus marquée pour les FSRQs et pour les BL Lacs avec respectivement  $\Gamma = 2.46 \pm 0.21$  et  $\Gamma = 2.02 \pm 0.21$ . Le spectre des FSRQ montre une courbure spectrale et *Fermi* seul contraint la position du pic de la plupart de ces sources.

De même, au sein de la classe des BL Lacs, l'indice spectral moyen change significativement avec des valeurs de  $\Gamma$  égale à  $2.17 \pm 0.17$ ,  $2.02 \pm 0.17$ ,  $1.90 \pm 0.17$  pour les LSP, les ISP et les HSP respectivement. **Ce changement d'indice semble corrélé avec la position du pic synchrotron. Le lecteur intéressé pourra se référer à la figure 5 de The *Fermi*-LAT collaboration (2019).** Aux THE, toutes les sources exhibent des indices  $\Gamma > 2$  - avant d'avoir corrigé les spectres des effets d'absorption EBL (section 4) - ainsi la synergie HE-THE est primordiale ici car elle permet de bien contraindre le pic  $\gamma$  de ces objets.

Une autre différence importante aux HE est la variabilité du flux de lumière. Les FSRQ sont plus variables dans la gamme en énergie du LAT que les BL Lacs (79 % des FSRQ sont variables

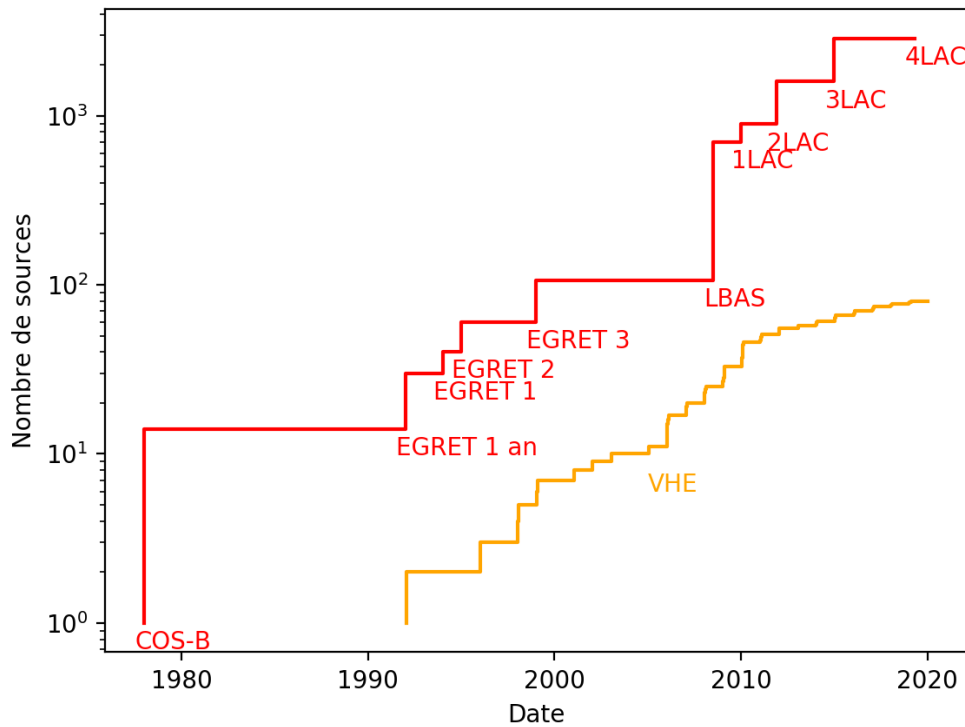


FIGURE 2.1 – Nombre de sources détectées aux HE par les expériences en orbite en rouge et par les expériences Cherenkov en orange.

contre 39 % des BL Lacs). Ainsi, en regardant les sous classes de BL Lacs, on observe aussi un effet similaire avec 48 % de sources variables pour les LSP, 33 % pour les ISP et 35 % pour les HSP. Ces résultats pourraient être rapprochés des conclusions de Keenan et al. (2021) sur la séquence blazars (Chapitre 1).

Au TeV, les blazars, dont la population est largement dominée par les BL Lacs (Fig. 2.2), sont la deuxième population de sources derrière les pulsar wind nebula. Le premier FSRQ détecté fut 3C 279 ( $z = 0.536$ ) lors d'une éruption optique (MAGIC Collaboration et al., 2008). Cette détection se fit avant que *Fermi* ne soit lancé mais le flux, extrapolé aux HE, aurait résulté en une éruption massive (Abdo et al., 2009c). MAGIC a ré-observé cette source dans un état de flux optique bas et dans un état haut sans aucune détection (Aleksić et al., 2014). En tout, c'est actuellement 8 objets de ce type qui ont été détectés dans les plus hautes énergies avec des redshift pouvant aller jusqu'à  $z = 0.954$ , record tenu par S3 0218+35.

Actuellement, aux THE, on dénombre aussi quelques radio galaxies de type FR-I, pendant des BL Lacs : M 87, NGC 1275, et Centaurus A. IC 310 pourrait être ajouté mais sa nature reste incertaine. Il en est de même pour PKS 0625–35, auparavant classifié en tant que galaxie radio FR2 (Trussoni et al., 1999; Wills et al., 2004), dont les observations en  $\gamma$  par H.E.S.S. (HESS Collaboration et al., 2018) remettent en cause cette classification.

La répartition des types de sources détectées par les observations Cherenkov est à prendre

avec précaution. En effet, le petit champ de vue de ces instruments force à adopter une stratégie d'observation vers les sources les plus prometteuses, créant de ce fait un biais observationnel. Souvent la figure 2.3 fut utilisée en sélectionnant les objets les plus lumineux (en haut et à gauche) et ce biais y est visible.

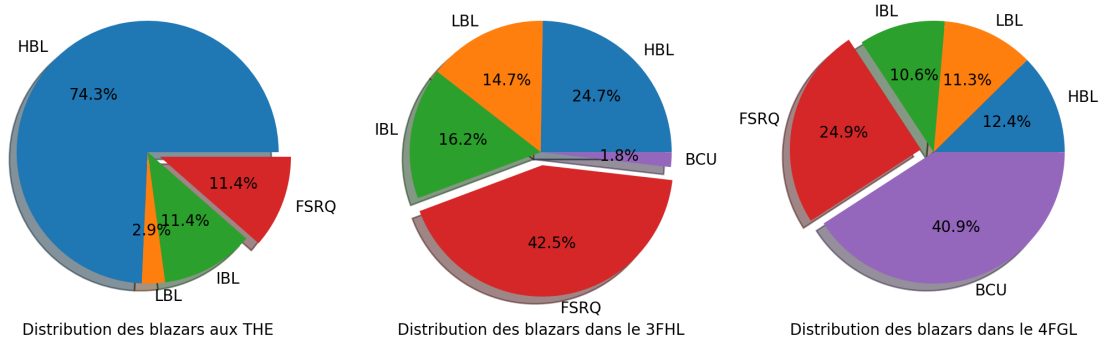


FIGURE 2.2 – Nombres de détections dans différentes gammes en énergie : à gauche de la centaine de GeV, au milieu au dessus de 10 GeV et enfin à droite entre 100 MeV et 300 GeV.

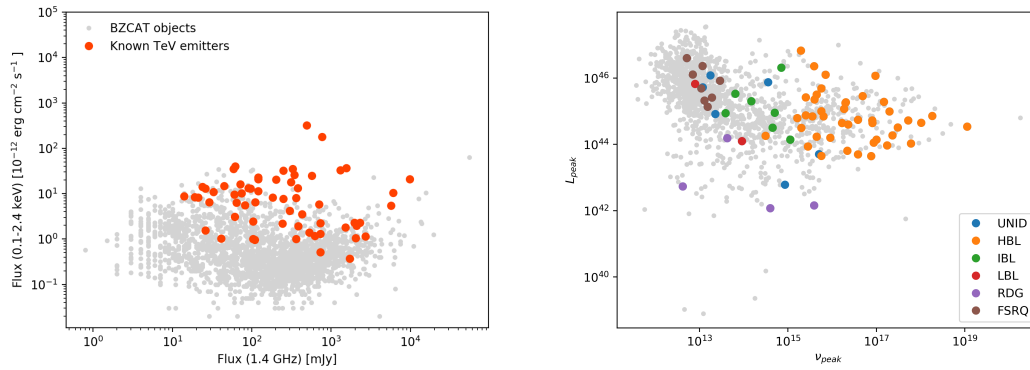


FIGURE 2.3 – À droite, le flux en rayons X en fonction du flux en radio (1.4 GHz). Ce diagramme fut longtemps utilisé pour sélectionner les sources à observer. À gauche, le diagramme  $L_{\text{peak}} - \nu_{\text{peak}}$  avec en couleurs les différents types de blazars détectés aux énergies du TeV.

## 2.2 Vers d'autres types de blazars

Fort du constat de biais dans la détection des objets aux THE qui donne une sur-représentation des BL Lac les plus énergétiques i.e. les HBL (aussi nommés HSP), il est normal de s'intéresser à d'autres types de sources : les LBL mais aussi d'autres blazars encore plus énergétiques que les HBL. La figure 2.4 présente les SED de 3 sources : un HBL représentatif des sources détectées aux THE, PKS 2155-304, un LBL, AP Librae et ce qui pourrait être le stéréotype des HBL extrêmes : 1ES 0229+200. Placé à l'autre extrémité de la séquence blazar, ils sont moins lumineux que les HBL et leurs pics sont à plus haute énergie.

Il est visible sur la figure 2.4 que la position des pics synchrotron et  $\gamma$  d'AP Librae est plus basse que pour PKS 2155-304. Ces pics sont encore à plus haute énergie pour 1ES 0229+200 : le pic synchrotron est en rayon X à une énergie de  $9.1 \pm 0.7\text{keV}$  (Costamante et al., 2018) et celui en  $\gamma$  pourrait être rejeté au TeV.

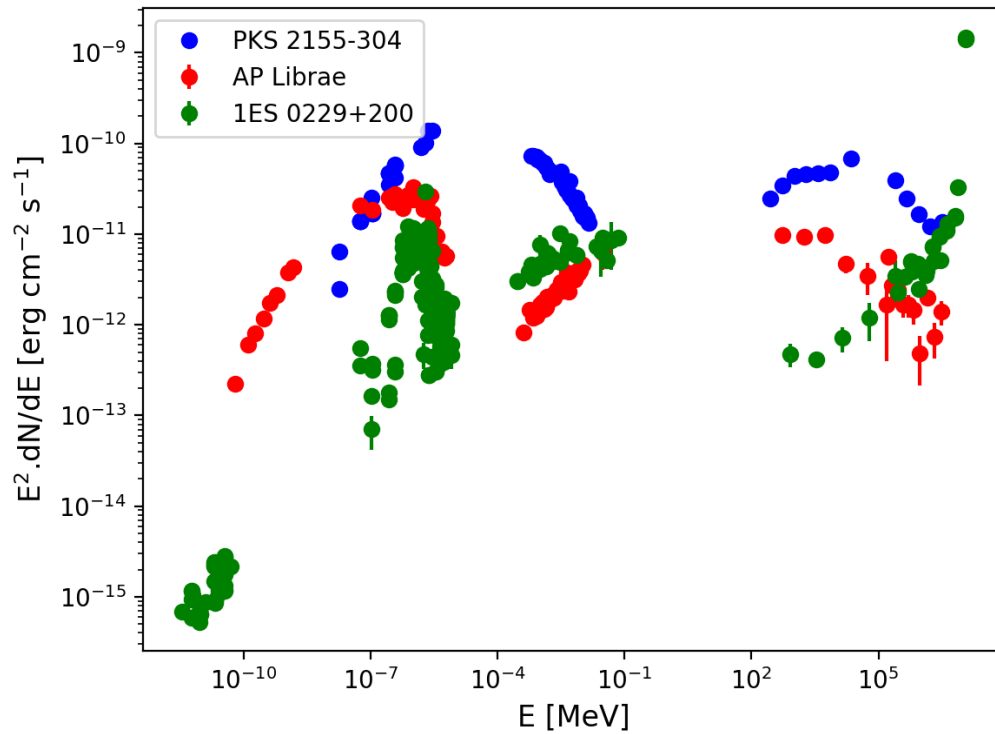


FIGURE 2.4 – SED des sources PKS 2155-304 (bleu), AP Librae (rouge), 1ES 0229+200 (vert). **Entre les energies de  $10^{-7}$  et  $10^{-5}$  MeV, la galaxie hôte de 1ES 0229+200 (en vert) est visible.**

### 2.2.1 Le HBL typique : PKS 2155-304

PKS 2155-304, situé dans la constellation du poisson austral, est une des sources de l'hémisphère sud les plus étudiées en rayons  $\gamma$ . Avec un redshift de  $z = 0.116$ , la source est localisée dans un cluster de galaxies pauvre (Falomo et al., 1993) et fut classifiée comme HBL grâce aux observations en rayon X du satellite *HEAO-1* (Schwartz et al., 1979).

PKS 2155-304 a été détecté par EGRET durant un épisode éruptif en rayons X (Vestrand et al., 1995) avec un spectre dur  $\Gamma = 1.71 \pm 0.24$ . Toutefois, les résultats du troisième catalogue EGRET, obtenus sur toute la durée de la mission, indiquent un spectre totalement différent avec  $\Gamma = 2.35 \pm 0.35$ . Aux THE, PKS 2155-304 a été détecté par Chadwick et al. (1999) et il fallut attendre *Fermi-LAT* pour avoir une vision précise de la bosse  $\gamma$  de cet objet (Fig. 2.5 Aharonian et al., 2009b).



De manière générale, la SED de PKS 2155-304 est bien reproduite par un modèle SSC (Aharonian et al., 2009b) avec les observations obtenues et notamment celles en rayons X de *Swift*. Plus récemment, des observations obtenues avec le satellite *NuSTAR*, dont la gamme en énergie monte jusqu'à 79 keV, ont montré une complexité importante dans le spectre en X (Madejski et al., 2016). Celui-ci est ajusté par une double loi de puissance, ajoutant ainsi une composante dure dans les rayons X de haute énergie.

Au moment de la publication, la deuxième loi de puissance, avec un indice spectral dur, fut interprétée comme le début de la bosse  $\gamma$ . Avec ceci en tête, nous avons voulu mettre en place des observations conjointes en rayons X et au TeV. Ces observations répétées avec *NuSTAR* et H.E.S.S. ont permis de mitiger cette interprétation. Ainsi, cette composante est variable et il est impossible de reproduire la SED avec un modèle SSC lorsque l'on détecte cette composante.

Dans la publication reproduite par la suite, il est donné une autre interprétation possible. Cette composante que nous avons montré variable pourrait être due à des processus hadroniques dans le jet.

### **2.2.2 "Simultaneous observations of the blazar PKS 2155-304 from Ultra-Violet to TeV energies."**

## Simultaneous observations of the blazar PKS 2155–304 from ultra-violet to TeV energies

H. Abdalla<sup>1</sup>, R. Adam<sup>26</sup>, F. Aharonian<sup>3,4,5</sup>, F. Ait Benkhali<sup>3</sup>, E. O. Angüner<sup>19</sup>, M. Arakawa<sup>37</sup>, C. Arcaro<sup>1</sup>, C. Armand<sup>22</sup>, H. Ashkar<sup>17</sup>, M. Backes<sup>8,1</sup>, V. Barbosa Martins<sup>33</sup>, M. Barnard<sup>1</sup>, Y. Becherini<sup>10</sup>, D. Berge<sup>33</sup>, K. Bernlöhr<sup>3</sup>, R. Blackwell<sup>13</sup>, M. Böttcher<sup>1</sup>, C. Boisson<sup>14</sup>, J. Bolmont<sup>15</sup>, S. Bonnefoy<sup>33</sup>, J. Bregeon<sup>16</sup>, M. Breuhaus<sup>3</sup>, F. Brun<sup>17</sup>, P. Brun<sup>17</sup>, M. Bryan<sup>9</sup>, M. Büchele<sup>32</sup>, T. Bulik<sup>18</sup>, T. Bylund<sup>10</sup>, S. Caroff<sup>15</sup>, A. Carosi<sup>22</sup>, S. Casanova<sup>20,3</sup>, M. Cerruti<sup>15,42,\*</sup>, T. Chand<sup>1</sup>, S. Chandra<sup>1</sup>, A. Chen<sup>21</sup>, S. Colafrancesco<sup>21</sup>, M. Curyło<sup>18</sup>, I. D. Davids<sup>8</sup>, C. Deil<sup>3</sup>, J. Devin<sup>24</sup>, P. deWilt<sup>13</sup>, L. Dirson<sup>2</sup>, A. Djannati-Atai<sup>27</sup>, A. Dmytriiev<sup>14</sup>, A. Donath<sup>3</sup>, V. Doroshenko<sup>25</sup>, J. Dyks<sup>30</sup>, K. Egberts<sup>31</sup>, G. Emery<sup>15</sup>, J.-P. Ernenwein<sup>19</sup>, S. Eschbach<sup>32</sup>, K. Feijen<sup>13</sup>, S. Fegan<sup>26</sup>, A. Fiasson<sup>22</sup>, G. Fontaine<sup>26</sup>, S. Funk<sup>32</sup>, M. Füßling<sup>33</sup>, S. Gabici<sup>27</sup>, Y. A. Gallant<sup>16</sup>, F. Gaté<sup>22</sup>, G. Giavitto<sup>33</sup>, L. Giunti<sup>27</sup>, D. Glawion<sup>23</sup>, J. F. Glicenstein<sup>17</sup>, D. Gottschall<sup>25</sup>, M.-H. Grondin<sup>24</sup>, J. Hahn<sup>3</sup>, M. Haupt<sup>33</sup>, G. Heinzlmann<sup>2</sup>, G. Henri<sup>28</sup>, G. Hermann<sup>3</sup>, J. A. Hinton<sup>3</sup>, W. Hofmann<sup>3</sup>, C. Hoischen<sup>31</sup>, T. L. Holch<sup>7</sup>, M. Holler<sup>12</sup>, D. Horns<sup>2</sup>, D. Huber<sup>12</sup>, H. Iwasaki<sup>37</sup>, M. Jamroz<sup>34</sup>, D. Jankowsky<sup>32</sup>, F. Jankowsky<sup>23</sup>, A. Jardin-Blicq<sup>3</sup>, I. Jung-Richardt<sup>32</sup>, M. A. Kastendieck<sup>2</sup>, K. Katarzyński<sup>35</sup>, M. Katsuragawa<sup>38</sup>, U. Katz<sup>32</sup>, D. Khangulyan<sup>37</sup>, B. Khélifi<sup>27</sup>, J. King<sup>23</sup>, S. Klepser<sup>33</sup>, W. Kluźniak<sup>30</sup>, Nu. Komin<sup>21</sup>, K. Kosack<sup>17</sup>, D. Kostunin<sup>33</sup>, M. Kreter<sup>1</sup>, G. Lamanna<sup>22</sup>, A. Lemièrre<sup>27</sup>, M. Lemoine-Goumard<sup>24</sup>, J.-P. Lenain<sup>15</sup>, E. Leser<sup>31,33</sup>, C. Levy<sup>15</sup>, T. Lohse<sup>7</sup>, I. Lypova<sup>33</sup>, J. Mackey<sup>4</sup>, J. Majumdar<sup>33</sup>, D. Malyshev<sup>25</sup>, V. Marandon<sup>3</sup>, A. Marcowith<sup>16</sup>, A. Mares<sup>24</sup>, C. Mariaud<sup>26</sup>, G. Martí-Devesa<sup>12</sup>, R. Marx<sup>3</sup>, G. Maurin<sup>22</sup>, P. J. Meintjes<sup>36</sup>, A. M. W. Mitchell<sup>3,41</sup>, R. Moderski<sup>30</sup>, M. Mohamed<sup>23</sup>, L. Mohrmann<sup>32</sup>, C. Moore<sup>29</sup>, E. Moulin<sup>17</sup>, J. Müller<sup>26</sup>, T. Murach<sup>33</sup>, S. Nakashima<sup>40</sup>, M. de Naurois<sup>26</sup>, H. Ndiyavala<sup>1</sup>, F. Niederwanger<sup>12</sup>, J. Niemiec<sup>20</sup>, L. Oakes<sup>7</sup>, P. O'Brien<sup>29</sup>, H. Odaka<sup>39</sup>, S. Ohm<sup>33</sup>, E. de Ona Wilhelmi<sup>33</sup>, M. Ostrowski<sup>34</sup>, I. Oya<sup>33</sup>, M. Panter<sup>3</sup>, R. D. Parsons<sup>3</sup>, C. Perennes<sup>15</sup>, P.-O. Petrucci<sup>28</sup>, B. Peyaud<sup>17</sup>, Q. Piel<sup>22</sup>, S. Pita<sup>27</sup>, V. Poireau<sup>22</sup>, A. Priyana Noel<sup>34</sup>, D. A. Prokhorov<sup>21</sup>, H. Prokoph<sup>33</sup>, G. Pühlhofer<sup>25</sup>, M. Punch<sup>27,10</sup>, A. Quirrenbach<sup>23</sup>, S. Raab<sup>32</sup>, R. Rauth<sup>12</sup>, A. Reimer<sup>12</sup>, O. Reimer<sup>12</sup>, Q. Remy<sup>16</sup>, M. Renaud<sup>16</sup>, F. Rieger<sup>3</sup>, L. Rinchiuso<sup>17</sup>, C. Romoli<sup>3,\*</sup>, G. Rowell<sup>13</sup>, B. Rudak<sup>30</sup>, E. Ruiz-Velasco<sup>3</sup>, V. Sahakian<sup>6</sup>, S. Sailer<sup>3</sup>, S. Saito<sup>37</sup>, D. A. Sanchez<sup>22,\*</sup>, A. Santangelo<sup>25</sup>, M. Sasaki<sup>32</sup>, R. Schlickeiser<sup>11</sup>, F. Schüssler<sup>17</sup>, A. Schulz<sup>33</sup>, H. M. Schutte<sup>1</sup>, U. Schwanke<sup>7</sup>, S. Schwemmer<sup>23</sup>, M. Seglar-Arroyo<sup>17</sup>, M. Senniappan<sup>10</sup>, A. S. Seyffert<sup>1</sup>, N. Shafi<sup>21</sup>, K. Shiningayamwe<sup>8</sup>, R. Simoni<sup>9</sup>, A. Sinha<sup>27</sup>, H. Sol<sup>14</sup>, A. Specovius<sup>32</sup>, M. Spir-Jacob<sup>27</sup>, Ł. Stawarz<sup>34</sup>, R. Steenkamp<sup>8</sup>, C. Stegmann<sup>31,33</sup>, C. Steppa<sup>31</sup>, T. Takahashi<sup>38</sup>, T. Tavernier<sup>17</sup>, A. M. Taylor<sup>33</sup>, R. Terrier<sup>27</sup>, D. Tiziani<sup>32</sup>, M. Tluczykont<sup>2</sup>, C. Trichard<sup>26</sup>, M. Tsirou<sup>16</sup>, N. Tsuji<sup>37</sup>, R. Tuffs<sup>3</sup>, Y. Uchiyama<sup>37</sup>, D. J. van der Walt<sup>1</sup>, C. van Eldik<sup>32</sup>, C. van Rensburg<sup>1</sup>, B. van Soelen<sup>36</sup>, G. Vasileiadis<sup>16</sup>, J. Veh<sup>32</sup>, C. Venter<sup>1</sup>, P. Vincent<sup>15</sup>, J. Vink<sup>9</sup>, H. J. Völk<sup>3</sup>, T. Vuillaume<sup>22,\*</sup>, Z. Wadiasingh<sup>1</sup>, S. J. Wagner<sup>23</sup>, R. White<sup>3</sup>, A. Wierzcholska<sup>20,23</sup>, R. Yang<sup>3</sup>, H. Yoneda<sup>38</sup>, M. Zacharias<sup>1</sup>, R. Zanin<sup>3</sup>, A. A. Zdziarski<sup>30</sup>, A. Zech<sup>14</sup>, J. Zorn<sup>3</sup>, N. Żywucka<sup>1</sup>,  
and  
G. M. Madejski<sup>43,\*</sup>, K. Nalewajko<sup>30</sup>, K. K. Madsen<sup>44</sup>, J. Chiang<sup>43</sup>, M. Baloković<sup>50,51</sup>, D. Paneque<sup>55</sup>, A. K. Furniss<sup>45</sup>, M. Hayashida<sup>37</sup>, C. M. Urry<sup>46</sup>, M. Ajello<sup>47</sup>, F. A. Harrison<sup>44</sup>, B. Giebels<sup>26</sup>, D. Stern<sup>48</sup>, K. Forster<sup>44</sup>, P. Giommi<sup>52</sup>, M. Perri<sup>52,53,\*</sup>, S. Puccetti<sup>52</sup>, A. Zoglauer<sup>49</sup>, and G. Tagliaferri<sup>54</sup>

(Affiliations can be found after the references)

Received 11 October 2019 / Accepted 12 December 2019

### ABSTRACT

Here we report the results of the first ever contemporaneous multi-wavelength observation campaign on the BL Lac object PKS 2155–304 involving *Swift*, *NuSTAR*, *Fermi*-LAT, and H.E.S.S. The use of these instruments allows us to cover a broad energy range, which is important for disentangling the different radiative mechanisms. The source, observed from June 2013 to October 2013, was found in a low flux state with respect to previous observations but exhibited highly significant flux variability in the X-rays. The high-energy end of the synchrotron spectrum can be traced up to 40 keV without significant contamination by high-energy emission. A one-zone synchrotron self-Compton model was used to reproduce the broadband flux of the source for all the observations presented here but failed for previous observations made in April 2013. A lepto-hadronic solution was then explored to explain these earlier observational results.

**Key words.** BL Lacertae objects: individual: PKS 2155–304 – astroparticle physics

\* Corresponding authors: H.E.S.S. Collaboration (e-mail: [contact.hess@hess-experiment.eu](mailto:contact.hess@hess-experiment.eu)).

## 1. Introduction

Blazars are active galactic nuclei (AGNs) with an ultra-relativistic jet pointing towards the Earth. The spectral energy distribution (SED) of blazars exhibits two distinct bumps. The low-energy part (from radio to X-ray) is attributed to synchrotron emission while there is still debate on the emission process responsible for the high-energy bump (from X-ray up to TeV). Synchrotron self-Compton (SSC) models reproduce such emission invoking only leptons. The photons are then produced via synchrotron emission and inverse-Compton scattering. Hadronic blazar models, in which the high-energy component of the blazar SED is ascribed to emission by protons in the jet, or by secondary leptons produced in  $p$ - $\gamma$  interactions, have been widely studied (see e.g. Mannheim 1993; Aharonian 2000; Mücke & Protheroe 2001) as an alternative to leptonic models. These latter convey a certain advantage in that they provide a link between photon, cosmic-ray, and neutrino emission from AGNs, and thus open the multi-messenger path to study AGN jets as cosmic-ray accelerators. Interest in hadronic blazar models has recently increased with the first hint (at  $3\sigma$  level) of an association of an IceCube high-energy neutrino with the flaring  $\gamma$ -ray blazar TXS 0506+056 (IceCube Collaboration 2018).

To distinguish between the different models, accurate and contemporaneous observations over a wide energy range are of utmost importance. These are possible with the Nuclear Spectroscopic Telescope Array (*NuSTAR*) launched in 2012, which permits more sensitive studies above 10 keV than previous X-ray missions. Its sensitivity in hard X-rays up to 79 keV enables an examination of the high-energy end of the synchrotron emission even in high-frequency peaked BL Lac (HBL) objects. Such emission is produced by electrons with the highest Lorentz factors, which could be responsible for the  $\gamma$ -ray emission above tens of GeV that can be detected by ground-based facilities such as the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.).

One of the best-suited objects for joint observations is PKS 2155–304 ( $z = 0.116$ , Falomo et al. 1993), a well-known southern object classified as an HBL with HEAO-1 observations in X-rays (Schwartz et al. 1979). The source is a bright and variable  $\gamma$ -ray emitter. Variability with a timescale of about one month was reported in the GeV energy range by the *Fermi*-Large Area Telescope (LAT; Acero et al. 2015) as well as variations on timescales of approximately one day and rapid flaring events (Cutini 2014, 2013). First detected at TeV energies by Chadwick et al. (1999) in 1996 with the Durham Mark 6 atmospheric Cherenkov telescope, PKS 2155–304 has been regularly observed by H.E.S.S. since the beginning of H.E.S.S. operations, allowing detailed studies of the source variability (H.E.S.S. Collaboration 2017a; Chevalier et al. 2019). The TeV flux of the object exhibits log-normal flux variability behaviour across the whole energy range (H.E.S.S. Collaboration 2017a; Chevalier et al. 2019) making its flux level and variability unpredictable with possible huge flaring events in TeV (Aharonian et al. 2007).

An interesting aspect of this object is the fact that several authors (Zhang 2008; Foschini et al. 2008; Madejski et al. 2016) reported possible contamination of the hard X-ray spectra by the high-energy component (referred to as the hard tail hereafter), but unfortunately, no very high-energy (VHE,  $E > 100$  GeV) data were taken at that time to further constrain the VHE  $\gamma$ -ray flux. Only one multi-wavelength campaign has been conducted so far, using X-ray instruments, *Fermi*-LAT, and H.E.S.S. (Aharonian et al. 2009). The gathered data were equally well reproduced by either a leptonic model such as the SSC model

(Aharonian et al. 2009) or a lepto-hadronic model (Cerruti et al. 2012).

PKS 2155–304 was subsequently the target of a multi-wavelength campaign from June to October 2013 by *NuSTAR*, H.E.S.S., the *Neil Gehrels Swift* Observatory, and *Fermi*-LAT. These instruments observed PKS 2155–304 to provide contemporaneous data for the first time in a very broad energy range, extending from ultra-violet up to TeV  $\gamma$ -rays and yielding a more complete coverage in the X-ray and  $\gamma$ -ray ranges than the previous campaign held in 2008 (Aharonian et al. 2009).

This paper presents the gathered multi-wavelength data from the 2013 campaign and an analysis of these data in Sect. 2. In Sect. 3, the variability of the source and the X-ray spectra are discussed. Section 4 presents the modeling of the data, and Sect. 5 summarizes the findings of this campaign.

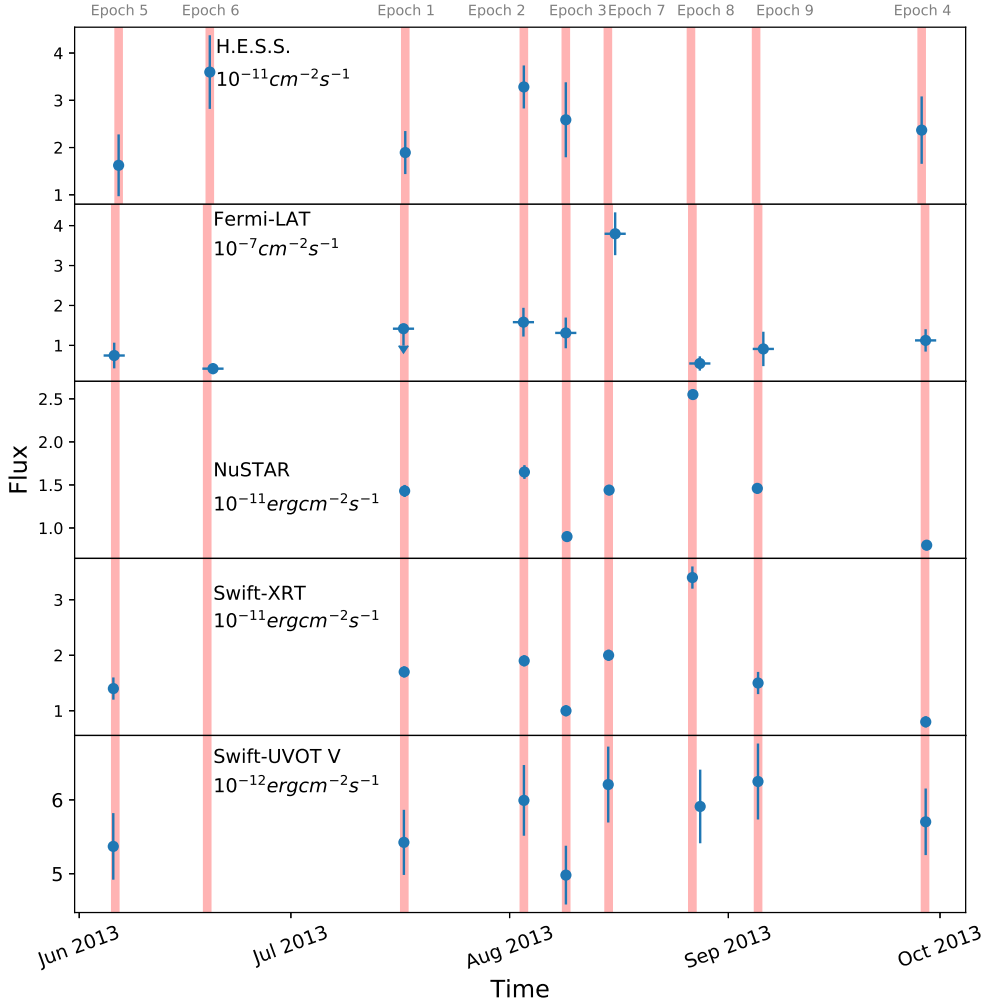
## 2. Data analysis

PKS 2155–304 is an important calibration source in X-rays and was observed during a cross-calibration campaign with other X-ray instruments early in the *NuSTAR* mission (Madsen et al. 2017). The multi-wavelength observations of the source in April 2013 including *NuSTAR*, *XMM-Newton*, and *Fermi*-LAT were reported by Madejski et al. (2016), and those are denoted “epoch 0” in this paper. Observations of PKS 2155–304 were made as part of the “Principal Investigator” phase of the *NuSTAR* mission. The aim was to have those observations take place in exact coincidence with observations by the  $\gamma$ -ray observatory H.E.S.S. Because of diverse constraints (technical problems, bad weather, etc.), H.E.S.S., *NuSTAR*, and *Swift* only observed PKS 2155–304 simultaneously during four epochs, where each epoch corresponds to observations conducted on a given night (2013-07-17, 2013-08-03, 2013-08-08, and 2013-09-28), labelled as epochs 1, 2, 3, and 4. Both H.E.S.S. and *Swift* observed the blazar for two additional epochs (2013-06-05 and 2013-06-19; labelled 5 and 6). Epoch 6 is presented for sake of completeness since the *Swift* data were found to be unusable (see Sect. 2.4). *NuSTAR* and *Swift* also observed PKS 2155–304 during three extra epochs (labelled 7, 8, and 9); those are also reported here for the sake of completeness. For each epoch, *Fermi*-LAT data were analysed and the results are reported in Sect. 2.2. Figure 1 presents the overall light curve derived from all the epochs.

### 2.1. H.E.S.S. data analysis and results

The H.E.S.S. array is located in the Khomas Highland, in Namibia ( $23^{\circ}16'18''$  S,  $16^{\circ}30'01''$  E), at an altitude of 1800 m above sea level. Now in its second phase, H.E.S.S., is an array of five imaging Atmospheric Cherenkov telescopes. Four of the telescopes (CT1–4) have segmented optical reflectors of 12 m in diameter consisting of 382 mirrors (Bernlöhr et al. 2003) and cameras composed of 960 photomultipliers. Together these form the array of the H.E.S.S. phase I. The second phase started in September 2012 with the addition of a 28 m diameter telescope (CT5) with a camera of 2048 photomultipliers in the centre of the array. The system operates either in Stereo mode, requiring the detection of an air shower by at least two telescopes (Funk et al. 2004; Holler et al. 2015), or in Mono mode in which the array triggers on events detected only with CT5.

PKS 2155–304 was observed by the full H.E.S.S. phase II array during the present observational campaign. Table 1 gives the date of each observation and the results of the analysis described in the following sections. To ensure good data quality,



**Fig. 1.** Multiwavelength light curve of PKS 2155–304 in (from top to bottom) TeV, GeV, X-ray, and UV. The red lines illustrate the epochs mentioned in the text.

**Table 1.** H.E.S.S. observations of PKS 2155–304.

Epoch	Date	Live time [h]	Mode	$E_{\text{th}}$ [TeV]	$\phi_{\text{dec}}(E_{\text{dec}})$ [ $10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ ]	$\Gamma$	$E_{\text{dec}}$ [TeV]	Flux [ $10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]
1	2013-07-17	1.2	Stereo	0.108	$68.1 \pm 5.5$	$2.89 \pm 0.12$	0.27	$57.6 \pm 5.4$
2	2013-08-03	2.0	Mono	0.072	$324.8 \pm 27.7$	$2.84 \pm 0.14$	0.18	$173.4 \pm 17.2$
3	2013-08-08	0.4	Stereo	0.120	$98.9 \pm 11.6$	$2.82 \pm 0.21$	0.26	$59.1 \pm 7.5$
4	2013-09-28	1.2	Mono	0.072	$211.5 \pm 28.5$	$2.72 \pm 0.23$	0.20	$133.4 \pm 20.9$
5	2013-06-05	0.9	Stereo	0.146	$61.8 \pm 12.3$	$3.17 \pm 0.60$	0.26	$27.0 \pm 5.8$
6	2013-06-19	0.8	Stereo	0.108	$123.1 \pm 9.1$	$2.79 \pm 0.13$	0.26	$90.1 \pm 7.8$
Stack		6.5	Combined	0.121	$75.7 \pm 2.7$	$3.00 \pm 0.06$	0.29	$62.0 \pm 2.6$

**Notes.** The first five columns give the epoch label, the observation date, the live time, the observation mode, and the energy threshold. The data were fitted with a simple power-law with differential flux  $\phi_{\text{dec}}$  at  $E_{\text{dec}}$  (the decorrelation energy) and with an index  $\Gamma$ . The integrated flux above  $E_{\text{th}}$  is also given.

each observation of 28 min had to pass standard quality criteria (Aharonian et al. 2006). For two nights (2013-08-03 and 2013-09-28; epochs 2 and 4), these criteria were not met by the four 12 m telescopes. Therefore, only CT5 Mono observations are available for these nights.

Data for each night were analysed independently using the Model analysis (de Naurois & Rolland 2009) adapted for the five-telescope array (“Stereo analysis” hereafter). In this case, Loose cuts (with a threshold of 40 photo-electrons) were used to lower the energy threshold. For the Mono analysis, standard

cuts (threshold of 60 photo-electrons) were applied to minimize systematic uncertainties.

The spectra obtained at each epoch were extracted using a forward-folding method described in Piron et al. (2001). For each night, a power-law model was used of the form  $\phi_{\text{dec}}(E/E_{\text{dec}})^{-\Gamma}$ , where  $E_{\text{dec}}$  is the decorrelation energy. Table 1 lists the parameters providing the best fits to the data above an energy threshold  $E_{\text{th}}$ . This threshold is defined as the energy where the acceptance is 10% of the maximal acceptance.

**Table 2.** *Fermi*-LAT observations of PKS 2155–304.

Epoch	Date	TS	$\phi_{\text{dec}}(E_{\text{dec}})$ [ $10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$ ]	$\Gamma$	$E_{\text{dec}}$ [MeV]	Flux [ $10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]
1	2013-07-17	19.8				<14.2
2	2013-08-03	131.1	$16.2 \pm 3.4$	$1.99 \pm 0.17$	909	$15.8 \pm 3.6$
3	2013-08-08	99.8	$18.5 \pm 5.4$	$2.01 \pm 0.26$	845	$13.1 \pm 3.8$
4	2013-09-28	154.6	$9.3 \pm 1.7$	$1.79 \pm 0.13$	1280	$11.3 \pm 2.8$
5	2013-06-05	57.8	$5.6 \pm 1.5$	$1.93 \pm 0.22$	1260	$7.5 \pm 3.2$
6	2013-06-19	127.0	$0.9 \pm 0.3$	$1.38 \pm 0.14$	4340	$4.2 \pm 1.4$
7	2013-08-14	295.1	$124.0 \pm 14.8$	$2.07 \pm 0.10$	540	$39.0 \pm 5.4$
8	2013-08-26	163.1	$1.1 \pm 0.3$	$1.48 \pm 0.14$	3990	$5.5 \pm 1.8$
9	2013-09-04	46.1	$6.5 \pm 1.8$	$2.02 \pm 0.26$	1160	$9.1 \pm 4.3$
Stack		875.0	$23.4e-11 \pm 1.8$	$1.89 \pm 0.06$	1300	$12.5 \pm 1.6$

**Notes.** The epoch number is given in the first column and the corresponding date in the second. Other columns present the results of the analysis: TS, differential flux at the decorrelation energy, the spectral index  $\Gamma$ , the decorrelation energy, and integrated flux between 100 MeV and 500 GeV.

For completeness, the spectra averaged over the epochs 1, 3, 5, and 6 (Stereo mode observations) and over epochs 2 and 4 (Mono mode observations) were computed separately. Above 200 GeV, both measurements are compatible with each other, with an integrated flux of  $(4.86 \pm 0.30) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  for the Stereo mode observations and  $(2.59 \pm 0.38) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  for Mono mode observations. All the H.E.S.S. data were analysed together by combining the Stereo and Mono mode observations (see Holler et al. 2015), allowing us to compute an averaged spectrum (see Table 1). The integrated flux above 200 GeV measured for this combined analysis is  $(3.12 \pm 0.47) \times 10^{-12} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ . A cross check with a different analysis chain (Parsons & Hinton 2014) was performed and yields similar results.

## 2.2. *Fermi*-LAT data analysis and results

The *Fermi*-LAT is a  $\gamma$ -ray pair conversion telescope (Atwood et al. 2009) that is sensitive to  $\gamma$ -rays above 20 MeV. The bulk of LAT observations are performed in an all-sky survey mode ensuring a coverage of the full sky every 3 h.

Data and software used in this work (*Fermi* tools) are publicly available from the Science Support Center<sup>1</sup>. Events within  $10^\circ$  around the radio coordinates of PKS 2155–304 (region of interest, ROI) and passing the SOURCE selection (Ackermann et al. 2012) were considered corresponding to event class 128 and event type 3 and a maximum zenith angle of  $90^\circ$ . Further cuts on the energy ( $100 \text{ MeV} < E < 500 \text{ GeV}$ ) were made, which remove the events with poor energy resolution. To ensure a significant detection of PKS 2155–304, time windows of 3 days centred on the campaign nights (Table 1) were considered to extract the spectral parameters. To analyse LAT data, P8R3\_SOURCE\_V2 instrumental response functions (irfs) were used. In the fitting procedure, FRONT and BACK events (Atwood et al. 2009) were treated separately.

The Galactic and extragalactic background models designed for the PASS 8 irfs denoted `gll_iem_v07.fits` (Acero et al. 2016) and `iso_P8R3_SOURCE_V2_v1.txt` were used in the sky model, which also contains all the sources of the fourth general *Fermi* catalogue (4FGL, The *Fermi*-LAT Collaboration 2020) within the ROI plus  $2^\circ$  to take into account the large point spread function (PSF) of the instrument especially at low energy.

An unbinned maximum likelihood analysis (Mattox et al. 1996) implemented in the `gtlike` tool<sup>2</sup> was used to find the best-fit spectral parameters of each epoch. Models other than the power-law reported here do not significantly improve the fit quality. Table 2 shows the results of the analysis. We note that for epoch 1 with a test statistic (TS) below 25 ( $\approx 5\sigma$ ), a flux upper limit was derived assuming a spectral index of  $\Gamma = 1.75^3$ .

All the uncertainties presented in this section are statistical only. The most important source of systematic uncertainties in the LAT results is the uncertainty on the effective area, all other systematic effects are listed on the FSSC website<sup>4</sup>.

## 2.3. *NuSTAR* data analysis and results

The *NuSTAR* satellite developed in the NASA Explorer program features two multilayer-coated telescopes that focus the reflected X-rays onto pixellated CdZnTe focal plane modules and provide an image of a point source with a half-power diameter of  $\sim 1'$  (see Harrison et al. 2013, for more details). The advantage of *NuSTAR* over other X-ray missions is its broad bandpass, 3–79 keV with a spectral resolution of  $\sim 1 \text{ keV}$ .

Table 3 provides the details of individual *NuSTAR* pointings: this includes the amount of on-source time (after screening for the South Atlantic Anomaly passages and Earth occultation) and mean net (background-subtracted) count rates. After processing the raw data with the *NuSTAR* Data Analysis Software (NuSTARDAS) package v1.3.1 (with the script `nupipeline`), the source data were extracted from a region of  $45''$  radius centred on the centroid of X-ray emission, while the background was extracted from a  $1.5'$  radius region roughly  $5'$  southwest of the source location located on the same chip. The choice of these parameters is dictated by the size of the point-spread function of the mirror. However, the derived spectra depend very weakly on the sizes of the extraction regions. The spectra were subsequently binned to have at least 30 total counts per re-binned channel. Spectral channels corresponding nominally to the 3–60 keV energy range were considered, in

<sup>2</sup> An unbinned analysis is recommended for small time bins [https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/binned\\_likelihood\\_tutorial.html](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/binned_likelihood_tutorial.html)

<sup>3</sup> This value has been taken a priori and close to the index found in this work.

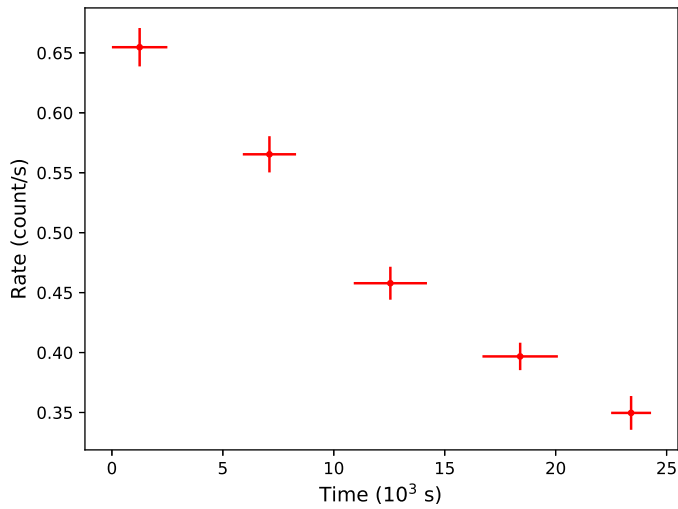
<sup>4</sup> [https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/LAT\\_caveats.html](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/LAT_caveats.html)

<sup>1</sup> <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data>

**Table 3.** Summary of the *NuSTAR* observations of PKS 2155–304.

Epoch	Start	Stop	Obs. ID	Exposure [ks]	Mod A ct rate	Mod B ct rate	Flux <sub>2–10keV</sub> [ $10^{-11}$ erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	$\Gamma$	$\chi^2$ /PHA
1	2013-07-16 22:51:07	2013-07-17 07:06:07	60002022004	13.9	0.245	0.235	$1.43 \pm 0.07$	$2.61 \pm 0.05$	248.3/269
2	2013-08-02 21:51:07	2013-08-03 06:51:07	60002022006	10.9	0.247	0.234	$1.65 \pm 0.08$	$3.09 \pm 0.05$	188.0/216
3	2013-08-08 22:01:07	2013-08-09 08:21:07	60002022008	13.4	0.149	0.133	$0.90 \pm 0.05$	$2.85 \pm 0.08$	153.8/159
4	2013-09-28 22:56:07	2013-09-29 06:26:07	60002022016	11.5	0.149	0.119	$0.80 \pm 0.06$	$2.73 \pm 0.07$	139.1/141
7	2013-08-14 21:51:07	2013-08-15 07:06:07	60002022010	10.5	0.229	0.213	$1.44 \pm 0.06$	$2.92 \pm 0.07$	188.8/195
8	2013-08-26 19:51:07	2013-08-27 03:06:07	60002022012	11.3	0.452	0.427	$2.55 \pm 0.06$	$2.64 \pm 0.04$	314.8/333
9	2013-09-04 21:56:07	2013-09-05 07:06:07	60002022014	12.2	0.251	0.228	$1.46 \pm 0.06$	$2.80 \pm 0.05$	208.8/238

**Notes.** The first columns are the epoch number, start and stop time of the observation, and the corresponding ID. The exposure, the count rate of each module, and the derived spectral parameters (integrated model flux and photon index) are given in subsequent columns. The last column is the  $\chi^2$  over the number of bins (pulse height amplitude, PHA). For the power-law model, the number of degrees of freedom is two less than the number of PHA bins.



**Fig. 2.** Light curve of PKS 2155–304 as seen by the FPMA module of *NuSTAR* during the observation 60002022012 (epoch 8). The energy range is 3–60 keV and the plotted data are not background subtracted. However, the background rate is always lower than 0.03 counts per second and the background was steady (within 5%) throughout the observation. Each point corresponds to data taken over roughly one orbit, during the time indicated by the red markers.

which the source was robustly detected. The resulting spectral data were fitted with a power law modified by the Galactic absorption with a column density of  $1.7 \times 10^{20}$  atoms cm<sup>-2</sup> (Dickey & Lockman 1990) using XSPEC v12.8.2. The standard instrumental response matrices and effective area were derived using the ftool nuproducts. The alternate  $N_{\text{H}}$  measurement by Kalberla et al. (2005) of  $1.4 \times 10^{20}$  cm<sup>-2</sup> was tested, and the best-fit spectral parameters of the source were entirely consistent with results obtained using Dickey & Lockman (1990) values. Data for both *NuSTAR* detectors were fitted simultaneously, allowing an offset of the normalisation factor for the focal plane module B (FPMB) with respect to module FPMA. Regardless of the adopted models, the normalisation offset was less than 5%. The resulting fit parameters are given in Table 3. More complex models for fitting to the datasets obtained during joint *NuSTAR* and *Swift*-XRT pointings were considered, and those are discussed in Sect. 3.2.

The source exhibited significant variability in one of the pointings on August 26 (epoch 8); the *NuSTAR* X-ray count rate for the FPMA module dropped by almost a factor of two in 25 ks

clock time (Fig. 2). This was observed independently by both *NuSTAR* modules. The other *NuSTAR* observations showed only modest variability, with a nominal min-to-max amplitude of less than 20% of the mean count rate. Such variability is not uncommon in HBL-type BL Lac objects and has been seen in previous observations of PKS 2155–304 (see, e.g. Zhang 2008). More recently, rapid X-ray variability was seen in PKS 2155–304 when it was simultaneously observed by many X-ray instruments (Madsen et al. 2017). Other HBL-type blazars exhibit similar variability; recent examples are Mkn 421 (Baloković et al. 2016) and Mkn 501 (Furniss et al. 2015).

#### 2.4. *Swift*-XRT data analysis and results

The details of the *Swift* X-ray Telescope (XRT, Burrows et al. 2005) observations used here are listed in Table 4. The observations were taken simultaneously (or as close as possible) with the H.E.S.S. and *NuSTAR* observations. During this campaign, *Swift* observed the source nine times, but for one of the pointings (corresponding to epoch 6, archive sequence 00030795110), applying standard data quality cuts resulted in no useful source data (the source was outside of the nominal Window Timing – WT – window). Two *Swift*-XRT observations (sequences 0080280006 and -08) were close in time and were performed during a single *NuSTAR* observation. Because these observations have consistent fluxes and spectra, they were added together as *Swift*-XRT data for epoch 7.

All *Swift*-XRT observations were carried out using the WT readout mode. The data were processed with the XRTDAS software package (version 3.4.0) developed at Space Science Data Center (SSDC<sup>5</sup>) and distributed by HEASARC within the HEASoft package (version 6.22.1). Event files were calibrated and cleaned with standard filtering criteria with the xrtpipeline task using the calibration files available in the *Swift* CALDB (v. 20171113). The average spectrum was extracted from the summed and cleaned event file. Events for the spectral analysis were selected within a circle of 20 pixels ( $\sim 46''$ ) radius, which encloses about 80% of the PSF, centred on the source position. The background was extracted from a nearby circular region of 20 pixels radius. The ancillary response files (ARFs) were generated with the xrtrmkarf task applying corrections for PSF losses and CCD defects using the cumulative exposure map. The latest response matrices (version 15) available in the *Swift* CALDB were used. Before the spectral fitting, the 0.4–10 keV

<sup>5</sup> <https://swift.asdc.asi.it/>

source spectra were binned to ensure a minimum of 30 counts per bin. The data extending to the last bin with 30 counts were used, which is typically  $\sim 5$  keV.

The spectrum of each *Swift*-XRT observation was fitted with a simple power law with a Galactic absorption column of  $1.7 \times 10^{20}$  atoms  $\text{cm}^{-2}$  using the XSPEC v12.8.2 package. The resulting mean count rates, power law indices, and corresponding 2–10 keV model fluxes are also included in Table 4. No variability was found in individual observations in this energy range.

## 2.5. Spectral fitting of X-ray data and the search for the hard X-ray “tail”

The results of the individual spectral fits of the *Swift*-XRT and *NuSTAR* data are given in Tables 3 and 4, respectively. However, because PKS 2155–304 exhibited complex X-ray spectral structure measured in the joint *XMM-Newton* plus *NuSTAR* observation in April 2013 (Madejski et al. 2016), here a joint fit to the lower-energy *Swift*-XRT and the higher-energy *NuSTAR* data was performed to investigate the need for such increasingly complex models. Since the source is highly variable, only the strictly simultaneous *Swift*-XRT and *NuSTAR* data sets were paired. To account for possible effects associated with variability or imperfect *Swift*-XRT-to-*NuSTAR* cross-calibration, the normalisations of the models for the two detectors were allowed to vary, but the difference was in no case greater than 20%, consistent with the findings of Madsen et al. (2017), with the exception of the August 26 observation (epoch 8) where *NuSTAR* revealed significant variability (see note in Sect. 2.3).

To explore the spectral complexity similar to that seen in April 2013, the following models were considered<sup>6</sup>: (1) PL: a simple power-law model; and (2) LP: a log-parabola model. The resulting joint spectral fits are given in Table 5.

In four observations (epochs 1, 3, 4 and 9), the model consisting of a simple PL absorbed by the Galactic column fits the data well: no deviation from a simple power-law model is required. However, for epochs 2, 7, and 8, a significant improvement ( $\Delta\chi^2 > 20$  for one extra parameter) of the fit quality is found by adopting the LP model. Thus, at these epochs, the spectrum steepens with energy. In conclusion, there are not only spectral index changes from one observation epoch to another, but there is also a significant change of the spectral curvature from one observation to another. Bhatta et al. (2018), using only *NuSTAR* data, reported results on the same observations and also found a change in the spectral shape for epoch 8 but not for epochs 2 or 7. These latter authors also reported a hardening for epochs 1, 3, and 4, but one which is not significant when compared to a PL fit.

A third model consisting of one log-parabola plus a second hard power law with spectral index  $\Gamma_{\text{HT}}$  (LPHT)<sup>7</sup> was also tested. The model adds a generally harder high-energy “tail” (HT) to the softer log-parabola component. A notable feature is the absence of such a HT in any of the observations (see Sect. 3.2). Therefore, an upper limit on the 20–40 keV flux was computed assuming  $\Gamma_{\text{HT}} = 2$ .

## 2.6. Swift-UVOT data analysis and results

The Ultraviolet/Optical Telescope (UVOT; Burrows et al. 2005) on board *Swift* also observed PKS 2155–304 during *Swift* pointings and measured the UV and optical emission in the bands V

(500–600 nm), B (380–500 nm), U (300–400 nm), UVW1 (220–400 nm), UVM2 (200–280 nm) and UVW2 (180–260 nm). The values of Schlafly & Finkbeiner (2011) were used to correct for the Galactic absorption<sup>8</sup>.

The photon count-to-flux conversion is based on the UVOT calibration (Sect. 11 of Poole et al. 2008). A power-law spectral index  $\Gamma_{\text{UV}}$  was derived for each epoch and is reported in Table 6. The results presented in this work do not provide evidence for spectral variability in the UV energy range.

## 3. Discussion

### 3.1. Flux state and variability in $\gamma$ -rays

During the observation campaign, PKS 2155–304 was found in a low flux state, in the H.E.S.S. energy range,  $\phi(E > 200\text{GeV}) = (11.6 \pm 1.3) \times 10^{-12}$  ph  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , a factor of approximately five lower than during the 2008 campaign ( $\phi(E > 200\text{GeV}) = (57.6 \pm 1.8) \times 10^{-12}$  ph  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  Aharonian et al. 2009); see Fig. 3. The average flux above 200 GeV measured by H.E.S.S. during 9 years of observations ( $\phi(E > 200\text{GeV}) = (51.0 \pm 4.1) \times 10^{-12}$  ph  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , H.E.S.S. Collaboration 2017a) is also more than four times higher than that reported here (for the entire campaign). We note that even lower flux values have been measured over the last 10 years (see Fig. 1 of H.E.S.S. Collaboration 2017a). The source exhibits a harder spectrum ( $\Gamma \approx 2.8$ ) with respect to the H.E.S.S. phase I measurement ( $\Gamma \approx 3.4$ , Aharonian et al. 2009; H.E.S.S. Collaboration 2017a). This is consistent with the results of H.E.S.S. Collaboration (2017b) and likely to be due to the lower energy threshold achieved with CT5.

The *Fermi*-LAT flux averaged over the nine epochs was lower than the flux measured in the 3FGL,  $(12.6 \pm 0.4) \times 10^{-8}$  ph  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , and lower than in 2008 by a factor of approximately two. Similar results were found by H.E.S.S. Collaboration (2017b) showing that the source was in a low flux state in 2013. With a flux of  $(8 \pm 2) \times 10^{-8}$  ph  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  in the 100 MeV–300 GeV energy range, epoch 0 is not different from the epochs reported here. The 2–10 keV X-ray flux was found to be a factor of between approximately three and four lower than in 2008 (Aharonian et al. 2009); see Fig. 3. Only at two epochs (3 and 4), was the 2–10 keV flux measured by *NuSTAR* lower than the one measured at epoch 0 ( $1.1 \times 10^{-11}$  erg  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) and the fluxes of epochs 1, 2, 7, 8, and 9 were higher. The only noticeable difference is at lower energies with the observed optical flux measured by *Swift*-UVOT: at epoch 0, the flux was higher than that measured in all the other epochs (see Table 6).

### 3.2. Broad-band X-ray spectrum

In the energy range from 0.3 to 10 keV, the spectrum is usually assumed to be the high-energy end of the synchrotron emission. Indeed, the measured spectral index of PKS 2155–304 in the X-ray regime is generally in agreement with the value expected for a HBL, for which a power-law spectral index,  $\Gamma$ , is typically steeper than 2 (“soft component” hereafter). Nevertheless a single power law is too simple a representation of the spectrum when measured with sensitive instruments affording a good signal-to-noise ratio. As already pointed out by Perlmutter et al. (2005), the soft X-ray spectra of HBLs are well represented

<sup>6</sup> Models are corrected for Galactic absorption.

<sup>7</sup> The formula for this LPHT model is  $\phi \propto E^{-\Gamma-\beta \log(E)} + E^{-\Gamma_{\text{HT}}}$ .

<sup>8</sup> See <https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/index.html> with a reddening ratio  $A_V/E(B-V) = 3.1$  and  $E(B-V) = 0.022$ .

**Table 4.** Summary of the *Swift*-XRT observations of PKS 2155–304.

Epoch	Start	Stop	Obs. ID	Exposure [ks]	Ct. rate [cts s <sup>-1</sup> ]	Flux <sub>2–10keV</sub> [10 <sup>-11</sup> erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	Γ	χ <sup>2</sup> /PHA
1	2013-07-17 00:06:58	2013-07-17 02:41:34	00080280001	1.6	1.67	1.7 ± 0.1	2.43 ± 0.06	79.0/77
2	2013-08-03 00:20:59	2013-08-03 02:50:45	00080280002	2.1	2.56	1.9 ± 0.1	2.63 ± 0.05	118.2/124
3	2013-08-08 23:06:59	2013-08-09 00:21:47	00080280003	1.7	1.36	1.0 ± 0.1	2.71 ± 0.07	64.8/65
4	2013-09-28 22:50:59	2013-09-29 00:06:47	00080280015	1.6	1.07	0.8 ± 0.1	2.69 ± 0.08	40.8/53
5	2013-06-05 19:37:59	2013-06-05 20:43:12	00030795109	0.9	1.61	1.4 ± 0.2	2.57 ± 0.09	45.4/45
7	2013-08-14 23:15:45	2013-08-15 02:13:48	00080280006 and –08	1.8	2.32	2.0 ± 0.1	2.59 ± 0.05	89.2/108
8	2013-08-26 20:17:59	2013-08-26 23:06:38	00080280009	1.0	3.1	3.4 ± 0.2	2.38 ± 0.06	68.1/85
9	2013-09-05 04:33:59	2013-09-05 05:39:41	00080280013	0.9	0.85	1.5 ± 0.2	2.65 ± 0.10	17.2/28

**Notes.** The first columns are the epoch number, the start and stop time of the observation, and the corresponding ID. The observation length, the count rate, and the derived spectral parameters (integrated model flux and photon index) are given in subsequent columns. The last column is the χ<sup>2</sup> over the number of PHA bins (PHA). For the power-law model, the number of degrees of freedom is two less than the number of PHA bins.

**Table 5.** Joint *NuSTAR* and *Swift*-XRT observations of PKS 2155–304.

Epochs	PL index Γ	χ <sup>2</sup> <sub>PL</sub> /PHA	LP index Γ <sup>(a)</sup>	LP curvature β	χ <sup>2</sup> <sub>LP</sub> /PHA	Flux <sub>HT</sub> (20–40 keV) <sup>(b)</sup> [10 <sup>-12</sup> erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]
1	2.54 ± 0.04	341.3/346	2.57 <sup>+0.13</sup> <sub>-0.03</sub>	0.13 ± 0.06	332.1/346	<1.2
2	2.80 ± 0.03	414.0/340	3.01 <sup>+0.12</sup> <sub>-0.04</sub>	0.27 ± 0.07	301.7/340	<0.4
3	2.77 ± 0.05	223.5/224	2.82 ± 0.07	0.09 ± 0.06	218.9/224	<0.8
4	2.71 ± 0.06	179.5/194	2.71 ± 0.06	0.00 ± 0.07	179.5/194	<0.8
7	2.72 ± 0.04	327.8/303	2.86 <sup>+0.11</sup> <sub>-0.05</sub>	0.18 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.04</sub>	281.6/303	<0.5
8	2.56 ± 0.03	425.1/418	2.59 ± 0.03	0.17 ± 0.04	378.2/418	<0.8
9	2.78 ± 0.05	229.5/266	2.78 ± 0.05	0.10 ± 0.15	226.7/266	<1.3

**Notes.** The errors quoted on the spectral parameters as well as the quoted 20–40 keV flux limits are 90% level confidence regions. For the log-parabola model, the number of degrees of freedom is four less than the number of PHA bins, since the LP model has one extra parameter, and in addition, the normalisation of the two instruments is fitted separately. The 2–10 keV flux for joint *Swift* and *NuSTAR* spectral fits is essentially the same as that measured by *NuSTAR* alone. <sup>(a)</sup>Γ is evaluated at 5 keV. <sup>(b)</sup>The hard tail index is assumed to have Γ<sub>HT</sub> of 2.

**Table 6.** *Swift*-UVOT observations of PKS 2155–304.

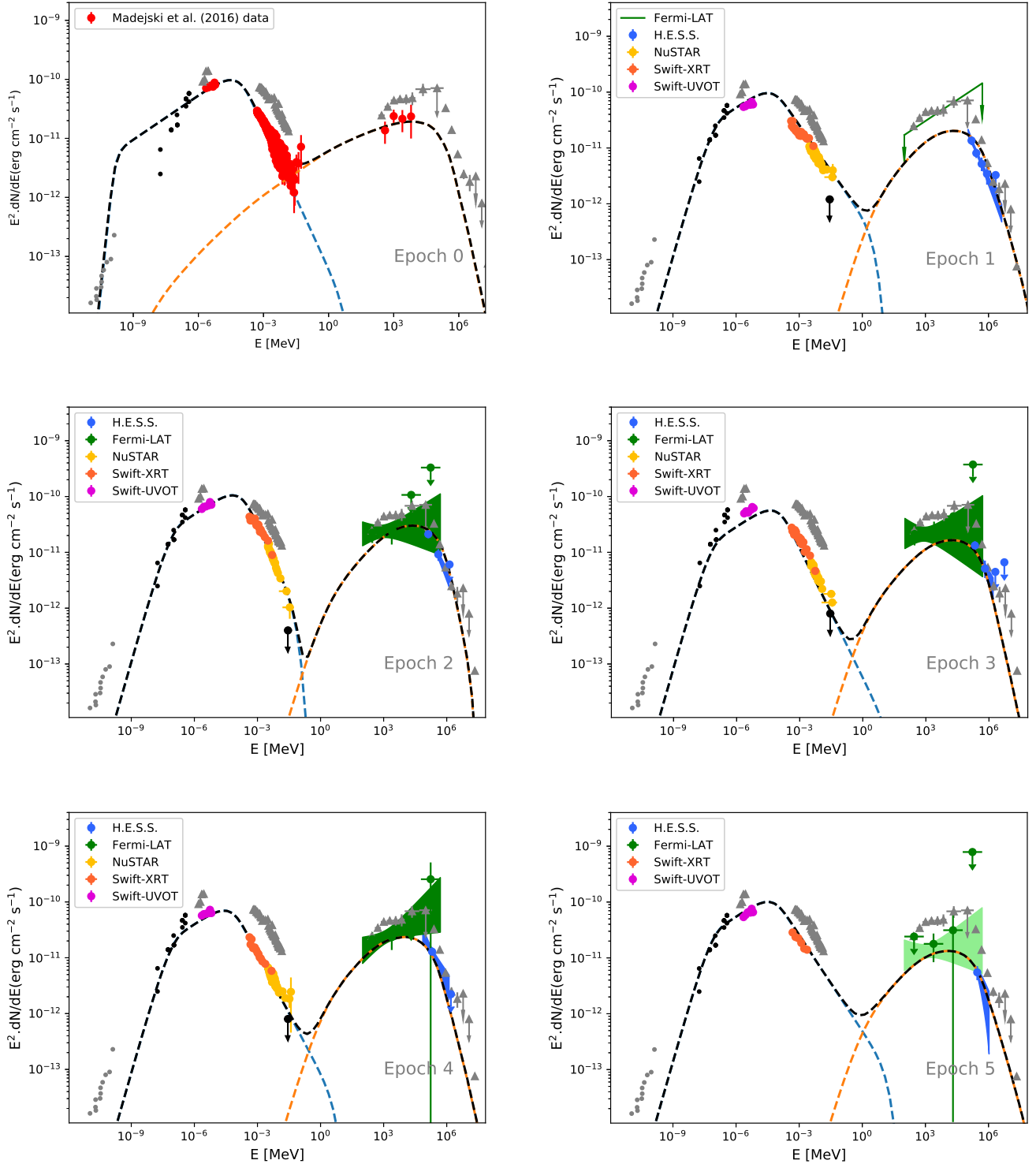
Epochs	V 2.30 eV	B 2.86 eV	U 3.54 eV	UVW1 4.72 eV	UVM2 5.57 eV	UVW2 6.12 eV	Γ <sub>UV</sub>
0 <sup>(*)</sup>	71 ± 2	73 ± 2	78 ± 3	75 ± 3	88 ± 3	81 ± 3	
1	54.2 ± 1.5	56.0 ± 1.2	59.6 ± 1.4	59.4 ± 1.2	67.1 ± 1.4	60.1 ± 1.1	1.86 ± 0.14
2	59.9 ± 1.6	65.4 ± 1.4	66.5 ± 1.5	69.5 ± 1.4	79.5 ± 1.6	71.1 ± 1.3	1.80 ± 0.14
3	49.8 ± 1.3	54.4 ± 1.1	51.5 ± 1.2	57.8 ± 1.1	64.9 ± 1.3	62.1 ± 1.1	1.77 ± 0.14
4	57.0 ± 1.4	60.5 ± 1.2	61.4 ± 1.4	62.9 ± 1.2	72.3 ± 1.4	63.1 ± 1.1	1.86 ± 0.14
5	53.7 ± 1.6	58.5 ± 1.4	65.3 ± 1.6	64.7 ± 1.4	75.8 ± 1.6	65.7 ± 1.2	1.76 ± 0.14
7	62.1 ± 1.8	64.3 ± 1.5	73.3 ± 1.8	74.3 ± 1.5	84.5 ± 1.9	74.6 ± 1.4	1.76 ± 0.14
8	59.1 ± 1.8	60.7 ± 1.5	65.6 ± 1.6	70.1 ± 1.5	79.4 ± 1.7	70.1 ± 1.3	1.76 ± 0.14
9	62.5 ± 1.8	68.6 ± 1.6	68.0 ± 1.6	70.6 ± 1.5	81.4 ± 1.7	72.6 ± 1.4	1.83 ± 0.14

**Notes.** The fluxes are given in units of 10<sup>-12</sup> erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>. The last column is the power-law spectral index Γ<sub>UV</sub> obtained by fitting the UVOT data. <sup>(\*)</sup>Values taken from [Madejski et al. \(2016\)](#).

as gradually steepening functions towards higher energies. In the data presented here, the spectral index measured by *Swift*-XRT is always harder than the one measured by *NuSTAR*. A Kolmogorov–Smirnov test was performed on both *Swift*-XRT and *NuSTAR* spectral index distributions. This test rejects the hypothesis that they are sampled from the same distribution with a *p*-value of 3%. This suggests that such steepening takes place for PKS 2155–304.

At the end of the X-ray spectrum (roughly above a few keV), [Urry & Mushotzky \(1982\)](#) observed PKS 2155–304 above an energy of a few keV with the HEAO A1 instrument, and [Zhang \(2008\)](#) reported a hard excess in two *XMM-Newton* observations (confirmed by [Foschini et al. 2008](#) using the same observations). The *XMM-Newton* observations fit with a broken power-law showed a spectral hardening of ΔΓ = 0.1–0.3 with a break energy of 3–5 keV. Both works interpreted this as a possible





**Fig. 3.** Spectral energy distribution of PKS 2155–304 for each epoch considered in this work. For epoch 0, the red points are directly extracted from Madejski et al. (2016). In the other plots, the purple points are UVOT data, orange are XRT data, and yellow are the *NuSTAR* data. In  $\gamma$ -rays, the green points and contours are the *Fermi*-LAT results and H.E.S.S. results are in blue. The black upper limits refer to the hard-tail component (see text) and are used to constrain the inverse-Compton part of the SSC model (black line). The grey points are the data from the 2008 observation campaign (Aharonian et al. 2009) shown for comparison. Black points are the radio data from Abdo et al. (2010) and Liuzzo et al. (2013). The dashed blue line is the synchrotron emission and the orange line is the IC emission. Both are from the SSC calculation, and the black dashed line is the sum of both.

contamination of the synchrotron spectra by inverse-Compton emission.

More recently, and with the increased energy range provided by *NuSTAR*, Madejski et al. (2016) also measured a hard tail in

the X-ray spectrum of PKS 2155–304 (April 2013 observations, epoch 0). Using a broken power-law model, they found a flattening spectrum with a spectral break of  $\Delta\Gamma > 1$  around 10 keV. During that observation, the source was found in a very low flux

state (with the 2–10 keV flux of  $1.1 \times 10^{-11}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>), even lower than the flux reported by Zhang (2008) and Foschini et al. (2008). Jointly fitting the strictly simultaneous *XMM-Newton* data with the *NuSTAR* data, a more complete picture emerged, with a log-parabola describing the soft ( $E < 5$  keV) spectrum, and a hard tail which can be described as an additional power law.

Regarding the observations presented in this work, adding an extra hard tail (LPHT model) does not significantly improve the  $\chi^2$ . However, it is important to note that the flux of the object during the April 2013 pointing was relatively low, and the observations were fairly long (about four times longer than any single pointing during the campaign reported here). As noted by Madejski et al. (2016), the hard tail becomes more easily detectable only during low-flux states of the softer, low-energy spectral component.

To detect a possible hard tail in the data set of the present campaign, a simultaneous spectral fit of all data sets was performed. Due to the spectral variability of the soft, low-energy component (Table 3), stacking (or just summing) all spectra simultaneously is inappropriate. Instead, a simultaneous fit of seven individual datasets from Epochs 1, 2, 3, 4, 7, 8, and 9 was considered, allowing the spectral parameters of the soft component (described as a log-parabola) to vary independently. Each epoch was described by a LPHT model (see Sect. 2.5), and with common normalisation of the hard tail for all data sets<sup>9</sup>. Formally, the fit returns zero flux for the hard-tail component. The 99% confidence upper limit of  $1.8 \times 10^{-4}$  ph keV<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> on the normalisation of this component (at  $\chi^2 + 2.7$ ) corresponds to a 20–40 keV flux limit of  $2.5 \times 10^{-13}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>. The normalisation of this hard tail in the data from epoch 0 is  $8 \times 10^{-4}$  ph keV<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> (corresponding to a 20–40 keV flux of  $12.0 \times 10^{-13}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>), or more than four times higher than the upper limit measured during the other epochs. In conclusion, the hard tail is also variable on a timescale of months, but no conclusions on the shorter timescales from the presented *NuSTAR* data can be drawn.

We note that the source does exhibit a similar flux level in X-rays with respect to the April 2013 data set while in optical, the flux is significantly lower. In an SSC framework, this photon field might be scattered by low-energy electrons to produce hard X-ray photons accounting for the hard tail visible in epoch 0. Nevertheless, when the *Fermi* measurement is extrapolated down towards the *NuSTAR* energy range, it always overshoots the X-ray measurement. This could be due to a lack of statistics in the LAT range preventing the detection of spectral curvature such as that reported in the 3FGL catalogue, since only 3 days of data were used in each epoch. The extrapolation of the 3FGL spectrum of PKS 2155–304 does not violate the upper limits derived here on the hard-tail component but cannot reproduce epoch 0.

## 4. SED modelling

### 4.1. Leptonic modelling: one zone synchrotron self-Compton

Modelling of blazar SEDs was performed with a one-zone SSC model by Band & Grindlay (1985). The emission zone is considered to be a sphere of radius  $R$  filled with a magnetic field  $B$  and moving at relativistic speed with a Lorentz factor  $\Gamma$ . In this zone, the emitting particle distribution follows a broken power

law:

$$n_e(\gamma) = \begin{cases} N\gamma^{-p_1} & \text{if } \gamma_{\min} < \gamma < \gamma_b \\ N\gamma^{-p_2} \gamma_b^{p_2-p_1} & \text{if } \gamma_b < \gamma < \gamma_{\max} \end{cases}, \quad (1)$$

where  $N$  is density of electrons at  $\gamma = 1$ ,  $p_1$  and  $p_2$  are the indices of the electron distribution, and  $\gamma_b$  is the break energy.

The modelling was performed on the epochs presented in this work (1–5) with UV, X-ray, GeV, and TeV data. Radio data from Abdo et al. (2010) and Liuzzo et al. (2013) were taken from the NED<sup>10</sup>. The radio emission could originate from another location in the jet, or from the emission zone, and is therefore considered as an upper limit in the model. Historical data taken between 10<sup>-2</sup> eV and 1 eV (infra-red range) are found to be quite stable in time with variation of less than a factor of two. Such data were collected using Vizier<sup>11</sup> and shown in the SEDs.

For each epoch, a mathematical minimisation (Nelder & Mead 1965) was performed to find the model parameters  $R$ ,  $B$ ,  $N$ ,  $\log(\gamma_{\min})$ ,  $\log(\gamma_b)$ , and  $\log(\gamma_{\max})$  that best fit the data. The values of  $p_1$  and  $p_2$  were constrained by the UV and X-ray data, respectively, and were not allowed to vary freely in the fitting procedure. Given the little spectral variability found in UV and GeV,  $p_1$  was set to 2.5 and  $p_2 = 2 \cdot \Gamma_{\text{X-ray}} - 1$  (Rybicki & Lightman 1986). The minimisation was performed using a Markov chain Monte Carlo (MCMC) implemented in the emcee python package (Foreman-Mackey et al. 2013). For epochs 1–4, the upper limit on the hard-tail flux (Table 5) is taken into account by forcing the inverse-Compton (IC) component of the model to be below this limit. The resulting parameters are given in Table 7 with their corresponding realisations in Fig. 3.

The model parameters are consistent with previous studies by Kataoka et al. (2000), Foschini et al. (2007), Katarzynski et al. (2008), and Aharonian et al. (2009). As in these previous studies, as well as for other BL Lac objects (e.g. Mrk 421 (Abdo et al. 2011a), Mrk 501 (Abdo et al. 2011b), SHBL J001355.9–185406 (H.E.S.S. Collaboration 2013), etc.), the obtained model is far from equipartition. Even with a very low flux state in the present modelling, particles carry at least ten times more energy density than the magnetic field.

The data from epochs 1–5 are well reproduced by the simple SSC calculation presented here. In contrast to Gaur et al. (2017) for this object or Chen (2017) for Mrk 421, there is no need to invoke a second component to reproduce the SED without over-predicting the radio flux. The main difference is that the hard tail above  $\approx 10$  keV seen in the previous observations is not observed in the present data set.

The SSC model was applied to the data of epoch 0 and results are also presented in Table 7. The contemporaneous data are well reproduced. The main difference in the modelling parameters between epoch 0 and the campaign presented in this work lies in the values of  $\gamma_{\min}$ . For epoch 0, having  $\log(\gamma_{\min}) = 0$  allows a greater inverse-Compton contribution in the X-ray band, making the X-ray tail detectable by *NuSTAR*. This is also in agreement with the observed decrease in the optical flux in epochs 1–5. Indeed a higher value of  $\gamma_{\min}$  decreases the number of electrons emitting in this energy range. We also note that the archival radio data are in disagreement with the modelling of epoch 0, which predict an overly high flux in that energy range. The values obtained for different parameters are not equally well constrained. The shape of the electron distribution ( $\gamma_{\min}$ ,  $\gamma_{\text{break}}$  and

<sup>9</sup> In an SSC or lepto-hadronic scenario, one would expect the hard X-ray tail to be the low-energy counterpart of the *Fermi* spectra. The approach made here with the assumption of a constant normalisation for the tail is more conservative than using the  $\gamma$ -ray spectral results.

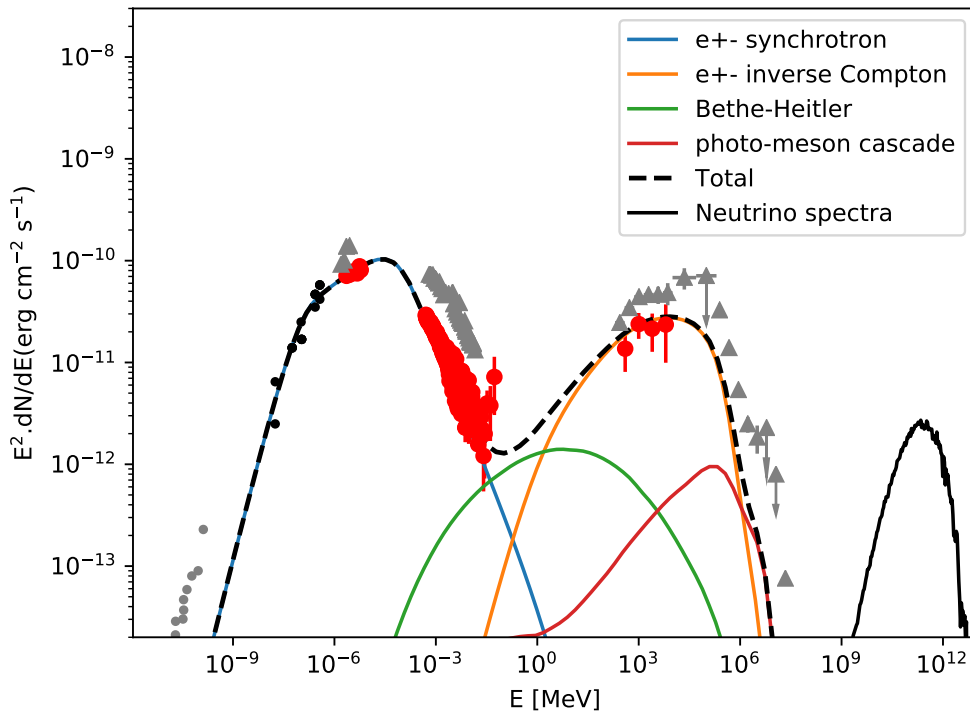
<sup>10</sup> <http://ned.ipac.caltech.edu/>

<sup>11</sup> [http://cds.u-strasbg.fr/vizier-org/licences\\_vizier.html](http://cds.u-strasbg.fr/vizier-org/licences_vizier.html)

**Table 7.** Model parameters for each epoch.

Epoch	$\log(\gamma_{\min})$	$\log(\gamma_b)$	$\log(\gamma_{\max})$	$p_1$	$p_2$	$\delta$	$B$ [ $10^{-2}$ G]	$R$ [ $10^{16}$ cm]	$N_{\text{tot}}$ [ $10^{+50}$ ]	$U_e/U_b$
0	$0.21^{+0.01}_{-0.01}$	$4.69^{+0.01}_{-0.01}$	$7.09^{+0.11}_{-0.20}$	2.5	4.60	$33.0^{+1.8}_{-1.7}$	$4.2^{+0.2}_{-0.3}$	$5.9^{+0.6}_{-0.5}$	$4317.8^{+322.9}_{-617.9}$	722.0
1	$3.55^{+0.06}_{-0.11}$	$4.96^{+0.06}_{-0.08}$	$7.31^{+0.43}_{-0.54}$	2.5	4.10	$27.1^{+1.7}_{-1.5}$	$1.2^{+0.4}_{-0.3}$	$24.5^{+16.0}_{-7.7}$	$5.8^{+2.6}_{-2.2}$	11.8
2	$3.39^{+0.06}_{-0.07}$	$5.02^{+0.04}_{-0.07}$	$6.27^{+0.21}_{-0.19}$	2.5	4.60	$32.4^{+2.0}_{-1.5}$	$2.0^{+0.3}_{-0.3}$	$10.6^{+2.3}_{-5.1}$	$2.7^{+937.2}_{-0.8}$	18.7
3	$3.39^{+0.10}_{-0.16}$	$4.95^{+0.11}_{-0.09}$	$7.55^{+0.17}_{-0.57}$	2.5	4.54	$29.2^{+3.2}_{-4.1}$	$1.7^{+1.2}_{-0.7}$	$10.8^{+5.1}_{-6.5}$	$2.9^{+1.5}_{-2.9}$	23.4
4	$3.32^{+0.11}_{-0.10}$	$4.73^{+0.11}_{-0.11}$	$7.14^{+0.47}_{-0.53}$	2.5	4.42	$30.6^{+4.0}_{-2.3}$	$3.1^{+1.4}_{-1.2}$	$6.2^{+5.7}_{-2.9}$	$1.6^{+1.5}_{-0.7}$	19.1
5	$3.29^{+0.10}_{-0.14}$	$4.74^{+0.08}_{-0.15}$	$7.42^{+0.43}_{-1.04}$	2.5	4.14	$32.8^{+2.2}_{-3.4}$	$2.8^{+2.9}_{-0.8}$	$7.4^{+0.4}_{-1.0}$	$1.6^{+1.0}_{-0.9}$	5.6

**Notes.** Errors were estimated from the MCMC distributions. The first column recalls the epoch, followed by minimal, break, and maximal energies, and the indices  $p_1$  and  $p_2$ . The last parameters are the  $B$ -field, size of the region  $R$ , and the total number of electrons  $N_{\text{tot}}$ . The equipartition factor (ratio of the energy carried by electron over energy in the magnetic field  $U_e/U_b$ ) is given in the last column.



**Fig. 4.** Same as Fig. 3 but for epoch 0 only. The blue and orange dashed lines are the synchrotron and inverse-Compton emission as in Fig. 3. The green line is the emission from Bethe-Heitler pair-production and the red line is that from the photo-meson cascade. The sum of all these components is given by the black dashed line. The black continuous line is the predicted neutrino spectrum.

$\gamma_{\max}$ ) is quite robust with small errors. Other parameters like the  $B$ -field or the size of the emitting region remain poorly known and are indeed different from the model presented in Madejski et al. (2016).

#### 4.2. Emergence of a hadronic component in hard X-rays?

Following the detection of a  $\gamma$ -ray flare from TXS 0506+056 coinciding with a high-energy neutrino (IceCube Collaboration 2018), several authors have independently shown that, while pure hadronic models cannot reproduce the multi-messenger dataset, a scenario in which the photon emission is dominated by an SSC component with a subdominant hadronic component is viable (see, e.g. Ansoldi et al. 2018; Cerruti et al. 2018; Gao et al. 2019; Keivani et al. 2018). The hadronic component emerges in the hard-X-rays as synchrotron radiation by secondary leptons produced via the Bethe-Heitler pair-production channel in this scenario. With this result in mind, it was investigated whether the hardening seen in the *NuSTAR* data of PKS 2155–304 could be

due to subdominant hadronic emission. Starting from the simple SSC model for epoch 0 (see Table 7), a population of relativistic protons was added. It was assumed that  $p_p = p_{e,1}$  (i.e. protons and electrons share the same acceleration mechanism, resulting in the same injection spectral index) and that the maximum proton Lorentz factor  $\gamma_{p,\max}$  is determined by equating acceleration and cooling timescales. The proton distribution was normalised such that the hadronic component emerges in hard X-rays. For additional details on the hadronic code used see Cerruti et al. (2015). Another change in the SSC part of the model was the increase of the value of  $\log(\gamma_{\min})$  to 3.3 in order to avoid overshooting the radio emission.

The key parameter is the power in protons  $L_p$  required to provide the observed photon flux, because a very well-known drawback of hadronic blazar models is that they often require proton powers well above the Eddington luminosity  $L_{\text{Edd}}$  of the super-massive black hole which powers the AGN. For the case of PKS 2155–304, if  $p_p = 2.5$ ,  $\gamma_{p,\min} = 1$  and  $\log \gamma_{p,\max} = 8.0$ , then  $L_p = 5.6 \times 10^{50}$  erg s $^{-1}$  is needed, which is around  $1000L_{\text{Edd}}$

for a black hole mass of  $10^9 M_\odot$ , making this scenario unrealistic. This result is very sensitive to the exact shape of the proton distribution, especially at low Lorentz factors (which cannot be constrained by the data). Moreover,  $L_p$  is lower if the proton distribution is harder, or if  $\gamma_{p,\min} > 1$ . As an example, if  $p_p = 2.0$  and  $\gamma_{p,\min} = 1000$ , then  $L_p = 6.6 \times 10^{47} \text{ erg s}^{-1}$ , which is of the same order of magnitude as  $L_{\text{Edd}}$ . For this scenario, the hadronic photon emission is shown in Fig. 4, and emerges in X-rays as the emission by Bethe–Heitler pairs, and at VHE as a photo-meson cascade. The model predicts an expected neutrino rate in IceCube of  $\nu_{\text{rate}} = 0.01 \text{ yr}^{-1}$ , which is compatible with the non-detection of PKS 2155–304 by IceCube (computed using the IC effective area<sup>12</sup> for a declination of  $-30^\circ$ ).

## 5. Conclusions

PKS 2155–304 was observed contemporaneously for the first time by *Swift*, *NuSTAR*, *Fermi*-LAT, and H.E.S.S. The source was found in a low flux state in all wavelengths during epochs 1–9. The source flux is lower than during the campaign carried out in 2008.

For each epoch, no hard tail was detected in the X-ray spectra, contrary to what was seen at epoch 0. The computation of an upper limit on the 20–40 keV flux of such a hard tail for each observation and for the full data set shows that this component is variable on a timescale of a few months. For epochs 1–5, the SED is well reproduced by a one-zone SSC model. Such a model fails to reproduce the epoch 0 data due to the required value of the  $\gamma_{\min}$  parameter. A low value of  $\gamma_{\min}$  is mandatory to reproduce the hardening in X-rays but in return produces an overly high flux in the radio band with respect to the archival measurements.

The emergence of the variable X-ray hard tail cannot be explained by a one-zone SSC model. Several authors have proposed a multi-zone model to tackle this issue, and Gaur et al. (2017) in particular used a spine or layer jet structure. In such a structured jet, synchrotron photons of the slow layer are Comptonised by the electrons of the fast spine to produce the hard X-ray tail. The results presented here would imply that the layer producing the hard tail is variable over a timescale of months. Such a result is in agreement with the model parameters of Gaur et al. (2017). Nevertheless, the variability timescale derived from the model parameters of these latter authors cannot reproduce variability of the source on a timescale of days, as the model was not designed to reproduce such variability.

Here, the possibility of having a lepto-hadronic radiation component was explored. The same parameters as for the SSC model but with  $\log(\gamma_{\min}) = 3.3$  were used to reproduce a large part of the SED. The hard tail was successfully reproduced by the hadronic emission. Nevertheless for such a model to be in agreement with the Eddington luminosity of the super-massive black hole, the proton distribution has to be harder ( $p_e = 2.0$ ) than the electron distribution ( $p_e = 2.3$ ) together with  $\gamma_{p,\min} > 1000$  and/or have a low-energy cut-off  $\gamma_{p,\min} > 1$ . In the framework of the lepto-hadronic model, the hard-X-ray emission associated with Bethe–Heitler pair production is independent and is not directly associated with the electron-synchrotron and the SSC components. The detection of the hard-X-ray tail during only one of the *NuSTAR* observations could therefore be explained by a sudden increase in the hadronic injection. The origin of the hard tail is still uncertain but this feature could help to disentangle

different classes of emission models for PKS 2155–304 and blazars in general.

**Acknowledgements.** The support of the Namibian authorities and of the University of Namibia in facilitating the construction and operation of H.E.S.S. is gratefully acknowledged, as is the support by the German Ministry for Education and Research (BMBF), the Max Planck Society, the German Research Foundation (DFG), the Helmholtz Association, the Alexander von Humboldt Foundation, the French Ministry of Higher Education, Research and Innovation, the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS/IN2P3 and CNRS/INSU), the Commissariat à l’énergie atomique et aux énergies alternatives (CEA), the U.K. Science and Technology Facilities Council (STFC), the Knut and Alice Wallenberg Foundation, the National Science Centre, Poland grant no. 2016/22/M/ST9/00382, the South African Department of Science and Technology and National Research Foundation, the University of Namibia, the National Commission on Research, Science & Technology of Namibia (NCRST), the Austrian Federal Ministry of Education, Science and Research and the Austrian Science Fund (FWF), the Australian Research Council (ARC), the Japan Society for the Promotion of Science and by the University of Amsterdam. We appreciate the excellent work of the technical support staff in Berlin, Zeuthen, Heidelberg, Palaiseau, Paris, Saclay, Tübingen and in Namibia in the construction and operation of the equipment. This work benefited from services provided by the H.E.S.S. Virtual Organisation, supported by the national resource providers of the EGI Federation. The *Fermi*-LAT Collaboration acknowledges generous ongoing support from a number of agencies and institutes that have supported both the development and the operation of the LAT as well as scientific data analysis. These include the National Aeronautics and Space Administration and the Department of Energy in the United States, the Commissariat à l’Energie Atomique and the Centre National de la Recherche Scientifique/Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules in France, the Agenzia Spaziale Italiana and the Istituto Nazionale di Fisica Nucleare in Italy, the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology (MEXT), High Energy Accelerator Research Organization (KEK) and Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) in Japan, and the K. A. Wallenberg Foundation, the Swedish Research Council and the Swedish National Space Board in Sweden. Additional support for science analysis during the operations phase from the following agencies is also gratefully acknowledged: the Istituto Nazionale di Astrofisica in Italy and the Centre National d’Etudes Spatiales in France. This work performed in part under DOE Contract DE-AC02-76SF00515. This work was supported under NASA Contract No. NNG08FD60C and made use of data from the *NuSTAR* mission, a project led by the California Institute of Technology, managed by the Jet Propulsion Laboratory, and funded by the National Aeronautics and Space Administration. We thank the *NuSTAR* Operations, Software, and Calibration teams for support with the execution and analysis of these observations. This research has made use of the *NuSTAR* Data Analysis Software (*NuSTARDAS*) jointly developed by the ASI Science Data Center (ASDC, Italy) and the California Institute of Technology (USA). This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration. This research made use of Enrico, a community-developed Python package to simplify *Fermi*-LAT analysis (Sanchez & Deil 2013). This research has made use of the VizieR catalogue access tool, CDS, Strasbourg, France. The original description of the VizieR service was published in A&AS 143, 23. This work has been done thanks to the facilities offered by the Université Savoie Mont Blanc MUST computing center. M. Cerruti has received financial support through the Postdoctoral Junior Leader Fellowship Programme from la Caixa Banking Foundation, grant n. LCF/BQ/LI18/11630012. M. B. gratefully acknowledges financial support from NASA Headquarters under the NASA Earth and Space Science Fellowship Program (grant NNX14AQ07H), and from the Black Hole Initiative at Harvard University, which is funded through a grant from the John Templeton Foundation.

## References

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Agudo, I., et al. 2010, *ApJ*, 716, 30
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2011a, *ApJ*, 736, 131
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2011b, *ApJ*, 727, 129
- Acero, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2015, *ApJS*, 218, 23
- Acero, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2016, *ApJS*, 223, 26
- Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., et al. 2012, *ApJS*, 203, 4
- Aharonian, F. A. 2000, *New Astron.*, 5, 377
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *A&A*, 457, 899
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007, *ApJ*, 664, L71
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., et al. 2009, *ApJ*, 696, L150

<sup>12</sup> <https://icecube.wisc.edu/science/data/PS-IC86-2011>

- Ansoldi, S., Antonelli, L. A., Arcaro, C., et al. 2018, *ApJ*, **863**, L10
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *ApJ*, **697**, 1071
- Baloković, M., Paneque, D., Madejski, G., et al. 2016, *ApJ*, **819**, 156
- Band, D. L., & Grindlay, J. E. 1985, *ApJ*, **298**, 128
- Bernlöhr, K., Carrol, O., Cornils, R., et al. 2003, *Astropart. Phys.*, **20**, 111
- Bhatta, G., Mohorian, M., & Bilinsky, I. 2018, *A&A*, **619**, A93
- Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., et al. 2005, *Space Sci. Rev.*, **120**, 165
- Cerruti, M., Zech, A., Boisson, C., & Inoue, S. 2015, *MNRAS*, **448**, 910
- Cerruti, M., Zech, A., Boisson, C., & Inoue, S. 2012, in *5th International Meeting on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, AIP Conf. Ser., 1505, 635
- Cerruti, M., Zech, A., Boisson, C., et al. 2018, *MNRAS*, **483**, L12
- Chadwick, P. M., Lyons, K., McComb, T. J. L., et al. 1999, *ApJ*, **513**, 161
- Chen, L. 2017, *ApJ*, **842**, 129
- Chevalier, J., Sanchez, D. A., Serpico, P. D., Lenain, J.-P., & Maurin, G. 2019, *MNRAS*, **484**, 749
- Cutini, S. 2013, *ATel*, 4755
- Cutini, S. 2014, *ATel*, 6148
- de Naurois, M., & Rolland, L. 2009, *Astropart. Phys.*, **32**, 231
- Dickey, J. M., & Lockman, F. J. 1990, *ARA&A*, **28**, 215
- Falomo, R., Pesce, J. E., & Treves, A. 1993, *ApJ*, **411**, L63
- Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *PASP*, **125**, 306
- Foschini, L., Ghisellini, G., Tavecchio, F., et al. 2007, *ApJ*, **657**, L81
- Foschini, L., Treves, A., Tavecchio, F., et al. 2008, *A&A*, **484**, L35
- Funk, S., Hermann, G., Hinton, J., et al. 2004, *Astropart. Phys.*, **22**, 285
- Furniss, A., Noda, K., Boggs, S., et al. 2015, *ApJ*, **812**, 65
- Gao, S., Fedynitch, A., Winter, W., & Pohl, M. 2019, *Nat. Astron.*, **3**, 88
- Gaur, H., Chen, L., Misra, R., et al. 2017, *ApJ*, **850**, 209
- Harrison, F. A., Craig, W. W., Christensen, F. E., et al. 2013, *ApJ*, **770**, 103
- H.E.S.S. Collaboration (Abramowski, A., et al.) 2013, *A&A*, **554**, A72
- H.E.S.S. Collaboration (Abdalla, H., et al.) 2017a, *A&A*, **598**, A39
- H.E.S.S. Collaboration (Abdalla, H., et al.) 2017b, *A&A*, **600**, A89
- Holler, M., Berge, D., van Eldik, C., et al. 2015, ArXiv e-prints [arXiv:1509.02902]
- IceCube Collaboration (Aartsen, M. G., et al.) 2018, *Science*, **361**, eaat1378
- Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, *A&A*, **440**, 775
- Kataoka, J., Takahashi, T., Makino, F., et al. 2000, *ApJ*, **528**, 243
- Katarzynski, K., Lenain, J. P., Zech, A., Boisson, C., & Sol, H. 2008, *MNRAS*, **390**, 371
- Keivani, A., Murase, K., Petropoulou, M., et al. 2018, *ApJ*, **864**, 84
- Liuzzo, E., Falomo, R., Treves, A., et al. 2013, *AJ*, **145**, 73
- Madejski, G. M., Nalewajko, K., Madsen, K. K., et al. 2016, *ApJ*, **831**, 142
- Madsen, K. K., Beardmore, A. P., Forster, K., et al. 2017, *AJ*, **153**, 2
- Mannheim, K. 1993, *A&A*, **269**, 67
- Mattox, J. R., Bertsch, D. L., Chiang, J., et al. 1996, *ApJ*, **461**, 396
- Mücke, A., & Protheroe, R. J. 2001, *Astropart. Phys.*, **15**, 121
- Nelder, J., & Mead, R. 1965, *Comput. J.*, **7**, 308
- Parsons, R. D., & Hinton, J. A. 2014, *Astropart. Phys.*, **56**, 26
- Perlman, E. S., Madejski, G., Georganopoulos, M., et al. 2005, *ApJ*, **625**, 727
- Piron, F., Djannati-Atai, A., Punch, M., et al. 2001, *A&A*, **374**, 895
- Poole, T. S., Breeveld, A. A., Page, M. J., et al. 2008, *MNRAS*, **383**, 627
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1986, *Radiative Processes in Astrophysics* (Germany: Wiley-VCH), 400
- Sanchez, D. A., & Deil, C. 2013, in *Proceedings of the 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2013)*
- Schlafly, E. F., & Finkbeiner, D. P. 2011, *ApJ*, **737**, 103
- Schwartz, D. A., Griffiths, R. E., Schwarz, J., Doxsey, R. E., & Johnston, M. D. 1979, *ApJ*, **229**, L53
- The Fermi-LAT Collaboration 2020, *ApJS*, **247**, 33
- Urry, C. M., & Mushotzky, R. F. 1982, *ApJ*, **253**, 38
- Zhang, Y. H. 2008, *ApJ*, **682**, 789
- <sup>6</sup> Yerevan Physics Institute, 2 Alikhanian Brothers St., 375036 Yerevan, Armenia
- <sup>7</sup> Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, Newtonstr. 15, 12489 Berlin, Germany
- <sup>8</sup> University of Namibia, Department of Physics, Private Bag 13301, Windhoek 12010, Namibia
- <sup>9</sup> GRAPPA, Anton Pannekoek Institute for Astronomy, University of Amsterdam, Science Park 904, 1098, XH Amsterdam, The Netherlands
- <sup>10</sup> Department of Physics and Electrical Engineering, Linnaeus University, 351 95 Växjö, Sweden
- <sup>11</sup> Institut für Theoretische Physik, Lehrstuhl IV: Weltraum und Astrophysik, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany
- <sup>12</sup> Institut für Astro- und Teilchenphysik, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 6020 Innsbruck, Austria
- <sup>13</sup> School of Physical Sciences, University of Adelaide, Adelaide 5005, Australia
- <sup>14</sup> LUTH, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Université Paris Diderot, 5 place Jules Janssen, 92190 Meudon, France
- <sup>15</sup> Sorbonne Université, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, CNRS/IN2P3, Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies, LPNHE, 4 place Jussieu, 75252 Paris, France
- <sup>16</sup> Laboratoire Univers et Particules de Montpellier, Université Montpellier, CNRS/IN2P3, CC 72, Place Eugène Bataillon, 34095 Montpellier Cedex 5, France
- <sup>17</sup> IRFU, CEA, Université Paris-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France
- <sup>18</sup> Astronomical Observatory, The University of Warsaw, Al. Ujazdowskie 4, 00-478 Warsaw, Poland
- <sup>19</sup> Aix Marseille Université, CNRS/IN2P3, CPPM, Marseille, France
- <sup>20</sup> Instytut Fizyki Jądrowej PAN, ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, Poland
- <sup>21</sup> School of Physics, University of the Witwatersrand, 1 Jan Smuts Avenue, Braamfontein, Johannesburg 2050, South Africa
- <sup>22</sup> Laboratoire d'Annecy de Physique des Particules, Univ. Grenoble Alpes, Univ. Savoie Mont Blanc, CNRS, LAPP, 74000 Annecy, France
- <sup>23</sup> Landessternwarte, Universität Heidelberg, Königstuhl, 69117 Heidelberg, Germany
- <sup>24</sup> Université Bordeaux, CNRS/IN2P3, Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan, 33175 Gradignan, France
- <sup>25</sup> Institut für Astronomie und Astrophysik, Universität Tübingen, Sand 1, 72076 Tübingen, Germany
- <sup>26</sup> Laboratoire Leprince-Ringuet, École Polytechnique, CNRS, Institut Polytechnique de Paris, 91128 Palaiseau, France
- <sup>27</sup> APC, AstroParticule et Cosmologie, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, CEA/Irfu, Observatoire de Paris, Sorbonne Paris Cité, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris Cedex 13, France
- <sup>28</sup> Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France
- <sup>29</sup> Department of Physics and Astronomy, The University of Leicester, University Road, Leicester LE1 7RH, UK
- <sup>30</sup> Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Polish Academy of Sciences, ul. Bartycka 18, 00-716 Warsaw, Poland
- <sup>31</sup> Institut für Physik und Astronomie, Universität Potsdam, Karl-Liebknecht-Strasse 24/25, 14476 Potsdam, Germany
- <sup>32</sup> Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen Centre for Astroparticle Physics, Erwin-Rommel-Str. 1, 91058 Erlangen, Germany
- <sup>33</sup> DESY, 15738 Zeuthen, Germany
- <sup>34</sup> Obserwatorium Astronomiczne, Uniwersytet Jagielloński, ul. Orla 171, 30-244 Kraków, Poland
- <sup>35</sup> Centre for Astronomy, Faculty of Physics, Astronomy and Informatics, Nicolaus Copernicus University, Grudziadzka 5, 87-100 Torun, Poland
- <sup>36</sup> Department of Physics, University of the Free State, PO Box 339, Bloemfontein 9300, South Africa

<sup>1</sup> Centre for Space Research, North-West University, Potchefstroom 2520, South Africa

<sup>2</sup> Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, Luruper Chaussee 149, 22761 Hamburg, Germany

<sup>3</sup> Max-Planck-Institut für Kernphysik, PO Box 103980, 69029 Heidelberg, Germany

<sup>4</sup> Dublin Institute for Advanced Studies, 31 Fitzwilliam Place, Dublin 2, Ireland

<sup>5</sup> High Energy Astrophysics Laboratory, RAU, 123 Hovsep Emin St, Yerevan 0051, Armenia

- <sup>37</sup> Department of Physics, Rikkyo University, 3-34-1 Nishi-Ikebukuro, Toshima-ku, Tokyo 171-8501, Japan
- <sup>38</sup> Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe (WPI), The University of Tokyo Institutes for Advanced Study (UTIAS), The University of Tokyo, 5-1-5 Kashiwa-no-Ha, Kashiwa, Chiba 277-8583, Japan
- <sup>39</sup> Department of Physics, The University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, Japan
- <sup>40</sup> RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan
- <sup>41</sup> Now at Physik Institut, Universität Zürich, Winterthurerstrasse 190, 8057 Zürich, Switzerland
- <sup>42</sup> Institut de Ciències del Cosmos (ICC UB), Universitat de Barcelona (IEEC-UB), Martí Franquès 1, 08028 Barcelona, Spain
- <sup>43</sup> Kavli Institute for Particle Astrophysics and Cosmology, Department of Physics and SLAC National Accelerator Laboratory, Stanford University, Stanford, CA 94305, USA
- <sup>44</sup> Cahill Center for Astronomy and Astrophysics, Caltech, Pasadena, CA 91125, USA
- <sup>45</sup> California State University – East Bay, 25800 Carlos Bee Boulevard, Hayward, CA 94542, USA
- <sup>46</sup> Yale Center for Astronomy and Astrophysics, Physics Department, Yale University, PO Box 208120, New Haven, CT 06520-8120, USA
- <sup>47</sup> Department of Physics and Astronomy, Clemson University, Kinard Lab of Physics, Clemson, SC 29634-0978, USA
- <sup>48</sup> Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91109, USA
- <sup>49</sup> Space Science Laboratory, University of California, Berkeley, CA 94720, USA
- <sup>50</sup> Center for Astrophysics | Harvard & Smithsonian, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA
- <sup>51</sup> Black Hole Initiative at Harvard University, 20 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA
- <sup>52</sup> ASI Science Data Center, Via del Politecnico snc, 00133 Roma, Italy
- <sup>53</sup> INAF – Osservatorio Astronomico di Roma, Via di Frascati 33, 00040 Monteporzio, Italy
- <sup>54</sup> INAF – Osservatorio Astronomico di Brera, Via Bianchi 46, 23807 Merate, Italy
- <sup>55</sup> Max-Planck-Institut für Physik, 80805 München, Germany

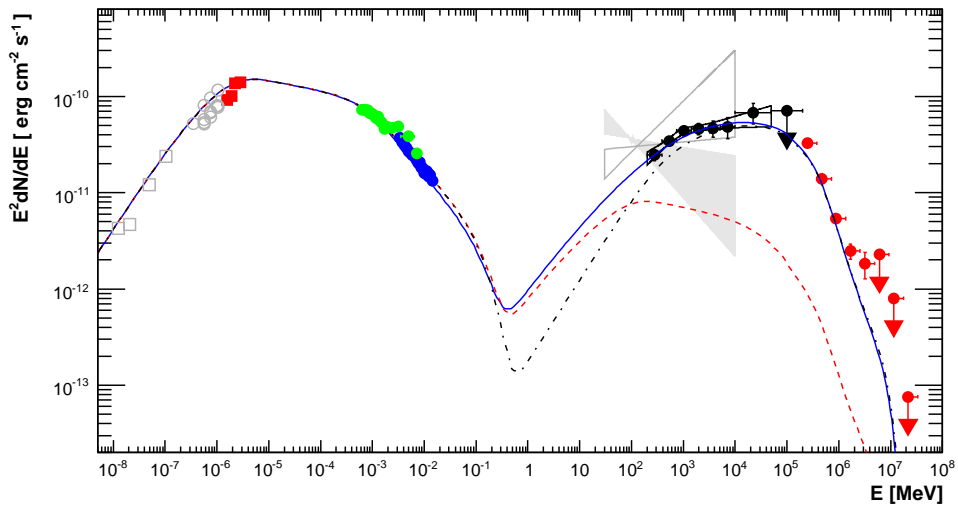


FIGURE 2.5 – Distribution Spectrale d'énergie de PKS 2155-304 avec des données contemporaines de *Fermi*-LAT et H.E.S.S. Extrait de Aharonian et al. (2009b).

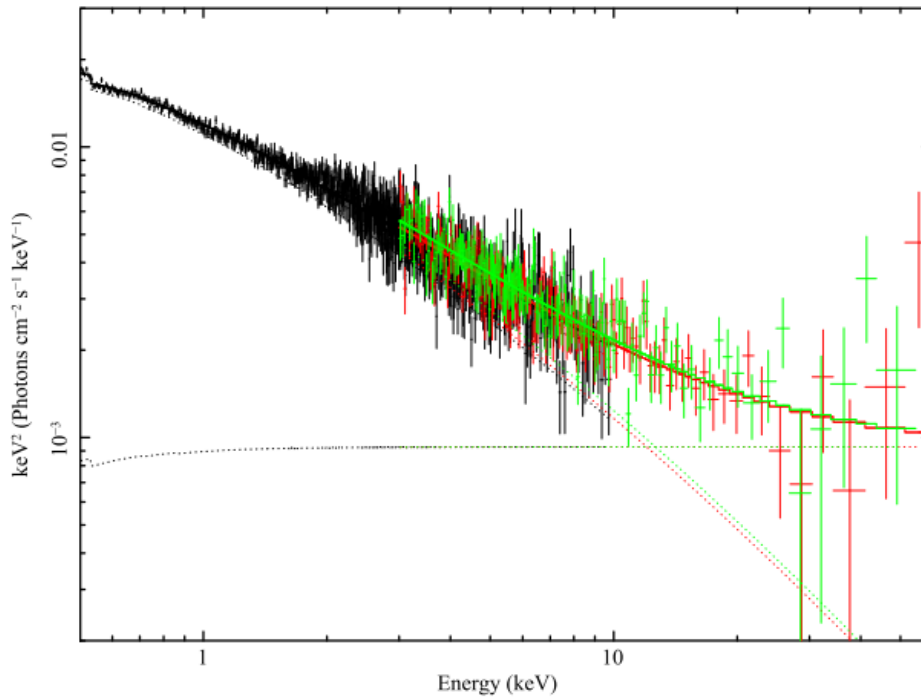


FIGURE 2.6 – Spectre de PKS 2155-304 mesuré par *NuSTAR*. Le spectre est ici ajusté par une double loi de puissance. Extrait de Madejski et al. (2016).

### **Autres indication d'une composante hadronique**

Le modèle lepto-hadronique utilisé dans la publication implique un très faible flux de neutrinos qui n'est pas détectable par IceCube sauf éruption. Néanmoins, un lien Blazar-émission de neutrino a récemment été mis en évidence.

En 2017, la collaboration IceCube a reporté la détection d'un neutrino de très haute énergie IceCube-170922A (IceCube Collaboration et al., 2018), coïncident avec le blazar TXS 0506+056 et qui présentait un état de flux haut. Cette détection lança une campagne d'observation par différents instruments permettant une bonne couverture spectrale. C'est la première évidence de production de neutrinos dans les jets de blazars. Différents auteurs ont ainsi modélisé la source avec des modèles lepto-hadroniques (Cerruti et al., 2019; Cao et al., 2020) permettant de rendre compte du flux neutrino mesuré.

Il est intéressant de noter que, comme dans notre modèle de PKS 2155-304, le flux électromagnétique autour de la dizaine et centaine de keV provient dans ces modèles d'un processus hadronique (Fig. 2.7).

**Un autre événement IceCube (IceCube-190730A), avec une probabilité de 67% d'être astrophysique (Taboada & Stein, 2019), a été spatialement associé avec le FSRQ PKS 1502+106.**

Ici aussi, un modèle lepto-hadronique peut être utilisé (Oikonomou et al., 2021). Dans ce cas, la contribution hadronique est sous-dominante dans la région 10-100 keV. D'autres données aussi bien en rayons X que neutrino sont nécessaires pour confirmer ou infirmer ces résultats.

### **2.2.3 AP Librae, premier LBL vu au TeV**

Situé dans la constellation de la balance, AP Librae est le premier LBL détecté au TeV par H.E.S.S. La classification de cet objet fut faite en 1972 et il entra dans la catégorie des BL Lac (Strittmatter et al., 1972). Son redshift a été mesuré quelques années plus tard  $z = 0.049$  (Disney et al., 1974; Jones et al., 2009). En radio, AP Librae fut détecté sous le nom PKS 1514-24 par un scan radio (Bolton et al., 1964). Cet objet fut associé à AP Librae par Bond (1971); Biraud (1971). Grâce à la mesure des vitesses des étoiles, la masse du trou noir central est bien connue :  $M = 10^{8.40 \pm 0.06} M_{\odot}$  (Woo et al., 2005).

À plus haute énergie, AP Librae fut détecté par le *Einstein X-Ray Observatory* (Schwartz & Ku, 1983). C'est aussi une source relativement brillante en rayons  $\gamma$  car appartenant au 3ème catalogue de sources EGRET : 3EG J1517-2538 (Hartman et al., 1999). Néanmoins, l'indice spectral reporté était assez mou ( $\Gamma_{\text{HE}} = 2.66 \pm 0.43$ ), ne permettant pas d'espérer une détection par les observatoires Cherenkov. Après quelques mois d'observation, *Fermi-LAT* délivra une première liste de sources (Abdo et al., 2009d) et AP Librae fut associé avec 0FGL J1517.9-2423, possédant ainsi un indice spectral bien plus dur  $\Gamma_{\text{HE}} = 1.94 \pm 0.14$  et qui déclencha les observations de H.E.S.S.

### **Détection au TeV**

Les observations faites par H.E.S.S. commencèrent en mai 2010 jusqu'en mai 2011 pour un total de 34 observations passant les coupures de qualité et ce avec seulement les télescopes de 12m. Ceci correspond à 14 heures avec un angle zénithal de 13 degrés. Les données furent analysées avec des coupures dites Loose pour diminuer le seuil en énergie et le rapprocher des observations *Fermi*. In fine, la source est détectée avec une significativité de  $6.6\sigma$  pour un seuil en énergie de 130 GeV (H. E. S. S. Collaboration et al., 2015).

Le spectre mesuré, non corrigé pour les effets de l'EBL, est :



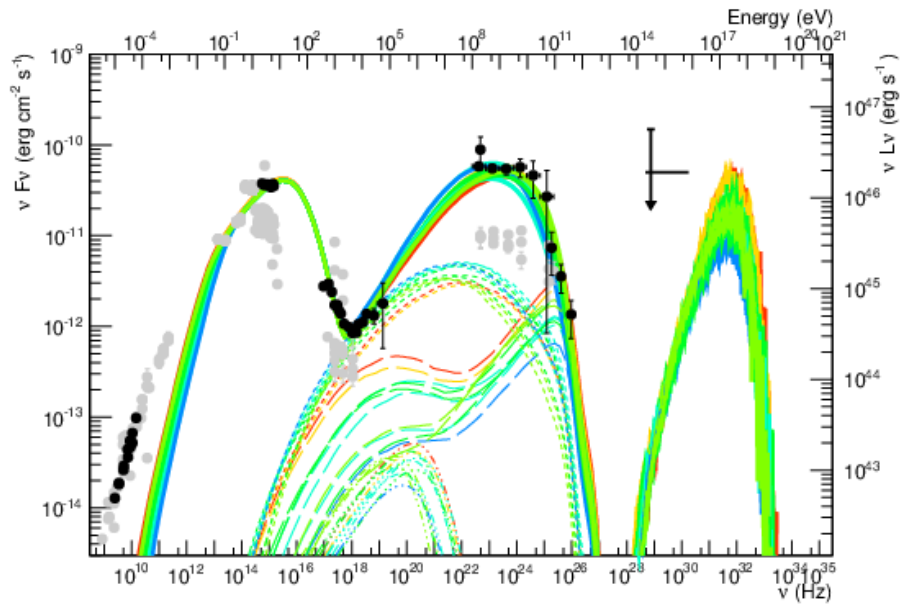


FIGURE 2.7 – Distribution Spectrale d'énergie de TXS 0506+056 modélisée avec un modèle leptohadronique. Extrait de Cerruti et al. (2019).

$$\frac{dN}{dE} = (4.30 \pm 0.57_{\text{stat}} \pm 0.86_{\text{sys}}) \times 10^{-12} \left( \frac{E}{E_{\text{dec}}} \right)^{-2.65 \pm 0.19_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{sys}}} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$$

avec  $E_{\text{dec}} = 450 \text{ GeV}$ . Ce spectre est en bon accord avec la mesure de *Fermi*-LAT (Fig.2.8).

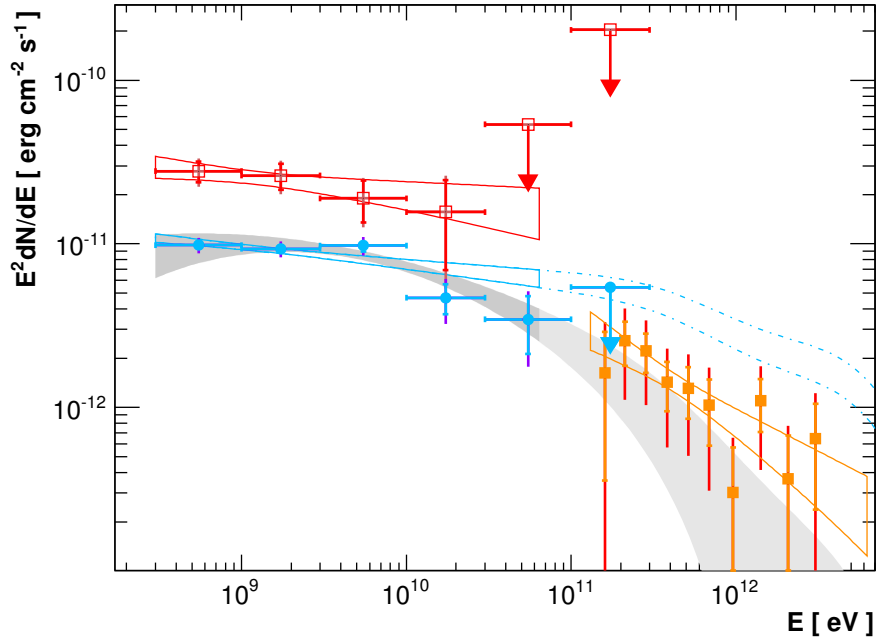


FIGURE 2.8 – SED en rayons  $\gamma$  d'AP Librae obtenue avec les données *Fermi*-LAT et H.E.S.S.. Extrait de H. E. S. S. Collaboration et al. (2015)

La combinaison de ces données avec *Fermi* ne contraint pas totalement le pic de haute énergie comme il est possible de le voir dans la figure 2.8. Il est possible de mettre une limite sur la position du pic à environ 450 MeV. Néanmoins seules les données multi-longueur d'onde peuvent permettre de mieux connaître les propriétés de la source. Ceci fut fait avec des données Radio, Optique et X.

## 2.2.4 "From radio to TeV : the surprising spectral energy distribution of AP Librae"

# From radio to TeV: the surprising spectral energy distribution of AP Librae

D. A. Sanchez,<sup>1★</sup> B. Giebels,<sup>2</sup> P. Fortin,<sup>3</sup> D. Horan,<sup>2</sup> A. Szostek,<sup>4</sup> S. Fegan,<sup>2</sup>  
A.-K. Baczkó,<sup>5,6</sup> J. Finke,<sup>7</sup> M. L. Kadler,<sup>6</sup> Y. Y. Kovalev,<sup>8,9</sup> M. L. Lister,<sup>10</sup>  
A. B. Pushkarev<sup>9,11,12</sup> and T. Savolainen<sup>9,13</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, Université de Savoie, CNRS/IN2P3, F-74941 Annecy-le-Vieux, France

<sup>2</sup>Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole Polytechnique, CNRS/IN2P3, F-91128 Palaiseau, France

<sup>3</sup>Fred Lawrence Whipple Observatory, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Amado, AZ 85645, USA

<sup>4</sup>Kavli Institute for Particle Astrophysics and Cosmology, Department of Physics and SLAC National Accelerator Laboratory, Stanford University, Stanford, CA 94305, USA

<sup>5</sup>Dr Karl Remeis-Observatory ECAP, Astronomical Institute, Friedrich-Alexander University Erlangen-Nuremberg, Sternwartstr. 7, D-96049 Bamberg, Germany

<sup>6</sup>Lehrstuhl für Astronomie, Universität Würzburg, Campus Hubland Nord, Emil-Fischer-Strasse 31, D-97074, Würzburg, Germany

<sup>7</sup>U.S. Naval Research Laboratory, Code 7653, 4555 Overlook Ave. SW, Washington, DC, 20375-5352, USA

<sup>8</sup>Astro Space Center of Lebedev Physical Institute, Profsoyuznaya 84/32, 117997 Moscow, Russia

<sup>9</sup>Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, D-53121 Bonn, Germany

<sup>10</sup>Department of Physics, Purdue University, West Lafayette, IN 47906, USA

<sup>11</sup>Crimean Astrophysical Observatory, 98409 Nauchny, Crimea, Russia

<sup>12</sup>Pulkovo Observatory, Pulkovskoe Chaussee 65/1, 196140 St. Petersburg, Russia

<sup>13</sup>Aalto University Metsähovi Radio Observatory, Metsähovintie 114, FI-02540 Kylmälä, Finland

Accepted 2015 September 14. Received 2015 September 1; in original form 2015 June 2

## ABSTRACT

Following the discovery of high-energy (HE;  $E > 10$  MeV) and very-high-energy (VHE;  $E > 100$  GeV)  $\gamma$ -ray emission from the low-frequency-peaked BL Lac (LBL) object AP Librae, its electromagnetic spectrum is studied over 60 octaves in energy. Contemporaneous data in radio, optical and UV together with the (non-simultaneous)  $\gamma$ -ray data are used to construct the most precise spectral energy distribution of this source. The data have been found to be modelled with difficulties with single-zone homogeneous leptonic synchrotron self-Compton (SSC) radiative scenarios due to the unprecedented width of the HE component when compared to the lower-energy component. The two other LBL objects also detected at VHE appear to have similar modelling difficulties. Nevertheless, VHE  $\gamma$ -rays produced in the extended jet could account for the VHE flux observed by HESS.

**Key words:** galaxies: active – BL Lacertae objects: individual: AP Librae – galaxies: jets.

## 1 INTRODUCTION

Blazars are among the most energetic objects in the Universe that exhibit non-thermal electromagnetic spectra from radio up to very-high-energy (VHE;  $E > 100$  GeV)  $\gamma$ -rays, with a two-component spectral energy distribution (SED) structure in a  $\nu f(\nu)$  representation. Multi-wavelength data are of paramount importance to understand the mechanisms at play in the jet.

Blazars are divided into two classes: flat spectrum radio quasars (FSRQs) and BL Lacertae (BL Lac) objects, the latter being sub-divided into high-frequency-peaked BL Lac (HBL) and low-frequency-peaked BL Lac (LBL). The distinction between HBL and

LBL classes is based on the low-energy peak position (Padovani & Giommi 1995). HBL objects present a peak in the UV or X-ray range while the peak of LBL objects is located at lower energies (i.e. in optical wavelengths).

So far, the vast majority of BL Lac objects detected in VHE belong to the HBL sub-class.<sup>1</sup> The SEDs of HBL objects are often successfully modelled with a synchrotron self-Compton (SSC) model, in which the low-energy emission is produced by synchrotron radiation of relativistic electrons, and the high-energy (HE) component by inverse Compton-scattering off the same synchrotron photons. HBL are the dominant class of extragalactic objects detected by

<sup>1</sup> To keep track of the number of detected object, an up-to-date VHE  $\gamma$ -ray catalogue can be found in the TeVcat <http://tevcat.uchicago.edu>

\*E-mail: [david.andre.sanchez@lapp.in2p3.fr](mailto:david.andre.sanchez@lapp.in2p3.fr)

ground-based Atmospheric Čerenkov Telescopes (ACTs) in the TeV  $\gamma$ -ray regime.

Only a few TeV emitters belong to the LBL sub-class and, among them, AP Librae ( $z = 0.049$ ; Jones et al. 2009) was recently detected by the HESS collaboration (Abramowski et al. 2015) with a flux of  $8.78 \pm 1.54_{\text{stat}} \pm 1.76_{\text{sys}} \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  above 130 GeV and a photon index  $\Gamma = 2.65 \pm 0.19_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{sys}}$  matching well the spectrum measured by the *Fermi* Large Area telescope (LAT) in the HE (100 MeV  $< E < 300$  GeV) range. Remarkably, the spectral break between the HE and VHE ranges is the smallest ever measured for an LBL object but cannot be explained by extragalactic background light (EBL) attenuation only (Sanchez, Fegan & Giebels 2013). In this work, VHE and HE data have been extracted from Abramowski et al. (2015).

After the announcement of this detection by the HESS collaboration (Hofmann 2010), *Swift* and *RXTE* data were taken creating contemporaneous spectra in X-ray and UV bands. Analysis and results are presented in Sections 2.1 and 2.3. Archival observation by *Chandra* (Section 2.2) has been analysed in this work, revealing the first X-ray extended jet for a VHE blazar. At longer wavelengths, AP Librae is one of the targets of different monitoring programs such as SMARTS (Section 2.3) and the MOJAVE program (Section 2.4), which provide long-term optical and VLBA measurements. The VHE detection, together with lower energy-data presented in this paper, enables us to draw the first complete SED of this source and to probe mechanisms at play in LBL objects. The broad-band SED is then discussed in the framework of different emission models in Section 3.

Throughout this paper a  $\Lambda$  cold dark matter ( $\Lambda$ CDM) cosmology with  $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.73$  and  $\Omega_M = 0.27$  is assumed, resulting in a luminosity distance for AP Librae of  $D_L = 215 \text{ Mpc}$  and a linear scale of  $0.947 \text{ kpc per arcsec}$  (Wright 2006).

## 2 MULTI-WAVELENGTH OBSERVATIONS

### 2.1 *Swift*-XRT and *RXTE*-PCA observations

X-ray observations of AP Librae during the period of interest were retrieved using the HEASARC archive. Four consecutive daily observations (Obs ID 95141) of  $\simeq 3$  ks each were carried out between 2010 July 10 and 14 with *RXTE* (Jahoda et al. 1996), with a total exposure of  $\simeq 13$  ks. The STANDARD2 *RXTE*-Proportional Counter Array (PCA) data were extracted using the FTOOLS in the HEASOFT 6.16 software package provided by NASA/GSFC and filtered using the *RXTE* Guest Observer Facility recommended criteria. Only signals from the top layer (X1L and X1R) of Proportional Counter Unit 2 (PCU2) were used to extract spectra in the 3–50 keV range, using the faint-background model. The obtained daily light curve has an average rate of  $0.44 \text{ counts s}^{-1}$ , a variance of  $0.03 \text{ counts s}^{-2}$  compatible with its expected variance of  $0.02 \text{ counts s}^{-2}$  if the source were constant, and a chi-square probability of constancy of 27 per cent, hence no variability is present over the span of 4 d.

During the period of interest, seven observations were carried out by the *Swift* mission (Burrows et al. 2005), between 2010 February 20 and 2011 August 16 (Obs ID 36341005 to 36341011), of which one 5 ks observation was carried out on 2010 July 7, near the *RXTE* observation. However, the short observation in Obs ID 36341009 was skipped. The photon-counting (PC) mode data are processed with the standard XRTPIPELINE tool (HEASOFT 6.16), with the source and background-extraction regions defined as a 20-pixel ( $4.7 \text{ arcsec}$ ) and a 40-pixel radius circle, respectively, the latter being centred

nearby the former without overlapping. All exposures show a source with a stable average count rate of  $\simeq 0.12 \text{ counts s}^{-1}$ . Also the large 5 ks XRT-PC light curve shows the source with an average count rate of  $(0.13 \pm 0.02) \text{ s}^{-1}$  and an rms of  $\simeq 0.01 \text{ s}^{-1}$  for which no variability could be found with a 99 per cent confidence level upper limit on the fractional variance (as defined in Vaughan et al. 2003)  $F_{\text{var}}$  of 0.95. Using this count rate in WebPIMMS from HEASARC, an *RXTE*-PCA count rate of  $\simeq 0.6 \text{ counts s}^{-1}$  is predicted, compatible with the value actually observed of  $0.44 \text{ counts s}^{-1}$  hinting at the fact that the source was probably in the same state during observations of both observatories. Given the low count rate, no pile-up is expected in PC mode, which is confirmed by the acceptable fit of a King profile to the PSF of all observations.

Spectral fitting of all Obs IDs was performed with PYXSPEC v1.0.4 (Arnaud 1996), using a response matrix for the combined PCA data set generated by the FTOOLS PCARSP v11.7.1, and dedicated Ancillary Response Functions (ARFs) for all XRT data sets generated by XRTMKARF (along with the latest spectral redistribution matrices SWXPC0TO12s6\_20110101v014 from CALDB). Spectra from all Obs IDs were rebinned to have at least 20 counts per bin using GRPPHA, channels 0 to 29 were ignored in the XRT-PC data, and only the 3–50 keV range is used in the PCA data. All data sets are fitted to a power-law model  $dN/dE = N_0(E/E_0)^{-\Gamma_X}$ , where  $N_0$  is the normalization factor at a chosen reference energy  $E_0 = 1 \text{ keV}$  and  $\Gamma_X$  the photon index. Using the Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic H I (Kalberla et al. 2005) weighted average hydrogen column density of  $N_H = 8.14 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ , good fits are obtained for the power-law function [ $P(\chi^2) = 0.18 - 0.9$ ] with a photon index of  $\Gamma_X \simeq 1.55$  on average. All XRT observations were also summed, a new exposure file built with XIMAGE, and a new ARF for the summed spectrum. This latter spectrum extends up to  $\simeq 7 \text{ keV}$ . Another spectrum was derived this time limited to 1 count/bin to allow an extension to higher energies, and was fitted using STATISTIC CSTAT required in the case of Poisson data. The fit parameters are entirely compatible with those obtained using  $\chi^2$  statistics, but the spectrum extends up to  $\simeq 10 \text{ keV}$ . All fit parameters, along with the unabsorbed 0.3–10 keV flux  $F_{0.3-10 \text{ keV}}$  (retrieved for each flux using CFLUX), are shown in Table 1 and the light curve is shown in Fig. 1.

Systematic errors on the *Swift*-XRT spectra and absolute flux are less than 3 per cent and 10 per cent, respectively (Godet et al. 2009), while PCA-XRT cross-calibration details can be found in Tsujimoto et al. (2011).

### 2.2 *Chandra* observations

AP Librae was observed by *Chandra* on 2003 July 4 with a total exposure time of 14 ks. The *Chandra* data reprocessing and reduction were performed following the standard procedures described in the *Chandra* Interactive Analysis of Observations<sup>2</sup> (CIAO) threads, using CIAO v4.3 and the *Chandra* Calibration Database (CALDB) version 4.4.6. The data reveal the presence of an extended jet on arcsec scales, which is unique amongst the VHE emitting BL Lac class so far. A radio VLA observation was used to align the nuclear X-ray emission with the radio core. A registered, exposure-corrected and adaptively smoothed image of AP Librae in units of  $\text{ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ px}^{-1}$ , with radio contours overlaid, is shown in Fig. 2. In order to assess to what degree the *RXTE* and *Swift* spectra need

<sup>2</sup> <http://cxc.harvard.edu/ciao/index.html>

**Table 1.** Results of the spectral fitting of all XRT-PC and PCA observations.

Obs ID	Time MJD-5500	$N_0$ ph cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>	$\Gamma_X$	$P(\chi^2)$ per cent	$F_{0.3-10\text{keV}}$ $\times 10^{-12}$ erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>
00036341005	247.2–247.2	$(9 \pm 1) \times 10^{-4}$	$1.62 \pm 0.14$	18	$6.8 \pm 0.8$
00036341006	249.5–249.7	$(9 \pm 1) \times 10^{-4}$	$1.45 \pm 0.09$	70	$7.6 \pm 0.6$
00036341007	384.7–384.8	$(8.3 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	$1.47 \pm 0.06$	31	$7.2 \pm 0.4$
00036341008	608.1–608.2	$(10 \pm 1) \times 10^{-4}$	$1.49_{-0.14}^{+0.15}$	35	$8.3_{-0.9}^{+1.0}$
00036341010	608.0–608.0		$1.51 \pm 0.09$	94	$7.8 \pm 0.6$
00036341011	609.8–609.9	$(9.3 \pm 0.5) \times 10^{-4}$	$1.52_{-0.06}^{+0.07}$	60	$7.6 \pm 0.4$
Sum all above		$(9.2 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	$1.52 \pm 0.02$	99	$7.54 \pm 0.2$
95141	387.9–391.9	$1.3_{-0.3}^{+0.4} \times 10^{-3}$	$1.74 \pm 0.16$	91	$5.6 \pm 0.4$

corrections for non-core emission, the spectrum of the jet is estimated, with the caveat that this observation is not contemporaneous with the data set presented here.

A spectrum of the jet was taken from a polygon-shaped region which avoids the emission of the core and the ACIS readout streak. A core spectrum comes from a 2 arcsec region centred on the core. A background spectrum was extracted from four circular regions placed to the north and south of the source. The jet and background regions are marked in Fig. 2. In order to estimate the effects of pile-up in the core and jet region, the method described by Harris et al. (2011) was used. In the jet region no pile-up was found while it was necessary to correct for mild pile-up in the core.

The spectra of the core and the jet contain  $\simeq 4900$  and  $\simeq 200$  background-subtracted counts, respectively. Both spectra were binned to a minimum of 20 counts per bin, and fit in the 0.5–7.0 keV energy band using an absorbed power-law model in XSPEC with the same  $N_H$  as in Section 2.1. The fit of the jet spectrum yields a photon index  $\Gamma_{\text{jet}} = 1.59 \pm 0.16$  and a 2–10 keV unabsorbed flux of  $F_{2-10\text{keV}}^{\text{jet}} = (1.07 \pm 0.37) \times 10^{-13}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, with a  $\chi^2 = 4.4$  for 7 dof, or more than an order of magnitude below the value measured for the source in Section 2.1 based on the *Swift* and *RXTE* data, which can hence safely be used as the X-ray flux of the core in AP Librae. The jet spectrum is comparable with the spectra of large-scale quasar jets observed by *Chandra*, which may also be sources of relatively intense  $\gamma$ -ray emission (see the discussion in Sambruna et al. 2004; Finke, Dermer & Böttcher 2008). Such a scenario is not formally excluded here since an extrapolation of the jet spectrum could connect within the experimental errors with either the HE or VHE fluxes reported here. Assuming no pile-up, the best power-law fit to the core spectrum yields a photon index of  $\Gamma_{\text{core}} = 1.51 \pm 0.03$  and a 2–10 keV unabsorbed flux of  $F_{2-10\text{keV}}^{\text{core}} = 3.18_{-0.14}^{+0.19} \times 10^{-12}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>. Using the PILEUP model in XSPEC, a pile-up corrected spectrum appears however to be softer with  $\Gamma_{\text{core}} = 1.68_{-0.06}^{+0.03}$  and  $F_{2-10\text{keV}}^{\text{core}} \simeq 2.31 \times 10^{-12}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, with a  $\chi^2 = 158.4$  for 129 dof. The pile-up model of Davis (2001) was used in the fit of the core spectrum, and the value of the pile-up parameter  $\alpha > 0$  indicates that the fit is indeed affected by this. However, it was not possible to obtain an error estimate on  $\alpha$ , and hence we also do not have an error estimate on the unabsorbed and pile-up corrected flux. Due to pile-up effects, the fit results for the core should be treated with caution. This extended X-ray jet was first reported by Kaufmann, Wagner & Tibolla (2013). Our results differ slightly, probably because we used different extraction and background regions, and Kaufmann et al. did not take into account the above-mentioned ACIS readout streak.

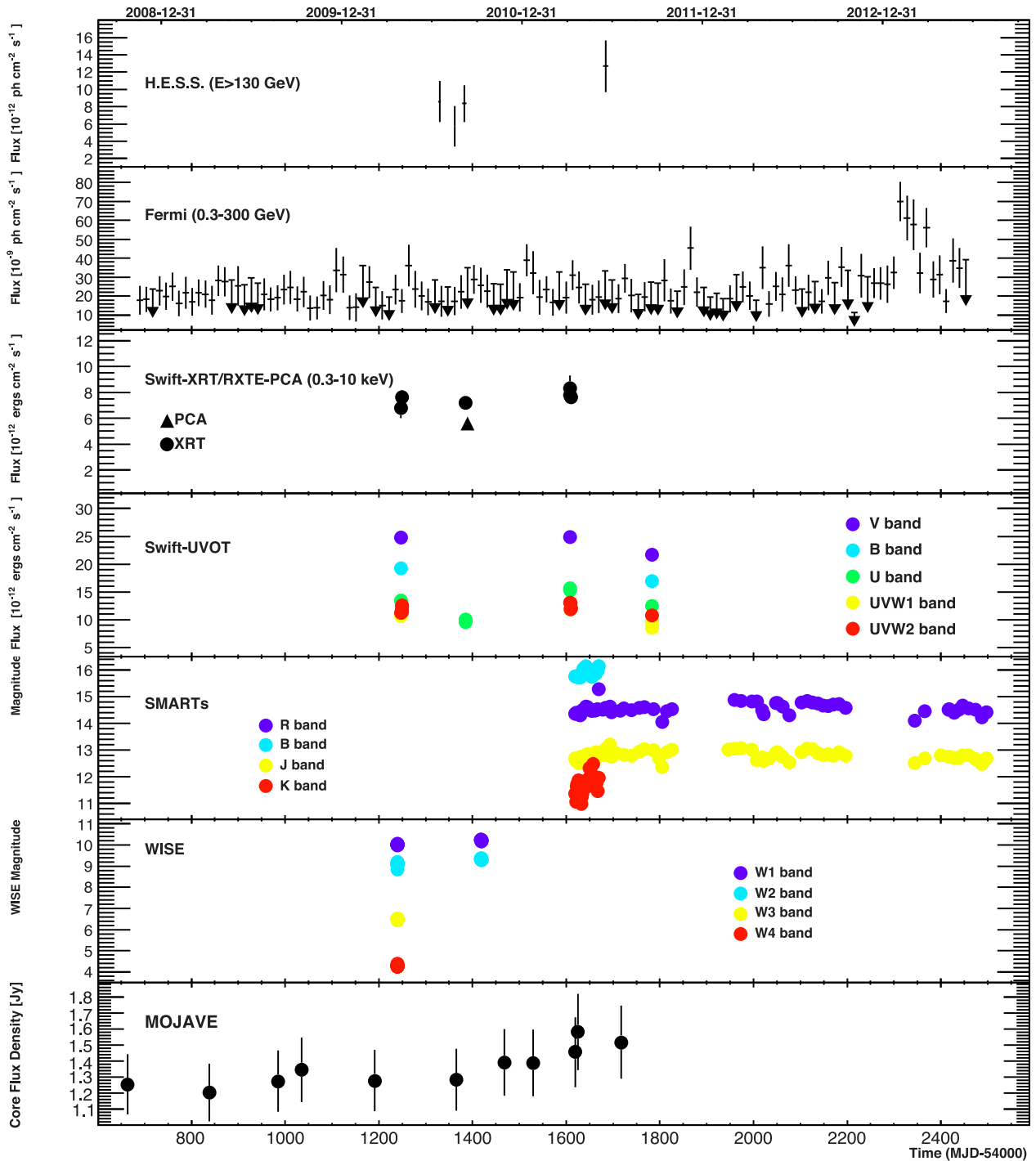
### 2.3 *Swift*-UVOT and SMARTS observations

All of the available archival data taken on AP Librae with the ultraviolet and optical telescope (UVOT) on the *Swift* satellite were analysed. This comprised 35 exposures taken between 2007 April and 2010 July, 13 of which occurred during the time frame with which this paper is concerned (see Fig. 1). After extracting the source counts from an aperture of 5.0 arcsec radius around AP Librae and the background counts from four neighbouring regions, each of the same size, the magnitudes were computed using the UVOTSOURCE tool with calibrations from Breeveld et al. (2011). These were converted to fluxes using the values from Poole et al. (2008) after correction for extinction following the procedure and  $R_V$  value of Roming et al. (2009). The values of  $a$  and  $b$  from Roming et al. (2009), computed following the procedure of Cardelli, Clayton & Mathis (1989), were used. The  $E(B - V)$  value from Schlafly & Finkbeiner (2011), accessed through the NASA/IPAC Extragalactic Database, was used. Results are summarized in Table 2.

AP Librae was observed in context of the Yale *Fermi*/SMARTS project<sup>3</sup> (Bonning et al. 2012). Observations were performed in the *B*, *R*, *J* and *K* bands between 2011 February 27 (MJD 55619) and 2013 March 3 (MJD 56739) and are shown in Fig. 1. The number of observations and the mean magnitudes are given in Table 2 together with the corresponding fluxes. Magnitudes have been corrected for Galactic absorption using values from Schlafly & Finkbeiner (2011) and converted in flux units using the Bessell zero-points (Bessell 1990).

The host galaxy of AP Librae is bright and therefore the contribution from starlight must be taken into account to estimate the non-thermal flux from the core in the near-infrared to *UV* band. The dereddened near-infrared and optical measurements of AP Librae reported in fig. 1 of Falomo et al. (1993), where the total emission was modelled with a giant elliptical galaxy template and a superposed non-thermal power-law continuum, are given for illustration in the composite SED of Fig. 3. The synchrotron emission probably peaks in the optical- to near-IR range, since the spectral index for AP Librae in that range is  $\alpha_{\text{IROP}} = 0.95 \pm 0.10$ . In Hyvönen et al. (2007), the fluxes in the *B* and *U* bands were calculated for the host galaxy and the core. The fractional contribution of the latter was  $\simeq 42$  per cent in the *B* band and  $\simeq 69$  per cent in the *U* band. At higher energies the emission from the core accounts for an even higher percentage. To take this result into account, the host galaxy template of Silva et al. (1998) has been used and with a normalization adjusted to fit the data.

<sup>3</sup> <http://www.astro.yale.edu/smarts/glast/pubs.html>



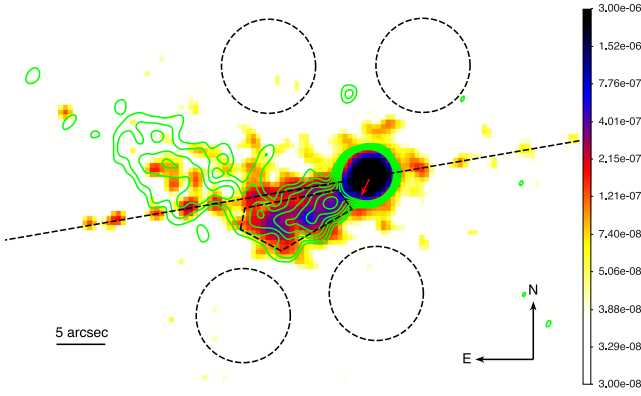
**Figure 1.** Light curves of AP Librae in, from top to bottom, VHE, HE, X-rays, UV, optical and radio (15 GHz) wavebands. The four *RXTE* observations (Obs ID 95141) were merged together and the seven *Swift* observations (Obs ID 36341005 to 36341011) are shown individually.

## 2.4 MOJAVE

The parsec-scale structure of the radio jet of AP Librae has been monitored throughout the past decade as part of the *MOJAVE* program<sup>4</sup> (Monitoring of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments) with the Very Long Baseline Array (VLBA) at a frequency

of 15 GHz. The VLBA data have been calibrated and analysed following the procedures described by Lister et al. (2009). The source shows a bright, continuous inner jet region with a bright jet core, i.e. apparent jet base, extending towards the South. At a resolution of typically  $\simeq(1.5 \times 0.5)$  milli-arcsecond (mas), the core is not clearly separated from the inner jet. Elliptical Gaussian components were used to model the brightness distribution and to determine radio flux densities of different emission regions within the source. For the comparison with higher-energy multiwavelength data, we

<sup>4</sup> <http://www.physics.purdue.edu/astro/MOJAVE>



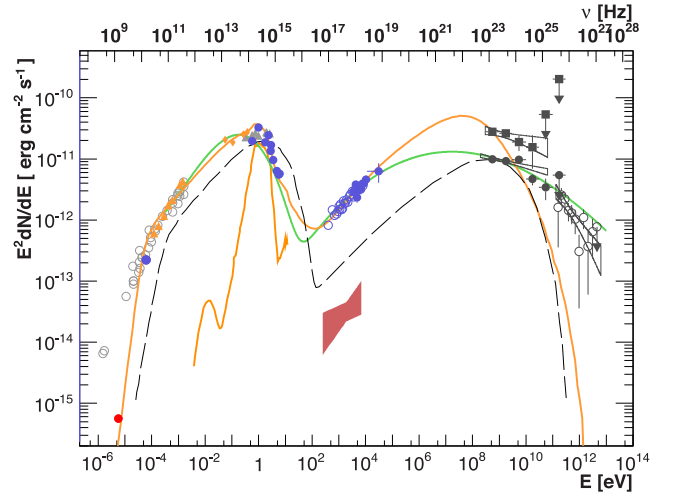
**Figure 2.** Adaptively smoothed, exposure-corrected X-ray image obtained by *Chandra* in the 0.5–7 keV energy band in units of  $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{px}^{-1}$  with the pixel size of 0.492 arcsec, where 1 arcsec corresponds to 0.947 kpc on linear scale. Overlaid are 1.4 GHz radio emission contours at 2 arcsec resolution from reprocessing archival VLA data (program AB700; C.C. Cheung, private communication). The flux densities of radio contours increase by a factor of 1.5, starting from a value of five times the rms noise equal to  $1.82 \times 10^{-4} \text{ Jy beam}^{-1}$ . The small red arrow in the radio core shows the orientation of the milliarcsecond scale radio jet seen in VLBA (see e.g. Lister, Marscher & Gear 1998; Zensus et al. 2002, and references therein for a discussion on the radio jet at different scales). A black dashed polygon delimits the region used to calculate the jet spectrum, the dashed circles are the background regions and a black dashed line indicates the location of an ACIS readout streak.

**Table 2.** Summary of the *Swift*-UVOT and SMARTS results. Columns 1 and 3 give the filter and corresponding energies and the second column gives the number of observations. Magnitudes (Column 4) are not corrected for Galactic absorption. The last column gives the corrected flux.

Filter	$N_{\text{Obs}}$	Energy (eV)	Magnitude	Flux ( $10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )
SMARTS:				
<i>K</i>	25	0.56	$11.63 \pm 0.37$	$1.96 \pm 0.78$
<i>J</i>	79	0.99	$12.76 \pm 0.17$	$3.26 \pm 0.54$
<i>R</i>	74	1.77	$14.53 \pm 0.18$	$1.88 \pm 0.34$
<i>B</i>	29	2.86	$15.85 \pm 0.13$	$1.35 \pm 0.18$
<i>Swift</i> -UVOT:				
<i>V</i>	3	2.30	$15.18 \pm 0.04$	$2.43 \pm 0.10$
<i>B</i>	3	2.86	$15.94 \pm 0.04$	$1.69 \pm 0.06$
<i>U</i>	7	3.54	$15.68 \pm 0.04$	$0.96 \pm 0.03$
UVW1	6	4.72	$15.88 \pm 0.05$	$0.63 \pm 0.03$
UVW2	10	6.12	$16.12 \pm 0.05$	$0.57 \pm 0.02$
UVM2	3	5.57	$16.09 \pm 0.06$	$0.55 \pm 0.03$

focused on the inner 1.5 mas ( $\approx 1.41 \text{ pc}$ ) region, which could typically be modelled with 2–3 Gaussian model components. We have used different models with circular and elliptical model components and tested the formal statistical model-fitting uncertainties of the total flux density, which turn out to be much smaller [ $\lesssim (1-3)$  per cent] than the absolute calibration uncertainty, which can be conservatively estimated to be of the order of  $\lesssim 10$  per cent.

The 16 *MOJAVE* observations from MJD 53853 to 55718 do not show signs of significant variability in the VLBI core region. Fig. 3 shows the value of 1.48 Jy of the radio flux density, averaged over the full observations, from the inner 1.5 mas jet core.



**Figure 3.** The broad-band SED of the LBL AP Librae. The orange triangles come from the *Planck* ERCSC. The orange diamonds are *WISE* measurements. Blue points are, from low energy to HE, *MOJAVE* (15 GHz), *Swift*-UVOT (2.30–5.57 eV), SMARTS (0.56–2.86 eV), *Swift*-XRT/RXTE (3–50 keV). Grey points and butterflies are *Fermi*-LAT for the quiet (circle) and flare (square) periods (0.3–300 GeV) and HESS ( $E > 100 \text{ GeV}$ ) measurement from Abramowski et al. (2015). *Swift*-UVOT, SMARTS data are corrected for Galactic extinction and X-ray data are corrected for  $N_{\text{H}}$  absorption. Light grey data are taken from NED. The dark grey triangles come from Falomo et al. (1993). The red point is the radio flux of the extended jet. The orange line is the host galaxy template of Silva et al. (1998). The fit with two third-degree polynomial functions, not corrected for EBL, are shown with a green line (see Section 3.1). The red butterfly is the *Chandra* spectrum from the jet. The dashed line is the SSC model from Tavecchio et al. (2010) whereas the red line is the model obtained in this work (see Table 4).

### 3 DISCUSSION

#### 3.1 The radiative components

The composite SED of AP Librae is shown in Fig. 3. Together with the *MOJAVE*, SMARTS, *Chandra*, *Swift*-UVOT, *Swift*-XRT, *RXTE*, *Fermi*-LAT and HESS data analysed in this work, archival data from NED are reported. In the 30–353 GHz band, the *Planck* measurements from the Early Release Compact Source Catalogue (ERCSC; *Planck* Collaboration VII 2011) are in good agreement with the archival data as are the *Wide-field Infrared Survey Explorer* (*WISE*; Wright et al. 2010) data in the bands 3.4, 4.6, 12, and 22  $\mu\text{m}$ .

An extrapolation of the hard X-ray to the optical-UV power-law spectrum reported here underestimates the simultaneous UVOT flux by at least 2 orders of magnitude, though the steeply falling UV spectrum possibly connects with the onset of the XRT spectrum. This indicates the presence of an inflection point in the SED widely attributed to a transition from synchrotron to Inverse-Compton (IC)-dominated radiation. This feature shows that the Compton component of AP Librae is the broadest ever observed in any blazar, spanning more than 10 decades in energy from  $\approx 0.1 \text{ keV}$  to  $\approx 1 \text{ TeV}$ . Indeed, only two other objects of the same class as AP Librae, and hence with broad Compton components, have been detected at VHE energies so far: BL Lac ( $z = 0.069$ ), the first LBL object to be proved as being a VHE emitter (Albert et al. 2007), and S5 0716+714 ( $z = 0.310$ ) following an optical trigger (Anderhub et al. 2009). The observed VHE spectrum of the former is not as energetic as AP Librae, and the X-ray spectrum of the latter appears to still belong to the synchrotron component.

**Table 3.** Parameters of the third-degree polynomial function describing the low and HE component of AP Librae. The function is of the form  $f(E) = p_0 + p_1 \log_{10}(E/\text{eV}) + p_2 \log_{10}^2(E/\text{eV}) + p_3 \log_{10}^3(E/\text{eV})$ .

Energy range (eV)	$p_0$	$p_1$	$p_2$	$p_3$
$3 \times 10^{-4}$ to 50	-10.79	-0.52	-0.41	-0.048
50 to $10^{13}$	-13.36	0.82	-0.068	-0.001

An empirical characterization of the two radiative components, through a third-degree polynomial fit of each hump in  $\nu F_\nu$  representation (as in e.g. Abdo et al. 2010), is used to estimate the synchrotron and IC peak energies. The values of the parameters obtained from a  $\chi^2$  fit<sup>5</sup> are given in Table 3 and the results are represented in the composite SED of Fig. 3. As mentioned above, the SMARTS and the *Swift*-UVOT measurements in the  $V$ ,  $B$  and  $U$  were not used in the fit of the synchrotron peak as well as the data from Falomo et al. (1993). The position of the synchrotron peak is then estimated to be  $E_{s,\text{peak}} \simeq 0.18 \pm 0.06$  eV, which is compatible with the value of  $E_{s,\text{peak}} = 0.26$  eV derived by Abdo et al. (2010) on a different data set. The same authors estimated  $E_{\text{ic,peak}} = 2.6_{-1.4}^{+3.2}$  GeV for AP Librae in table 13 based on a strong correlation of  $E_{\text{ic,peak}}$  with the HE photon index  $\Gamma_{\text{HE}}$ , as expressed in their equation (5).<sup>6</sup> Using the photon index found by Abramowski et al. (2015), which is based on an order of magnitude larger data set, yields a lower but still compatible value of  $E_{\text{ic,peak}} = 0.9_{-0.5}^{+1.0}$  GeV and this value was constrained to be below 1 GeV by fitting the HE-VHE data (Abramowski et al. 2015). The polynomial fit presented here yields a much lower value of  $E_{\text{ic,peak}} = 17_{-6}^{+24}$  MeV, which can be attributed to use of the entire SED. This is the lowest IC component peak ever measured for a TeV-emitting blazar.

The third-degree polynomial also provides a straightforward estimation of the curvatures  $\kappa_s$  and  $\kappa_{\text{IC}}$  at the peak positions  $E_{s,\text{peak}}$  and  $E_{\text{ic,peak}}$ , respectively, which pertain to the widths of each hump. Paggi et al. (2009) show that a relation  $\kappa_s = 2\kappa_{\text{IC}}$  is expected in a pure Thomson scattering regime, using a logparabolic parametrization of each of the two humps generated by a single-zone homogeneous SSC model, while  $\kappa_s = \kappa_{\text{IC}}/5$  in the Klein–Nishina (KN) regime. The curvatures found here for AP Librae yield a surprising  $\kappa_s \simeq 6.6\kappa_{\text{IC}}$ , emphasizing the broadness of the IC component compared to the synchrotron hump, which is hardly possible to reproduce with simple radiative models.

### 3.2 Radiative scenarios

In a one-zone homogenous SSC framework, electrons produce synchrotron photons which are upscattered through the IC mechanism by the same electrons to generate the HE and VHE photons. If this upscattering occurs predominantly in the Thomson regime up to the peak energy, then it becomes possible to constrain the product of the magnetic field  $B$  and the Doppler factor  $\delta$  for a single-zone homogenous SSC model (following Tavecchio, Maraschi & Ghisellini 1998, equation 4):

$$B\delta = (1+z) \frac{8.6 \times 10^7 E_{s,\text{peak}}^2}{E_{\text{ic,peak}}}, \quad (1)$$

<sup>5</sup> The EBL absorption has been taken into account in the fit.

<sup>6</sup> The quoted uncertainty, not given in their table, is derived from their estimation of an error of 0.7 associated with the estimation of the log of  $E_{\text{ic,peak}}$  in equation (5).

where the peak energies are expressed in eV. Using the range for  $E_{s,\text{peak}}$  found previously and  $E_{\text{ic,peak}} = 17$  MeV yields  $B\delta = 0.17$  G. The value of the break Lorentz factor  $\gamma_b$  of the underlying electron distribution can also be derived from the ratio of the peak emission energies as  $\sqrt{\frac{3E_{\text{ic,peak}}}{4E_{s,\text{peak}}}} \simeq 8.5 \times 10^3$ .

Assuming now that the observed synchrotron radiation does not exceed  $\simeq 0.1$  keV (i.e. the lowest energy bin in the XRT spectrum), which is more likely to belong to the onset of the IC component, then this constrains the maximal Lorentz factor  $\gamma_{\text{max}}$  of the underlying electron population through the maximum synchrotron energy

$$E_{s,\text{max}} \simeq \gamma_{\text{max}}^2 \frac{B\delta m_e c^2}{B_{\text{cr}}(1+z)} \leq 0.1 \text{ keV},$$

where  $B_{\text{cr}} = 4.414 \times 10^{13}$  G is the critical magnetic field leading to  $\gamma_{\text{max}} \leq 10^5 B^{-1/2} \delta^{-1/2}$ . (2)

Using equations (1) and (2) then yields  $\gamma_{\text{max}} \leq 2.4 \times 10^5$ , which is consistent with being a factor  $\sqrt{E_{s,\text{max}}/E_{s,\text{peak}}}$  higher than  $\gamma_b$  as expected.

Supposing that electrons with an apparent energy of  $\delta\gamma_{\text{max}}$  have sufficient energy to upscatter photons to at least the maximal observed Compton energy  $E_{\text{ic,max}} \simeq 1$  TeV, then the Doppler factor is constrained to a reasonable value of  $\delta \geq 10$ . If the scattering of 0.1 keV photons occurs in the Thomson regime, the Doppler factor should be such that  $4\gamma_{\text{max}} \times 0.1 \text{ keV} \leq \delta m_e c^2$ . Using the value for  $\gamma_{\text{max}}$  found above leads to an unusually high value of  $\delta \geq 163$ . If however the scattering occurs in the KN regime for these highest energy seed photons, then  $E_{\text{ic,max}} = \frac{\delta m_e c^2}{1+z} \gamma_{\text{max}}$  which, combined with the above constraint (equation 2) on  $\gamma_{\text{max}}$ , then yields

$$B\delta^{-1} \leq 2.3 \times 10^{-3} \text{ G}, \quad (3)$$

from which follows, using the above constraint  $\delta \geq 10$ , a reasonable constraint of  $B \leq 2.3 \times 10^{-2}$  G. In Appendix A, similar conclusions are drawn for an arbitrary type of seed photons.

Lister et al. (2013) measured an apparent superluminal motion 6.4c. This is compatible with  $\delta > 10$  for a viewing angle below  $< 5^\circ$  and with  $\delta = 20$  for  $1:7$ .

Going further by assuming that photons with energies up to  $E_{\text{ic,peak}}$  are produced in the Thomson regime, and the  $\simeq 1$  TeV photons in the KN regime, then equations (1) and (3) can be combined to give  $B \leq 2 \times 10^{-2}$  G regardless of the value of  $\delta$ .

### 3.3 Application of an SSC model to the SED

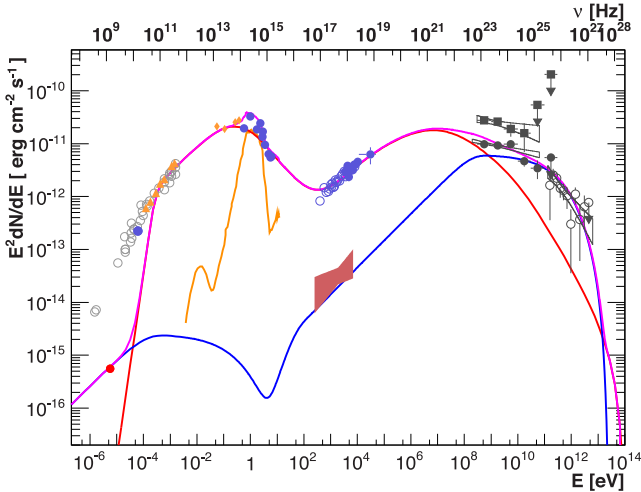
The time-averaged SED of AP Librae was modelled with a canonical one-zone homogeneous SSC model (Band & Grindlay 1985). A spherical region of size  $R$ , with an electron distribution  $N_e(\gamma)$ , moving with a bulk Doppler factor  $\delta$ , is filled uniformly with a magnetic field  $B$ . As in Tavecchio et al. (2010),  $N_e(\gamma)$  is described by a broken power law of index  $S_1$  between  $\gamma = 1$  and  $\gamma_b$  and  $S_2$  between  $\gamma_b$  and  $\gamma_{\text{max}}$ . The electrons lose their energy by synchrotron emission, producing a field of photons which become the targets for the same electron population through the IC process. The KN effects are taken into account using the *Jones kernel* (Jones 1968) to compute the IC cross-section.

A tentative model is shown in Fig. 3, where the shape of the electron distribution ( $S_1$ ,  $S_2$  and  $\gamma_b$ ) is constrained by the observed synchrotron component. The remaining parameters ( $R$ ,  $B$ ,  $\delta$ , and the total number of electrons  $N_{e,\text{tot}}$ ) are adjusted to reproduce the onset of the Compton component in the X-rays. The obtained parameters and model curves, as given in Table 4 and Fig. 3, respectively



**Table 4.** Parameters of the SSC model presented in this work and from Tavecchio et al. (2010). For both models,  $\gamma_{\min} = 1$  was used.

Model	$\gamma_b$	$\gamma_{\max}$	$S_1$	$S_2$	$N_{e,\text{tot}}$	$B$	$R$	$\delta$
	$10^4$	$10^4$			$10^{53}$	$10^{-2}$ (G)	$10^{16}$ (cm)	
This work	1.1	2.3	2	4.9	5.4	0.9	3.5	20
Tavecchio et al.	2.0	5	2	4.9	0.4	1.2	1	40



**Figure 4.** Same as Fig. 3. The red line is the results of the SSC model from the compact component and the blue line is the flux originating from the extended jet; parameters are given in Table 5. Purple line is the sum of both.

[together with the model parameters and curves derived by Tavecchio et al. (2010) for comparison], obey the constraints found in Section 3.2. Not surprisingly, the broad IC component of the SED is difficult to reconcile with the synchrotron distribution using such a simple model, for which strong indications were already presented in Section 3.1.

The SSC calculation reproduces well the lower energy part of the SED, up to the X-rays, but the spectral prediction in the *Fermi*-LAT energy range is much softer, as well as about one order of magnitude above the observed HE flux. The direct consequence of the broadness of the IC component is that the HESS flux is largely underestimated. Directly linked to the electron distribution and to the well-measured synchrotron component, this shape can only be affected by the KN effects, which tend to soften the spectrum, leading inevitably to even larger disagreements.

### 3.4 VHE $\gamma$ -rays from the extended jet?

As seen in the previous sections, one-zone SSC models cannot reproduce the broad-band SED of AP Librae. However, Böttcher, Dermer & Finke (2008) proposed that the Compton-scattering of the cosmic microwave background (CMB) by electrons in an extended kpc-scale jet could make VHE  $\gamma$ -rays. This model was suggested to explain the hard VHE spectrum from IES 1101–232 as observed by HESS (Aharonian et al. 2006, 2007), when EBL attenuation was taken into account with the models available at the time. AP Librae has an extended kpc-scale jet resolved in radio (see Figs 3 and 4) and X-rays (see section 2.2), and it has long been thought that the Compton-scattering of CMB photons could produce the X-rays observed from these extended jets (e.g. Tavecchio et al. 2000; Celotti, Ghisellini & Chiaberge 2001). Therefore, it seems natural to apply this model to AP Librae to see if the extended jet emission

could plausibly make up the VHE  $\gamma$ -rays. Thus, the broad-band SED of AP Librae has been modelled with a compact, synchrotron/SSC model based on Finke et al. (2008), and an additional component from the extended jet, emitting synchrotron and inverse Compton-scattering of CMB photons (hereafter ICCMB).

The result of this model is shown in Fig. 4, with the model parameters in Table 5. The model parameters are fully described in Finke et al. (2008). The compact component can explain the radio, optical (not including emission that is clearly from the host galaxy), X-ray, and the lower-energy *Fermi*-LAT  $\gamma$ -ray data. The extended component can explain the extended radio and X-ray data, as well as the highest  $\gamma$ -ray emission detected by the LAT and HESS. A double-broken power law was used to describe the electron distribution in the compact component, while only a single broken power law was needed for the electron distribution in the extended component. Parameters in the compact component are broadly comparable to synchrotron/SSC modelling results for other BL Lac objects, including the jet power in electrons being several orders of magnitude greater than that in the magnetic field (e.g. Finke et al. 2008; Abdo et al. 2011a,b,d,c; Aliu et al. 2013, 2014a,b). The extended jet is much closer to equipartition between electron and magnetic field density by design; a model out of equipartition would still be able to reproduce the data. These parameters are also close to previous results for modelling extended jets, although the magnetic field is a bit lower than usual (typically found  $>1 \mu\text{G}$ ; e.g. Tavecchio et al. 2007). This may be because previous ICCMB models of extended jets are for FSRQs rather than BL Lac objects. One hypothesis can be that the magnetic fields in extended jets of BL Lac objects are lower than those in the extended jets of FSRQs.

It should be noted that the ICCMB model for explaining the X-ray emission from extended jets is controversial. It could be that X-rays are instead produced by synchrotron emission from another population of electrons in the extended jet (e.g. Atoyan & Dermer 2004; Hardcastle 2006). In this alternative framework, HE and VHE emission is unlikely. Recently, Meyer & Georganopoulos (2014) used *Fermi*-LAT observations to rule out the ICCMB model for the X-ray emission from the extended jet in the FSRQ 3C 273.

### 3.5 Comparison with other LBL objects

The SEDs of LBL objects detected in VHE  $\gamma$ -rays challenge single-zone homogeneous SSC radiative models, which usually reproduce reasonably well the time-averaged SEDs of the HBL class.

The most complete simultaneous coverage of the BL Lac was established by Abdo et al. (2011d) during a multi-wavelength campaign including the *Fermi*-LAT and the X-ray observatories mentioned in this study for the HE part. The X-ray spectrum during that campaign was soft, indicating that its origin was synchrotron radiation rather than Comptonized photons, making for a wider synchrotron  $\nu F_\nu$  distribution than is reported here for AP Librae. The difficulty in this case for modelling BL Lac was that the simulated SED required the energy densities to be far from equipartition. However, a 1997 *Beppo*-SAX observation (Ravasio et al. 2002) of BL Lac showed a clear IC origin for the X-ray radiation, yielding a narrower synchrotron distribution, for which the SSC model failed to reproduce a reasonable (non-simultaneous) HE spectrum, and an external contribution was added.

The broad Compton distribution of S5 0716+714, with emission up to  $\simeq 700$  GeV, is either an order of magnitude *below* the best SSC model prediction from Anderhub et al. (2009), or is too wide if the *Fermi*-LAT spectrum constrains the flux at  $E_{\text{ic,peak}}$  (see fig. 6 in Tavecchio et al. 2010; see also the similar situation for BL Lac

**Table 5.** Model parameters for the SED shown in Fig. 4. The redshift  $z$  is 0.049.

Parameter	Symbol	Compact component	Extended jet
Bulk Lorentz factor	$\Gamma$	20	8
Doppler factor	$\delta_D$	20	8
Magnetic field (G)	$B$	0.05	$5.6 \times 10^{-7}$
Variability time-scale (s)	$t_v$	$3.0 \times 10^4$	$1.35 \times 10^{11}$
Comoving radius of blob (cm)	$R'_b$	$1.7 \times 10^{16}$	$3.08 \times 10^{22}$
First electron spectral index	$p_1$	2.0	2.0
Second electron spectral index	$p_2$	3.0	4.0
Third electron spectral index	$p_3$	4.2	
Minimum electron Lorentz factor	$\gamma'_{\min}$	1.0	2.0
Break electron Lorentz factor 1	$\gamma'_{\text{brk},1}$	$2.8 \times 10^3$	$4.9 \times 10^4$
Break electron Lorentz factor 2	$\gamma'_{\text{brk},2}$	$6.8 \times 10^3$	
Maximum electron Lorentz factor	$\gamma'_{\max}$	$1.0 \times 10^7$	$2.0 \times 10^6$
Jet power in magnetic field ( $\text{erg s}^{-1}$ )	$P_{j,B}$	$2.2 \times 10^{42}$	$1.4 \times 10^{44}$
Jet power in electrons ( $\text{erg s}^{-1}$ )	$P_{j,e}$	$1.7 \times 10^{45}$	$2.8 \times 10^{44}$

in the same figure). Note that the HE and VHE data were not taken simultaneously in these two LBL objects.

#### 4 CONCLUSIONS

Contemporaneous observations of AP Librae with many currently available space- and ground-based instruments have been presented. The data have revealed the broadest Compton distribution of any known blazar to date, which spans from X-ray to TeV energies.

The SED of AP Librae is difficult to reproduce with a single-zone SSC model: the steep UV spectrum, probably synchrotron emission, does not connect smoothly with the X-ray spectrum, which is underestimated by an order of magnitude if a match is required with the HE  $\gamma$ -ray spectrum (as was also pointed out by Tavecchio et al. 2010). If a match is required with the X-rays, the *Fermi*-LAT spectrum is then largely overestimated. The new HESS spectrum further complicates the situation, as none of the previous constraints allows this SSC model to reach the VHE domain, even assuming a predominantly Thomson scattering regime which yields Compton components roughly twice as large in  $\nu F_\nu$  as the synchrotron component. There are ways out of the conundrum but at the cost of increased model complexity. An example is blob-in-jet model, recently proposed by Hervet & Boisson (2015) to reproduce the SED of Ap Librae. Another possibility is a model where electrons also upscatter soft photons originating outside of the HE emission site. It has been shown in this work that VHE  $\gamma$ -rays from the extended jet, seen in X-ray, can be produced and can explain the HESS spectrum.

AP Librae is the third of VHE detected LBL-type objects for which single-zone SSC models fail to reproduce the SED, and is currently the only BL Lac type object combining VHE emission and a resolved X-ray jet. The LBL class of VHE emitting objects proves to be an interesting laboratory to test radiative model scenarios, and perhaps to identify parameters on which the LBL–HBL sequence could depend.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

The *Fermi* LAT Collaboration acknowledges generous ongoing support from a number of agencies and institutes that have supported both the development and the operation of the LAT as well as scientific data analysis. These include the National Aeronautics and Space Administration and the Department of Energy in the United States, the Commissariat à l’Énergie Atomique and the Centre

National de la Recherche Scientifique/Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules in France, the Agenzia Spaziale Italiana and the Istituto Nazionale di Fisica Nucleare in Italy, the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology (MEXT), High Energy Accelerator Research Organization (KEK) and Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) in Japan, and the K. A. Wallenberg Foundation, the Swedish Research Council and the Swedish National Space Board in Sweden.

Additional support for science analysis during the operations phase is gratefully acknowledged from the Istituto Nazionale di Astrofisica in Italy and the Centre National d’Études Spatiales in France.

This research has made use of data from the *MOJAVE* data base that is maintained by the *MOJAVE* team (Lister et al. 2009). The *MOJAVE* program is supported under NASA-*Fermi* grant NNX12A087G.

The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

This publication makes use of data products from the *WISE*, which is a joint project of the University of California, Los Angeles, and the Jet Propulsion Laboratory/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration.

The authors want to acknowledge C.C. Cheung for the VLA radio observation used for contours presented in Fig. 2. AS acknowledges useful discussions with Dan Harris on the problematics of *Chandra* data analyses. We thank the *Swift* and *RXTE* teams for their cooperation in joint observations of AP Librae. This research has made use of data provided by the SIMBAD data base, operated at CDS, Strasbourg, France.

DS was partially supported by the Labex ENIGMASS.

YYK and ABP were supported in part by the Russian Foundation for Basic Research (project 13-02-12103).

TS was partly supported by the Academy of Finland project 274477.

#### REFERENCES

- Abdo A. A. et al., 2010, *ApJ*, 716, 30  
 Abdo A. A. et al., 2011a, *ApJ*, 736, 131

Abdo A. A. et al., 2011b, *ApJ*, 727, 129  
 Abdo A. A. et al., 2011c, *ApJ*, 726, 43  
 Abdo A. A. et al., 2011d, *ApJ*, 730, 101  
 Abramowski A. et al., 2015, *A&A*, 573, A31  
 Ackermann M. et al., 2011, *ApJ*, 743, 171  
 Aharonian F. et al., 2006, *Nature*, 440, 1018  
 Aharonian F. et al., 2007, *A&A*, 470, 475  
 Albert J. et al., 2007, *ApJ*, 666, L17  
 Aliu E. et al., 2013, *ApJ*, 779, 92  
 Aliu E. et al., 2014a, *ApJ*, 782, 13  
 Aliu E. et al., 2014b, *ApJ*, 797, 89  
 Anderhub H. et al., 2009, *ApJ*, 704, L129  
 Arnaud K. A., 1996, in Jacoby G. H., Barnes J., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 101, Astronomical Data Analysis Software and Systems V*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 17  
 Atoyan A., Dermer C. D., 2004, *ApJ*, 613, 151  
 Band D. L., Grindlay J. E., 1985, *ApJ*, 298, 128  
 Bessell M. S., 1990, *PASP*, 102, 1181  
 Błażejowski M., Sikora M., Moderski R., Madejski G. M., 2000, *ApJ*, 545, 107  
 Bonning E. et al., 2012, *ApJ*, 756, 13  
 Böttcher M., Dermer C. D., Finke J. D., 2008, *ApJ*, 679, L9  
 Breeveld A. A., Landsman W., Holland S. T., Roming P., Kuin N. P. M., Page M. J., 2011, in McEnery J. E., Racusin J. L., Gehrels N., eds, *AIP Conf. Ser. Vol. 1358, GAMMA RAY BURSTS 2010*. Am. Inst. Phys., New York, p. 373  
 Burrows D. N. et al., 2005, *Space Sci. Rev.*, 120, 165  
 Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, *ApJ*, 345, 245  
 Celotti A., Ghisellini G., Chiaberge M., 2001, *MNRAS*, 321, L1  
 Davis J. E., 2001, *ApJ*, 562, 575  
 Falomo R., Bersanelli M., Bouchet P., Tanzi E. G., 1993, *AJ*, 106, 11  
 Finke J. D., Dermer C. D., Böttcher M., 2008, *ApJ*, 686, 181  
 Franceschini A., Rodighiero G., Vaccari M., 2008, *A&A*, 487, 837  
 Godet O. et al., 2009, *A&A*, 494, 775  
 Hardcastle M. J., 2006, *MNRAS*, 366, 1465  
 Harris D. E. et al., 2011, *ApJ*, 743, 177  
 Hervet O., Boisson C., 2015, preprint ([arXiv:e-prints](https://arxiv.org/abs/1508.03411))  
 Hofmann W., 2010, *Astron. Telegram*, 2743, 1  
 Hyvönen T., Kotilainen J. K., Falomo R., Örndahl E., Pursimo T., 2007, *A&A*, 476, 723  
 Jahoda K., Swank J. H., Giles A. B., Stark M. J., Strohmayer T., Zhang W., Morgan E. H., 1996, in Siegmund O. H., Gummin M. A., eds, *SPIE Conf. Ser. Vol 2808. EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy VII*. SPIE, Bellingham, p. 59  
 Jones F. C., 1968, *Phys. Rev.*, 167, 1159  
 Jones D. H. et al., 2009, *MNRAS*, 399, 683  
 Kalberla P. M. W., Burton W. B., Hartmann D., Arnal E. M., Bajaja E., Morras R., Pöppel W. G. L., 2005, *A&A*, 440, 775  
 Kaufmann S., Wagner S. J., Tibolla O., 2013, *ApJ*, 776, 68  
 Lister M. L., Marscher A. P., Gear W. K., 1998, *ApJ*, 504, 702  
 Lister M. L. et al., 2009, *AJ*, 137, 3718  
 Lister M. L. et al., 2013, *AJ*, 146, 120  
 Meyer E. T., Georganopoulos M., 2014, *ApJ*, 780, L27  
 Nolan P. L. et al., 2012, *ApJS*, 199, 31  
 Padovani P., Giommi P., 1995, *ApJ*, 444, 567  
 Paggi A., Massaro F., Vittorini V., Cavaliere A., D'Ammando F., Vagnetti F., Tavani M., 2009, *A&A*, 504, 821  
 Planck Collaboration VII, 2011, *A&A*, 536, A7  
 Poole T. S. et al., 2008, *MNRAS*, 383, 627  
 Rivasio M. et al., 2002, *A&A*, 383, 763  
 Roming P. W. A. et al., 2009, *ApJ*, 690, 163  
 Sambruna R. M., Gambill J. K., Maraschi L., Tavecchio F., Cerutti R., Cheung C. C., Urry C. M., Chartas G., 2004, *ApJ*, 608, 698  
 Sanchez D. A., Fegan S., Giebels B., 2013, *A&A*, 554, A75  
 Schlafly E. F., Finkbeiner D. P., 2011, *ApJ*, 737, 103  
 Shaw M. S. et al., 2013, *ApJ*, 764, 135  
 Sikora M., Begelman M. C., Rees M. J., 1994, *ApJ*, 421, 153  
 Silva L., Granato G. L., Bressan A., Danese L., 1998, *ApJ*, 509, 103

Tavecchio F., Maraschi L., Ghisellini G., 1998, *ApJ*, 509, 608  
 Tavecchio F., Maraschi L., Sambruna R. M., Urry C. M., 2000, *ApJ*, 544, L23  
 Tavecchio F., Maraschi L., Wolter A., Cheung C. C., Sambruna R. M., Urry C. M., 2007, *ApJ*, 662, 900  
 Tavecchio F., Ghisellini G., Ghirlanda G., Foschini L., Maraschi L., 2010, *MNRAS*, 401, 1570  
 The Fermi-LAT Collaboration, 2013, *ApJS*, 209, 34  
 Tsujimoto M. et al., 2011, *A&A*, 525, A25  
 Vaughan S., Edelson R., Warwick R. S., Uttley P., 2003, *MNRAS*, 345, 1271  
 Wright E. L., 2006, *PASP*, 118, 1711  
 Wright E. L. et al., 2010, *AJ*, 140, 1868  
 Zensus J. A., Ros E., Kellermann K. I., Cohen M. H., Vermeulen R. C., Kadler M., 2002, *AJ*, 124, 662

## APPENDIX A: CONSTRAINTS FOR AN ARBITRARY FIELD OF SEED PHOTONS

In leptonic class models, the inverse Compton process is responsible for the HE part of the SED. The seed photons originate either from synchrotron radiation produced within the jet (SSC models) or from a source outside of the jet (external Compton models). In the latter case, the sources can be either the broad-line regions or the dust torus (Sikora, Begelman & Rees 1994; Błażejowski et al. 2000).

The peak observed energy  $E_s$  of an electron with Lorentz factor  $\gamma$  is given by

$$E_s/m_e c^2 = \frac{\delta \gamma^2 B}{(1+z)B_{cr}},$$

and the Compton-scattered photon energy by

$$E_{ic}/m_e c^2 = \frac{\delta \gamma^2 \epsilon'_{seed}}{(1+z)},$$

where the energy<sup>7</sup> of the seed photons is  $\epsilon_{seed}$  (respectively  $\epsilon'_{seed} = \delta \epsilon_{seed}$  in the jet's frame).

Efficient Compton-scattering will occur only for electrons below the KN limit:

$$\gamma \leq (4\epsilon'_{seed})^{-1}. \quad (A1)$$

This KN limit means that Compton-scattered photons will be mainly restricted to energies:

$$E_{ic}/m_e c^2 \leq \frac{\delta}{16(1+z)\epsilon'_{seed}}.$$

The synchrotron photons produced by the electrons having the energy  $(4\epsilon'_{seed})^{-1}$  have a peak energy given by:

$$E_s/m_e c^2 = \frac{\delta B}{16(1+z)\epsilon'^2_{seed} B_{cr}}.$$

Combining the last two equations with the constraints on maximal values for  $E_s \approx 0.1$  keV and  $E_{ic} \approx 1$  TeV derived from the observations yields:

$$\frac{\delta}{70} \geq \frac{B}{10^{-2}G}, \quad (A2)$$

which requires either an unusually high Doppler factor, or an unusually low magnetic field. If the 1 TeV photons are produced by IC scattering in the KN regime, equation (A1) becomes

$$\gamma \geq (4\epsilon'_{seed})^{-1}$$

<sup>7</sup> The notation  $E = \epsilon m_e c^2$  is adopted here.

**Table B1.** Proposed LBL-type objects for VHE observations. The 2FGL name is given in the first column with the position in the second and third columns. The redshift measurement taken from Ackermann et al. (2011) or Shaw et al. (2013) is reported in the fourth column. The name (Column 5) of the counterpart associated with the 2FGL source was found in the 2LAC catalogue. The last column is the name of the best suited instrument for observations. The sources are ranked by predicted flux above 200 GeV.

2FGL name	$\alpha_{J2000}$	$\delta_{J2000}$	Redshift	Association	Instruments
2FGL J1719.3+1744	17 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup> 13 <sup>s</sup> .05	17°45′06″.4	0.137	PKS 1717+177	VERITAS/MAGIC
2FGL J0617.6–1716	06 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> 33 <sup>s</sup> .67	–17°15′22″.8	0.098	CRATES J061733.67–171522.8	HESS
2FGL J0738.0+1742	07 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup> 07 <sup>s</sup> .39	17°42′19″.0	0.424	PKS 0735+17	VERITAS/MAGIC – HESS
2FGL J1559.0+5627	15 <sup>h</sup> 58 <sup>m</sup> 48 <sup>s</sup> .29	56°25′14″.1	0.3	TXS 1557+565	VERITAS/MAGIC
2FGL J1150.1+2419	11 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup> 19 <sup>s</sup> .21	24°17′53″.8	0.2	B2 1147+24	VERITAS/MAGIC
2FGL J0712.9+5032	07 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 43 <sup>s</sup> .68	50°33′22″.7	0.502	GB6 J0712+5033	VERITAS/MAGIC

and the observed photon energy is (Tavecchio et al. 1998)

$$E_c/m_e c^2 = \frac{\delta\gamma}{(1+z)}.$$

Then equation (A2) reads

$$\frac{\delta}{17.5} \leq \frac{B}{10^{-2}G} \quad (\text{A3})$$

which is a reasonable constraint. Note that this calculation applies no matter what the seed photon source is (broad-line region or dust torus or synchrotron photons produced within the jet), illustrating the difficulties of either radiative scenarios to account for the main SED features of AP Librae in the Thomson regime.

## APPENDIX B: CANDIDATES FOR VHE OBSERVATIONS

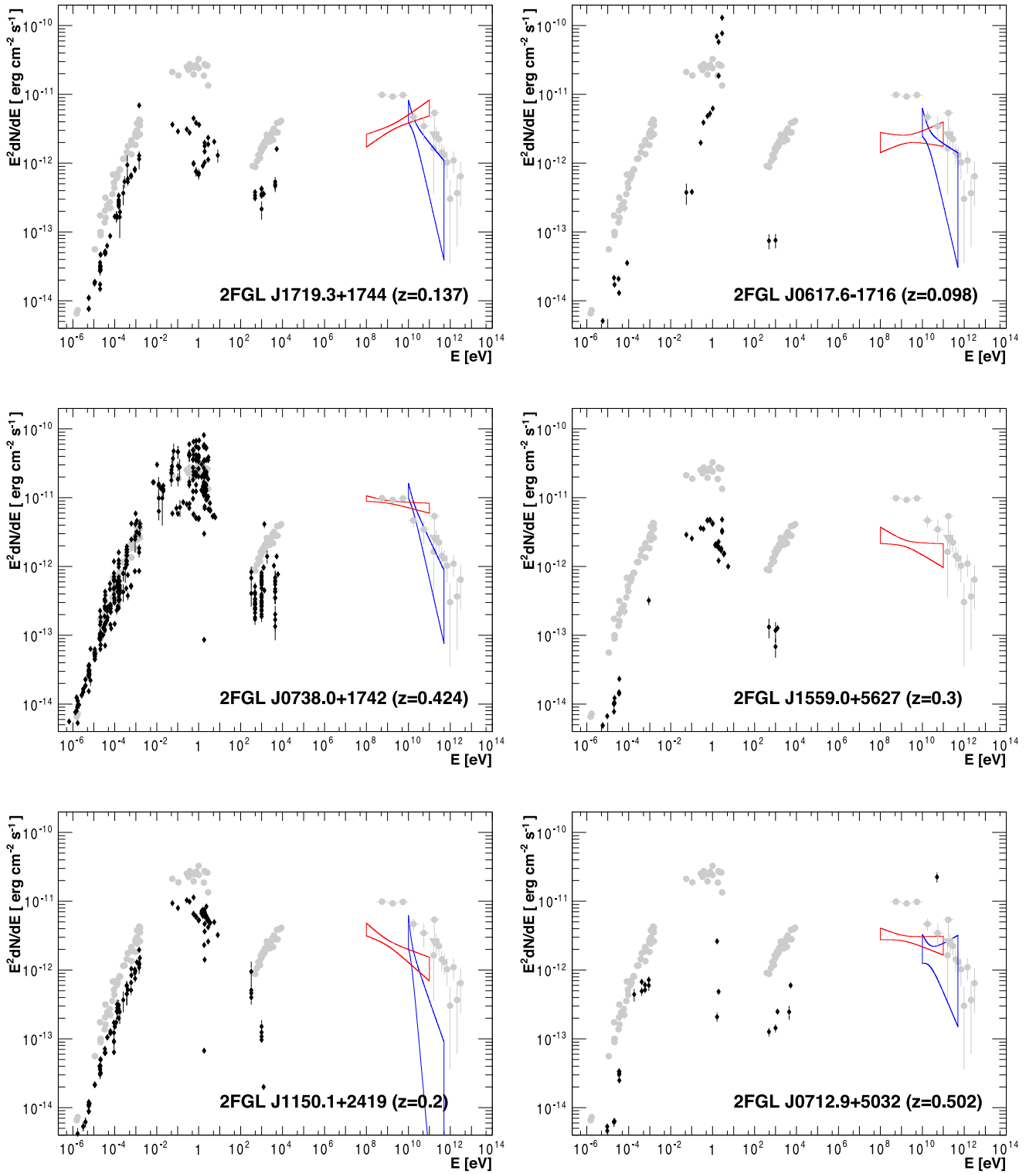
The detection of AP Librae by the HESS telescopes has revealed the broadest IC component for a blazar with a peak position at very low energy. Unfortunately, only a handful of LBL-type objects have yet been detected at VHEs. To decide if AP Librae is a special case or a typical representative of the LBL class, other LBL objects have to be observed by Čerenkov telescope and detected at VHE.

Due to their limited field of view ( $\approx 5^\circ$ ), an extragalactic survey performed by Čerenkov telescopes is not possible yet. As a consequence, good targets for observations have to be found based on multi-wavelengths data. In this Appendix, six LBL-type objects, present in the second catalogue of *Fermi* sources (2FGL; Nolan et al. 2012), were selected based on their possible VHE

emission. The 2FGL best-fitting power law, measured in the 100 MeV–100 GeV band, was extrapolated above 200 GeV and EBL correction was made based on the Franceschini, Rodighiero & Vacari (2008) model. The redshift information was extracted either from the second catalogue of AGN (2LAC; Ackermann et al. 2011) or from Shaw et al. (2013). Sources without redshift measurement were excluded and only sources classified as a BL Lac of the LBL class were retained. Note that AP Librae appeared to be the first on this list when building it.

The names of six candidates, ranked by predicted flux above 200 GeV, are given in Table B1. For illustration, their SEDs, built from archival data using the ASDC SED builder,<sup>8</sup> are presented in Fig. B1. Two out of the six sources can be observed by HESS and five by the northern facilities (VERITAS and MAGIC). Despite its location and with a redshift of  $z = 0.424$ , the source 2FGL J0738.0+1742 can be well suited for HESS II telescope observations given the lower energy threshold (50 GeV) of the instrument. The redshifts of 2FGL J1150.1+2419 and 2FGL J1150.1+2419, found in the 2LAC, were not confirmed by Shaw et al. (2013). Five out of six are also present in the first *Fermi*-LAT Catalogue of Sources Above 10 GeV (1FHL; The *Fermi*-LAT Collaboration 2013, see Fig. B1).

<sup>8</sup> <http://tools.asdc.asi.it/SED/>



**Figure B1.** SEDs for the six LBL objects selected. The black points are archival data while the respective red and blue butterflies are the 2FGL and 1FHL measurements. Grey points are the AP Librae data presented in this work.

This paper has been typeset from a  $\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.

## Différents modèles

Comme expliqué dans la publication reproduite ici, un simple modèle SSC ne peut permettre de comprendre l'émission multi-longueur d'onde d'AP Librae. Le modèle que nous avons proposé reproduit de façon satisfaisante les données et explique les résultats de *Fermi*-LAT et H.E.S.S. en invoquant le jet étendu en X comme source de cette émission. Un modèle similaire fut proposé plus tard par Zacharias & Wagner (2016).

À contrario, Hervet et al. (2015) ont élaboré un modèle *jet-in-blob*. Dans ce modèle, une zone plus dense se déplace dans un jet plus lent. L'émission  $\gamma$  est alors produite par l'émission SSC du blob mais surtout par les processus inverse-Compton entre le jet et le blob, augmenté par les effets relativistes.

Ces deux modèles sont purement leptoniques et n'invoquent pas de protons. Récemment, Pratim Basumallick & Gupta (2017) proposèrent un modèle lepto-hadronique. Une émission synchrotron de protons explique ici aussi bien le jet étendu en rayons X et les données THE impliquant alors des protons accélérés jusqu'à  $10^{21}$  eV dans le jet étendu.

## Un nouveau LBL PKS 1749+096

En 2016, suite à la détection d'un état de flux haut en optique et la détection de photons de haute énergie dans le LAT (Becerra Gonzalez et al., 2016; Balonek et al., 2016), MAGIC, puis H.E.S.S. ont observé le LBL PKS 1749+096 ( $z=0.32$ ), présent dans la constellation d'Ophiuchus, menant ainsi à une claire détection dans un état haut au THE (Mirzoyan, 2016; Schüssler et al., 2017).

La SED de cet objet est aussi assez particulière avec, comme pour AP Librae, un spectre dur en rayons X et qui peut facilement être lié à la partie haute énergie. Un calcul rapide basé sur Tavecchio et al. (1998) donne la relation suivante :

$$B\delta = (1+z) \frac{8.6 \times 10^7 E_{s, \text{peak}}^2}{E_{IC, \text{peak}}} [\text{G}],$$

avec  $E_{s, \text{peak}}$  et  $E_{IC, \text{peak}}$  l'énergie des pics synchrotron et IC (en eV). Un ajustement polynomial donne alors ces valeurs et contraint  $B\delta \approx 3 \cdot 10^{-4}$  G. Une valeur réaliste de  $\delta$  de l'ordre de la dizaine mène à une valeur de  $B$  loin de celles trouvées dans la littérature. Un modèle multi-zone leptonique similaire à ceux utilisés pour la modélisation des FSRQ ne permet pas de rendre compte de façon acceptable des données collectées.

Seul un modèle hybride (lepto-hadronique), similaire à celui utilisé pour PKS 2155-304 est capable de reproduire ces données (Fig. 2.9) mais il faut dans le cas de PKS 1749+096, un champ de photons externes au jet contrairement à AP Librae. Les résultats de cette étude conjointe avec la collaboration MAGIC sont sur le point d'être publiés.

### 2.2.5 Le HBL extrême : 1ES 0229+200

Le noyau actif 1ES 0229+200 fut découvert par le Einstein IPC Slew Survey (Elvis et al., 1992) puis classifié comme un BL Lac par Schachter et al. (1993). De récentes observations par le satellite *NuSTAR* montrent que le pic synchrotron de cette source est dans le domaine de la dizaine de keV (Costamante et al., 2018) le plaçant dans la classe des HBL extrêmes. Parmi les sources détectées au TeV, c'est celle qui possède le pic synchrotron à plus haute énergie.

**Depuis le début des opérations, H.E.S.S. observe l'objet 1ES 0229+200. Avec un total de 41.8 heures d'exposition prises en 2005 et 2006, la source est détectée avec une signification de  $6.6\sigma$  (Aharonian et al., 2007c).** Du fait de sa distance relativement grande ( $z=0.1396$  Woo

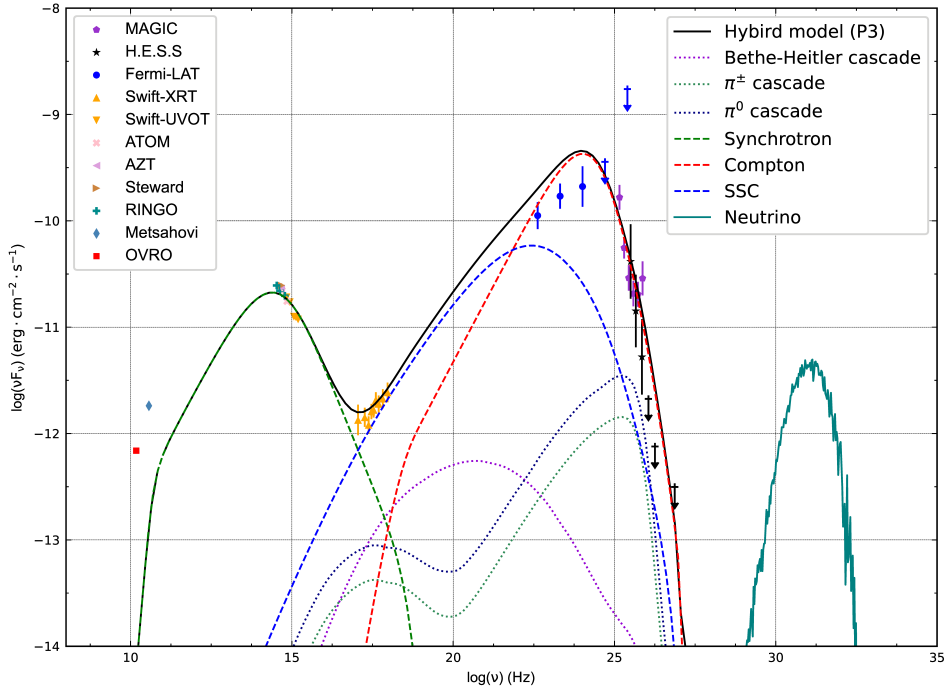


FIGURE 2.9 – SED de PKS 1749+096. La liste des instruments est donnée dans la légende. Le modèle utilisé ici est un modèle hybride lepto-hadronique.

et al., 2005), le flux de la source est fortement impacté par l'absorption EBL et les données permettent de poser des contraintes sur la densité de photons infrarouges (Vovk et al., 2012; Aharonian et al., 2007c). Certains auteurs ont utilisé les données publiées de H.E.S.S. afin de mesurer **la position du pic  $\gamma$ , le rejetant ainsi au delà du TeV (Costamante et al., 2018)**. **Pour arriver à cette conclusion, et au regard du fait que le spectre *Fermi-LAT-H.E.S.S.* est bien ajusté par une loi de puissance, ils considèrent le dernier point de mesure H.E.S.S. comme une limite inférieure. Ceci mène à un résultat peu conservatif.**

Les données prises par H.E.S.S. représentent au total 57.7 heures pour une détection à  $11.6\sigma$  et dans une gamme en énergie de 0.4 à 2.8 TeV. Afin de connaître les paramètres spectraux de la source, les points de données de H.E.S.S. furent obtenus par une méthode dite d'unfolding (Albert et al., 2007a). L'ajustement est fait dans l'espace log-log par une méthode MCMC implémentée dans le package *emcee*. **Les données *Fermi-LAT* firent l'objet d'une analyse standard et l'hypothèse que les points de spectre ainsi obtenus ne sont pas corrélés est faite.**

La figure 2.10 présente la SED en rayon  $\gamma$  de 1ES 0229+200 obtenue avec *Fermi-LAT* et H.E.S.S. Une fois corrigé de l'absorption EBL, on note que le spectre de la centaine de GeV au TeV est bien décrit par une loi de puissance d'indice  $\Gamma = 1.76 \pm 0.02$ , rejetant le pic au-delà des observations H.E.S.S. Les autres modèles testés comme la log-parabola n'améliorent pas significativement l'ajustement.

Afin de poser une limite inférieure sur la position de ce pic, un modèle Bayésien a été développé. Pour cela, le spectre de la source est décrit par une loi de puissance avec une coupure

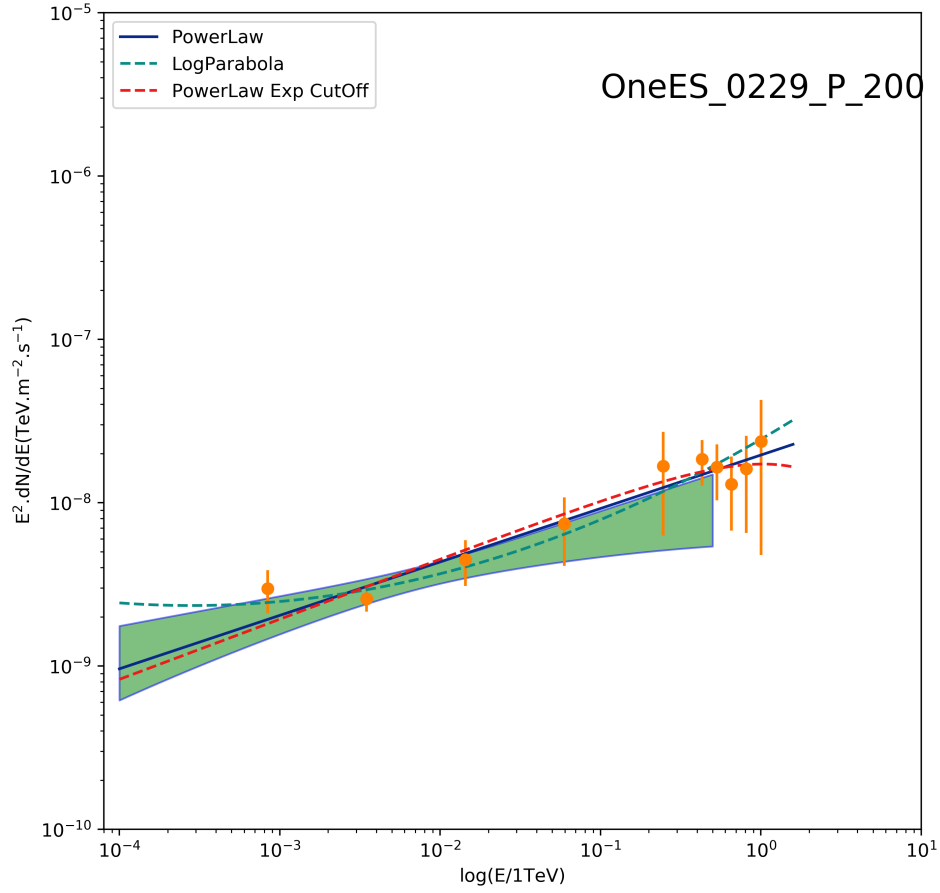


FIGURE 2.10 – SED H.E.S.S.- *Fermi*-LAT en rayon  $\gamma$  de 1ES 0229+200 avec 3 différents modèles : une loi de puissance en bleu, une log-parabola en vert et une loi de puissance avec coupure exponentielle en rouge. Le papillon présente le résultat de l’ajustement des données *Fermi*-LAT seules.

exponentielle (PLEC) :

$$\Phi_{\text{PLEC}}(E) = N \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} e^{-E/E_{\text{cut}}}.$$

On définit alors un ensemble de paramètres du modèle  $\Theta = \{N, \Gamma, E_{\text{cut}}\}$  et la liste des points  $Y$  de flux  $\phi_i$  à l’énergie  $E_i$  avec une incertitude  $\sigma_i$ .

Avec le théorème de Bayes, il est possible d’écrire la probabilité postérieure  $P(\Theta|Y)$  comme le produit du likelihood  $P(Y|\Theta)$  et du prior  $P(\Theta)$  :

$$P(\Theta|Y) \propto P(\Theta)P(Y|\Theta).$$



Le likelihood  $P(Y|\Theta)$  peut s'écrire :

$$\prod_i P(\phi_i|\Theta) = \prod_i \mathcal{N}(\phi_i|\Phi(E_i), \sigma_i).$$

Ici on note  $\mathcal{N}$  la fonction Gaussienne. En considérant chaque paramètre comme indépendant, il est possible d'exprimer le prior comme :

$$P(\Theta) \propto \mathcal{N}(N|N_{\text{Fermi}}, dN_{\text{Fermi}})\mathcal{N}(\Gamma|\Gamma_{\text{Fermi}}, d\Gamma_{\text{Fermi}})P(E_c).$$

Pour s'assurer que le prior tend bien vers zéro pour des grandes valeurs de  $E_c$ , on utilise  $P(E_c) \propto 1/E_c$ . Avec l'utilisation d'un algorithme MCMC pour marginaliser les paramètres de nuisance (Normalisation  $N$  et Index  $\Gamma$ ), une limite inférieure à 95 % de confiance est dérivée sur la position du pic et vaut 0.52 TeV (Fig 2.11).

Cette valeur de pic pose de nombreux défis aux modèles leptoniques à une zone usuellement utilisés. En effet, il faut des électrons de très hautes énergies et un faible champ magnétique afin de ne pas avoir trop de refroidissement. Ceci mène à un modèle avec un facteur équiartition entre l'énergie des particules et l'énergie magnétique de l'ordre de  $10^5$ , loin des valeurs auxquelles on s'attend (Ghisellini, 2012). Il est aussi possible de voir cela en utilisant l'équation 4 de Tavecchio et al. (1998) qui lie le champ magnétique  $B$  au facteur doppler  $\delta$ . On obtient ainsi un produit  $B\delta$  de l'ordre de  $10^5$  qui est irréaliste.

De plus, les données UV sont difficilement conciliables avec un modèle une zone. En effet, le fort flux de photons UV implique un champ de photons cibles denses, provoquant un fort refroidissement et une diminution de la luminosité produite dans le modèle à un TeV (Costamante et al., 2018).

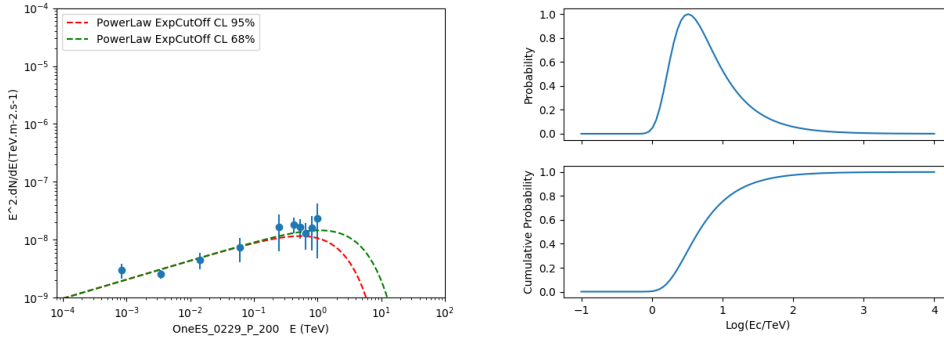


FIGURE 2.11 – Gauche : SED en rayon  $\gamma$  de 1ES 0229+200 avec un modèle PLEC et des valeurs de limite basse à 68 et 95 % de confiance. Droite : Probabilité postérieure et cumulative du modèle en fonction de  $E_c$ .

## 2.2.6 Propositions d'observations : Séquence blazar

On l'a vu, la découverte d'un blazar au TeV n'étant pas un HBL, comme AP Librae, pose de nombreuses questions. Les modèles les plus simples ne fonctionnant pas. Il est alors légitime de se demander si AP Librae est un représentant standard de sa classe ou alors si c'est un objet particulier. Pour cela, il nous faut détecter d'autres objets de la même classe. Un autre LBL

a ainsi été détecté par H.E.S.S. et MAGIC, OT 081, durant une éruption (Mirzoyan, 2016). Un simple modèle SSC une zone ne semble pas non plus capable de reproduire les données mais celles-ci correspondent à un état de flux haut, la source n'ayant pas été détectée par la suite (MAGIC/H.E.S.S.collaborations, In Prep.).

Ainsi, plusieurs propositions d'observations furent faites au sein de la collaboration H.E.S.S. Ces propositions se sont élargies pour ne pas seulement couvrir les LBL mais aussi pour inclure par exemple, la classe des HBL extrême (X-HBL). L'idée étant de mieux comprendre la séquence blazar. Les critères de sélection ont, de plus, changé au fil des années pour s'adapter aux observations.

Néanmoins, le seul outil de sélection fut les catalogues *Fermi*-LAT qui permettent une prédiction du flux au TeV même si la sélection des LBL et des X-HBL repose sur des critères différents. Pour sélectionner un LBL, nous avons demandé à ce que le pic synchrotron soit  $\nu_{\text{peak}} < 10^{15}$  Hz retirant les sources pour lesquelles la couverture multi-longueur d'onde n'était pas suffisante. Enfin, une sélection sur les spectres en rayon X qui devaient être durs ( $\Gamma < 2$ ) a aussi été faite.

Pour les X-HBL, les objets avec un indice spectral plus petit que 2 au dessus de 10 GeV, fut le critère de sélection principal. Cette valeur est obtenue grâce aux catalogues *Fermi*. Ceci se justifie car le pic  $\gamma$  doit être présent à très haute énergie comme dans le cas de la source 1ES 0229+200 par exemple.

Dans les premières propositions, nous nous sommes restreints aux sources dont le redshift était connu afin d'être sûr que les effets d'absorption de l'EBL n'étaient pas trop importants. Nous sommes par la suite revenus sur ce critère permettant d'inclure un plus large nombre de sources.

Avec les observations effectuées, cinq nouvelles sources ont été détectées dans les données de H.E.S.S. Le tableau 2.1 présente la liste des sources détectées et la figure 2.12 donne un exemple de cartes pour la source 1H 1914-194. De plus, avec les observations ne menant pas à des détections, il est possible de mettre une limite supérieure sur le flux et de la comparer avec l'extrapolation du spectre mesuré par le LAT. Ceci a été fait avec 10 sources. Certaines de ces limites sont contraignantes. Dans ce cas, la limite est plus basse que l'extrapolation du spectre *Fermi*-LAT, prouvant la présence d'une cassure dans le spectre de photons.

La figure 2.13 donne l'indice spectral *Fermi* en fonction de la position du pic synchrotron qui marque la classe de la source (LBL, HBL, etc...). Les observations de H.E.S.S. couvrent bien toutes les classes de sources mais seuls des HBL furent détectés. Les données ont été analysées durant un stage de M2 sous ma direction et une partie d'entre-elles fut publiée récemment à l'ICRC2021 (de Bony de Laverne et al., 2021).

Source	redshift	RA	Dec	Temps (h)	significativité
1H 1914-194	0.132	19 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> 44.82 <sup>s</sup>	-19° 21' 31.61''	21.0	7.7
1RXS J023832.6-311658	0.232	02 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup> 32.48 <sup>s</sup>	-31° 16' 58.06''	33.0	6.2
PMN J1548-2251	0.192	15 <sup>h</sup> 48 <sup>m</sup> 49.7 <sup>s</sup>	-22° 50' 56''	14.6	6.2
1RXS J195815.6-301119	0.119	19 <sup>h</sup> 58 <sup>m</sup> 14.91 <sup>s</sup>	-30° 11' 11.65''	8.0	8.8
MRC 0910-208	0.198	09 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 00.22 <sup>s</sup>	-21° 03' 21.06''	17.6	9.9

TABLE 2.1 – Résultats obtenus et détections de nouvelles sources avec H.E.S.S.

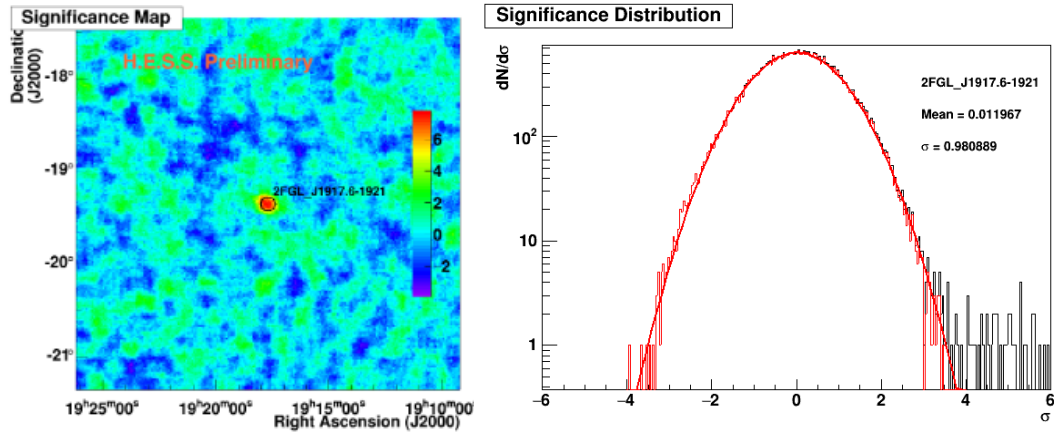


FIGURE 2.12 – À gauche, carte de significativité aux coordonnées de l’objet 1H 1914-194 et à droite, la distribution de significativité montrant que le fond est bien maîtrisé.

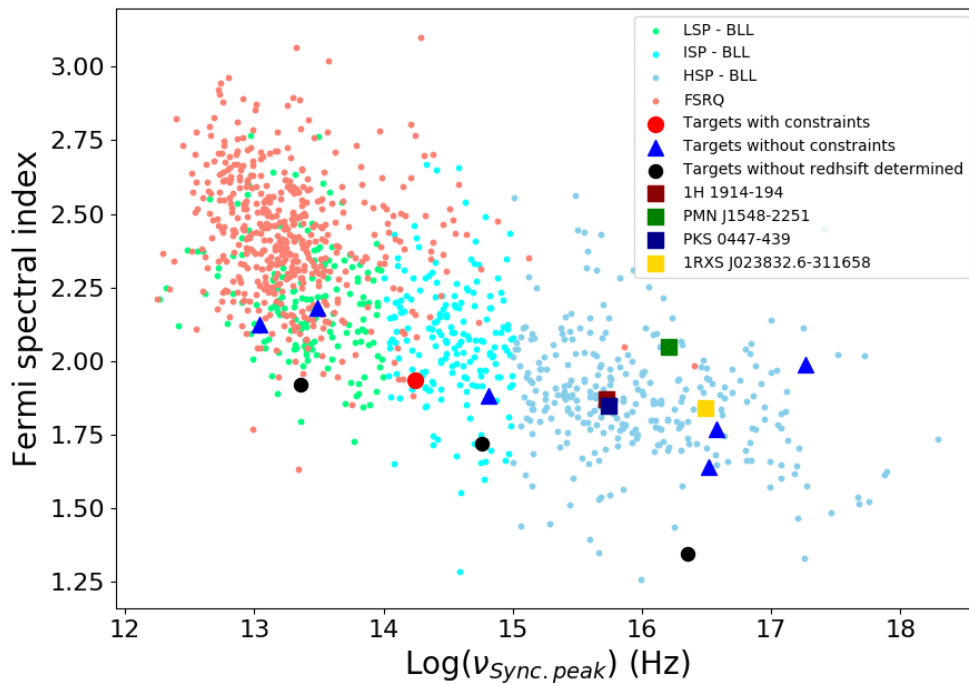


FIGURE 2.13 – Indice spectral dans la bande en énergie de *Fermi* en fonction de la position du pic synchrotron. Les sources observées et/ou détectées par H.E.S.S. sont présentées par un carré.

## Chapitre 3

# Résoudre le jet à l'échelle du kpc : Centaurus A

### Sommaire

---

<b>3.1 Centaurus A, la radio galaxie voisine</b> . . . . .	<b>67</b>
3.1.1 Lobes radio géants . . . . .	67
3.1.2 Jets sur les échelles du kpc . . . . .	67
<b>3.2 Émission gamma</b> . . . . .	<b>69</b>
<b>3.3 Observations aux THE avec H.E.S.S.</b> . . . . .	<b>70</b>
3.3.1 Meilleures simulations de l'instrument H.E.S.S. : run par run . . . . .	70
3.3.2 Analyse des données prises sur Centaurus A et vérification . . . . .	74
3.3.3 "Resolving acceleration to very high energies along the jet of Centaurus A" . . . . .	75

---

**Les instruments au GeV et au TeV possèdent une bien trop faible résolution angulaire pour résoudre la structure du jet d'un blazar.** Ainsi, ces sources lointaines sont vues comme ponctuelles. Il n'en est pas de même pour d'autres longueurs d'onde et notamment en radio où les observations Very Large Array (VLA) permettent de résoudre certaines structures. Néanmoins, les radio-galaxies, plus proches et dont le jet ne pointe pas vers la Terre, offrent une chance unique d'étudier le lieu d'émission des photons dans le jet en étudiant la morphologie de l'émission détectée.

### 3.1 Centaurus A, la radio galaxie voisine

Centaurus A est la radio-galaxie la plus proche de la Voie lactée à une distance de 3.8 Mpc et abrite en son centre un trou noir supermassif de 55 millions de masse solaire (Neumayer, 2010). Située dans la constellation du Centaure, elle fut découverte par John Dunlop en 1826. Sa forme particulière, notée par Herschel en 1847 est expliquée par la fusion de deux galaxies il y a plusieurs centaines de millions d'années.

Elle est observable principalement dans l'hémisphère sud et possède un jet de matière relativiste se déplaçant à environ la moitié de la vitesse de la lumière. Centaurus A est aussi associée avec la direction d'arrivée de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (Pierre Auger Collaboration et al., 2007) ce qui déclencha de nombreux travaux théoriques pour comprendre si oui ou non le jet de cette source pouvait accélérer des rayons cosmiques à ces énergies (Rieger, 2009; Honda, 2009). La figure 3.1 présente une vue de la galaxie dans différentes longueurs d'onde et à différentes échelles permettant d'apprécier la complexité de l'objet.

#### 3.1.1 Lobes radio géants

En radio, Centaurus A présente des lobes géants d'environ 1 million d'années lumière ce qui fait de Centaurus A un des objets les plus gros dans le ciel avec un diamètre apparent de 20 fois la Lune (Fig. 3.1). Le jet et les lobes sont très bien résolus en optique ou encore en rayons X (Fig 3.1 et 3.2, panel de gauche). Ces lobes radio sont aussi de forts émetteurs en  $\gamma$ . Avec sa résolution angulaire accrue, le LAT a très vite résolu ces structures (Abdo et al., 2010a; Yang et al., 2012) qui correspondent à environ 50 % de l'émission totale (fig. 3.2, panel de droite), l'émission  $\gamma$  provenant probablement de processus inverse-Compton sur des photons du Cosmic Microwave background, CMB ou de l'EBL.

#### 3.1.2 Jets sur les échelles du kpc

À plus petites échelles, sur des distances de l'ordre du kpc, les parties internes du jet peuvent être résolues en radio et en rayon X. Le jet présente deux structures diffuses (jet et contre-jet) ainsi que des points plus chauds (Fig. 3.3 et 3.4) qui pourraient être le lieu d'accélération de particules (Sudoh et al., 2020).

En rayon X, le jet fortement lumineux (Fig 3.4) présente aussi de tels points chauds - de 2 à 10 pc en taille - variables sur une échelle du kilo-parsec dont le mouvement peut être suivi par des satellites en rayon X comme *Chandra* (Snios et al., 2019). Le processus à l'origine de l'émission en rayon X est encore inconnu. En principe, une émission synchrotron peut rendre compte de celle-ci (Feigelson et al., 1981; Kraft et al., 2002). Il faut alors des électrons très énergétiques avec des facteurs de Lorentz de  $\gamma \approx 10^8$ . Ceci implique une ré-accélération car le temps de refroidissement des électrons est plus petit que le temps de trajet dans le jet. Une origine Inverse-Compton pourrait aussi être invoquée pour remédier au problème des électrons très

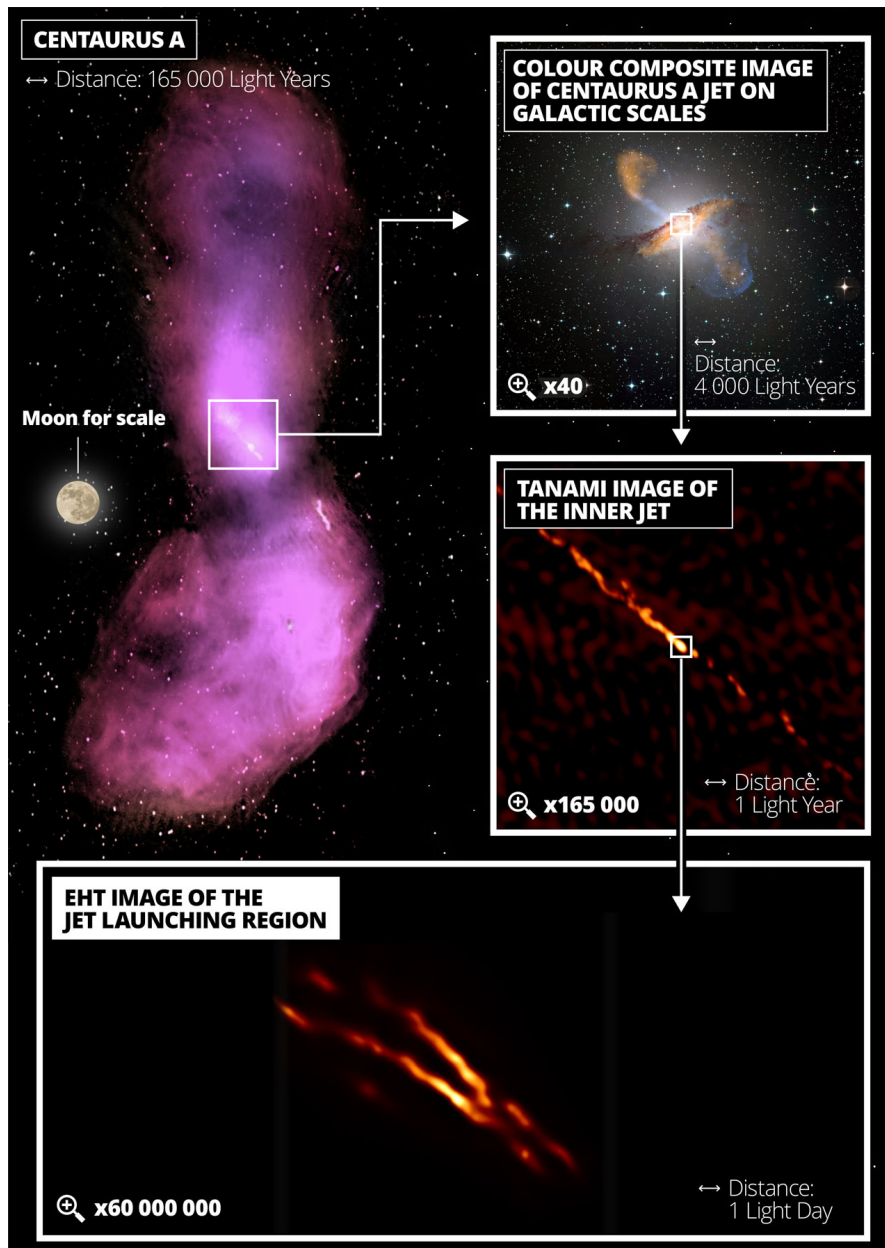


FIGURE 3.1 – Différentes échelles de distance dans le jet de Centaurus A des lobes radio aux échelles les plus petites de l'ordre d'un jour lumière. Credit : R. Bors / CSIRO / ATNF / Feain et al. / Morganti et al. / Junkes et al. / ESO / WFI / MPIFR / APEX / Weiß et al. / NASA / CXC / CfA / Kraft et al. / TANAMI / Müller et al. / EHT / Janssen et al.

énergétiques (Celotti et al., 2001; Harris & Krawczynski, 2006) mais ceci implique un jet hautement relativiste sur une distance plus grande que le Mpc. Résoudre la morphologie du jet au TeV pourrait permettre de distinguer quel est le processus en place.

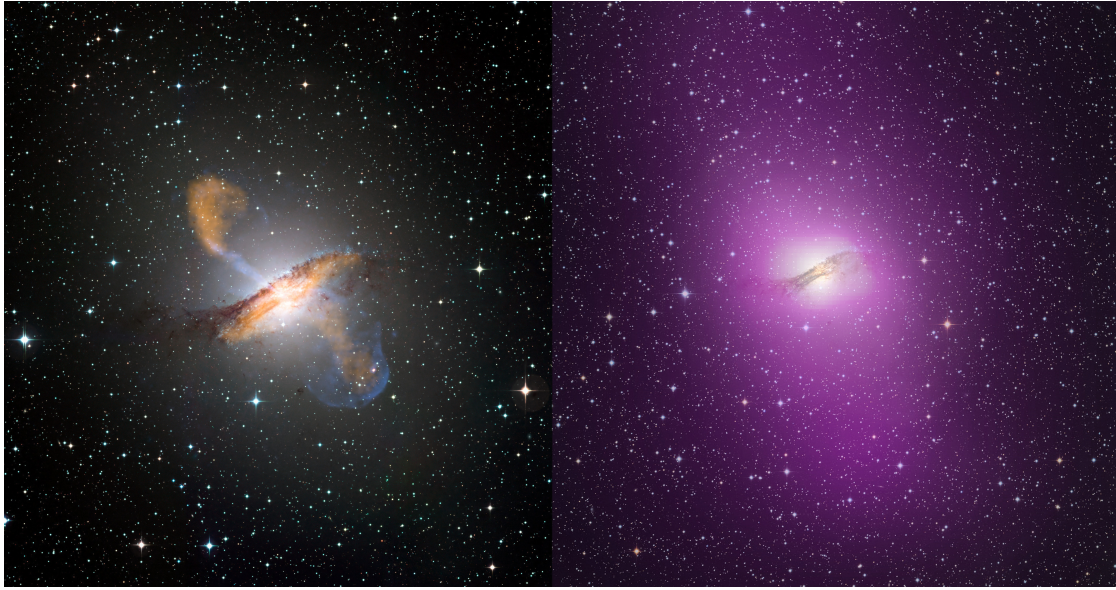


FIGURE 3.2 – Images composites de la galaxie radio Centaurus A. À gauche, en visible, micro-onde et rayons X. À droite en optique et rayon Gamma. ESO/WFI (visible); MPIfR/ESO/APEX/A. Weiss et al. (micro-onde); NASA/CXC/CfA/R. Kraft et al. (X) *Fermi*-LAT (Gamma).

### 3.2 Émission gamma

Le jet au kpc ne peut pas être résolu par des détecteurs comme *Fermi*-LAT et alors les émissions du cœur et du jet kpc ne peuvent être distingués spatialement. L'émission du cœur en rayon gamma a été mise en évidence par tous les instruments à bord d'*EGRET* (Kinzer et al., 1995; Steinle et al., 1998; Sreekumar et al., 1999). Le pic haute énergie de la SED fut alors mesuré vers  $0.1 \text{ MeV}$ .

Situé dans l'hémisphère sud, H.E.S.S. est l'instrument privilégié pour observer Centaurus A de part sa sensibilité et sa résolution angulaire (avec les 4 télescopes de 12 m). L'émission aux THE fut reportée par H.E.S.S. en 2009 après 120 heures d'observation avec un flux très faible équivalent à 0.8 % du flux de la nébuleuse du Crabe. Le spectre de la source est relativement dur pour une source extragalactique avec un indice  $\Gamma = 2.7 \pm 0.5$ . Le spectre combiné alors obtenu est présenté en figure 3.5.

Avec le lancement du LAT et sa grande sensibilité, il est devenu apparent que le spectre aux hautes énergies était en tension avec celui de H.E.S.S. impliquant un possible durcissement aux THE (Fig. 3.6, à gauche). C'est la seule source pour laquelle un tel effet est visible (Abdo et al., 2009c). Le flux de la source n'est pas variable en rayon  $\gamma$  ainsi cet aspect ne peut pas expliquer la différence de spectre.

Plus récemment, Sahakyan et al. (2013) puis H. E. S. S. Collaboration et al. (2018) ont montré que le spectre *Fermi* présente une cassure autour du GeV avec un durcissement du spectre qui est alors en meilleur accord avec les mesures de H.E.S.S. Apparaît ici une nouvelle composante dans le spectre dont l'origine est inconnue (Fig. 3.6, à droite). **Parmi les hypothèses, on peut citer la contribution d'un jet à l'échelle du parsec ou celle d'un jet étendu sur des échelles du kpc. D'autres modèles font aussi appel à la présence d'une forte concentration de matière noire (voir H. E. S. S. Collaboration et al., 2018, pour plus d'informations et les références**

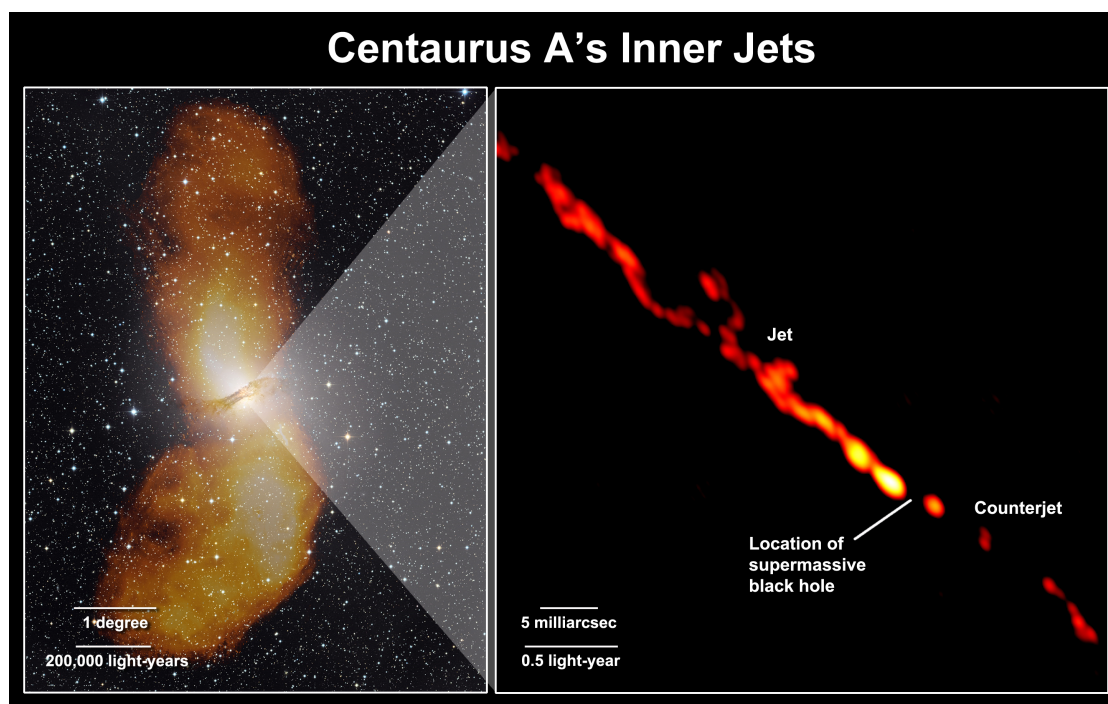


FIGURE 3.3 – Vue radio-optique de Centaurus A (gauche), les lobes radio sont en orange et s’étendent sur un million d’années lumière. Crédits : Capella Observatory (optical), with radio data from Ilana Feain, Tim Cornwell, and Ron Ekers (CSIRO/ATNF), R. Morganti (ASTRON), and N. Junkes (MPIfR). Jet interne (4.16 années-lumière) en radio (droite) obtenue avec le projet TANAMI. Crédits : NASA/TANAMI/Müller et al.

**correspondantes).**

### 3.3 Observations aux THE avec H.E.S.S.

#### 3.3.1 Meilleures simulations de l’instrument H.E.S.S. : run par run

Du fait de sa proximité, il est possible de faire des études précises aux THE. Avec  $1^\circ$  représentant 65 kpc, le jet de d’une dizaine de kpc représente  $0.15^\circ$  ce qui est de l’ordre de la résolution angulaire de H.E.S.S.. À cette fin, il faut parfaitement maîtriser l’analyse et la résolution angulaire (PSF) de l’instrument. La technique de détection avec un télescope Cherenkov comme H.E.S.S. (et dans le futur CTA) se base sur des simulations Monte Carlo des gerbes électromagnétiques dans l’atmosphère ainsi que du détecteur au complet. Actuellement afin de connaître la réponse instrumentale d’une expérience comme H.E.S.S., on a recours à des simulations pour différents angles zénithaux, pour différentes efficacités optiques et différentes énergies du photon  $\gamma$  incident. Une interpolation est faite afin de s’approcher des conditions des véritables observations. De plus, on fait l’hypothèse que l’instrument est dans un état parfait (pas de pixels morts ou autres problèmes de calibration) et que le fond de ciel est uniforme.

Ces simulations sont utilisées pour construire des tables ou Instrumental Response Functions - IRFs qui permettent de calculer la surface efficace et la PSF de l’instrument. Une



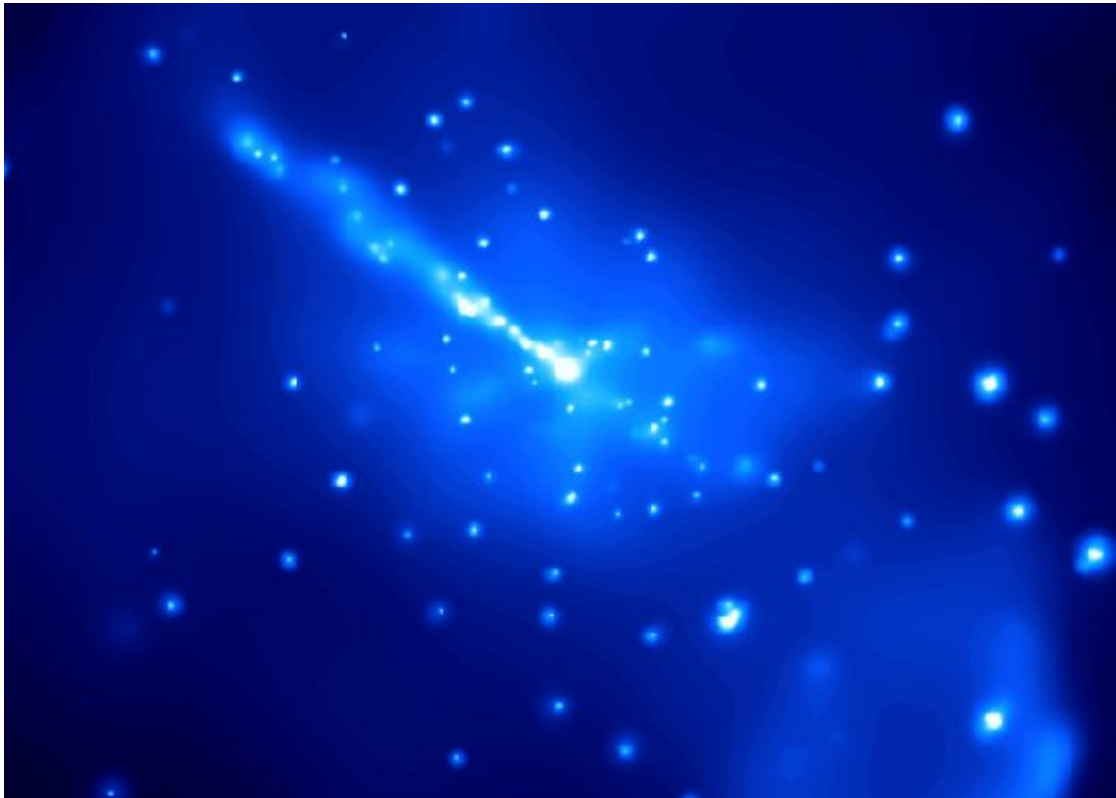


FIGURE 3.4 – Centaurus A en rayon X vue par Chandra. On distingue le jet ainsi que des structures internes. Credit : R.Kraft (SAO) et al., CXO, NASA.

bonne détermination de ces IRFs est cruciale pour les mesures de spectre et de morphologie.

Au cours des analyses, il est apparu que notre maîtrise de la PSF n'était pas suffisante pour mesurer la taille d'une source inférieure à  $0.02^\circ$ . Une des raisons est le fait que l'instrument, et notamment la caméra des télescopes n'est pas parfaite lors de la prise de données. Celle-ci est constituée de 960 photomultiplicateurs (PM ou pixel) qui ne sont pas tous en fonctionnement soit parce qu'il y a une étoile brillante dans le champ de vue du PM soit dû à un problème technique. Dans ce cas, on les qualifie de broken. En simulant cet effet pour la source Centaurus A, nous nous sommes aperçus d'un effet notable, environ 8 % sur la taille de la PSF (Fig.3.7).

Ceci fut la première étape pour l'amélioration des simulations Monte Carlo pour décrire au plus près l'instrument, l'électronique et le ciel observé dans un nouveau framework nommé *runwise simulation* (RW). Ces travaux visent à changer le paradigme actuel et à simuler chaque observation (ou run) de façon très précise.

Dans le framework classique, les simulations sont effectuées avec des pointés fixes (nord-sud), à des angles zénithaux fixes (0-18-30-45 etc...) et des efficacités optiques des télescopes fixes (Fig. 3.8). Ceci est supposé couvrir tout l'espace des phases et ensuite, une interpolation est faite pour reproduire l'état du réseau pendant les observations. Dans les simulations RW, il est possible (voir la Fig. 3.8) de :

- simuler le pointé précis (Alt-Az), ainsi que le déplacement lors du run,
- prendre en compte la calibration réelle des caméras et de l'efficacité optique des miroirs,

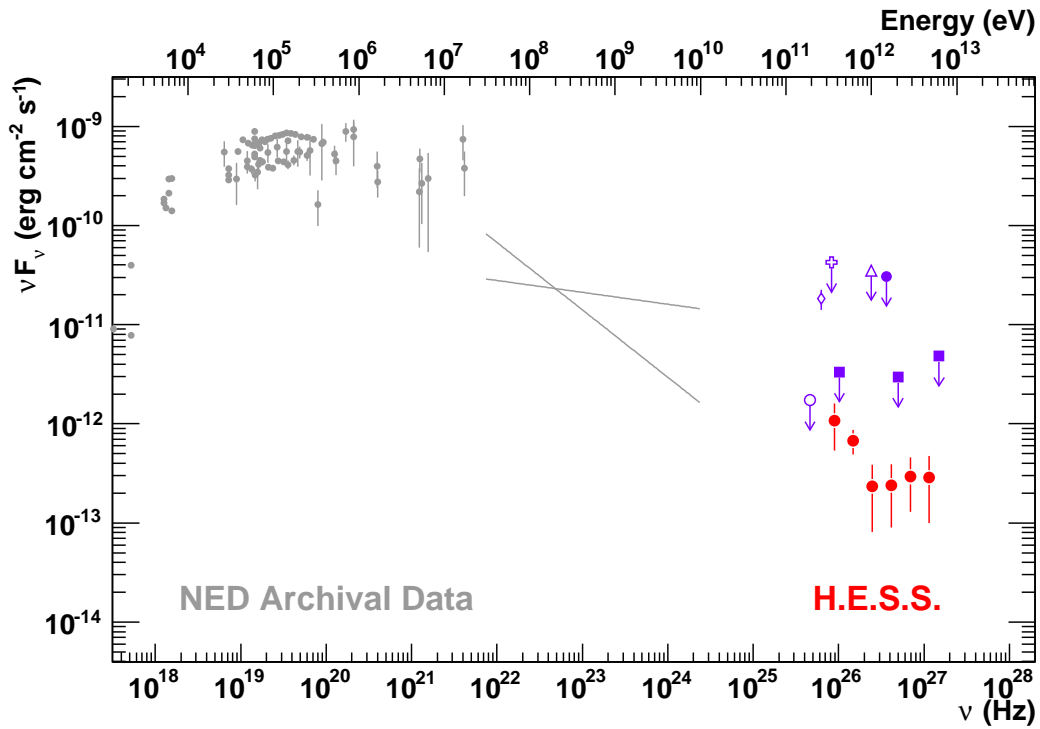


FIGURE 3.5 – SED du cœur de Centaurus A. Extraite de (Aharonian et al., 2009a)

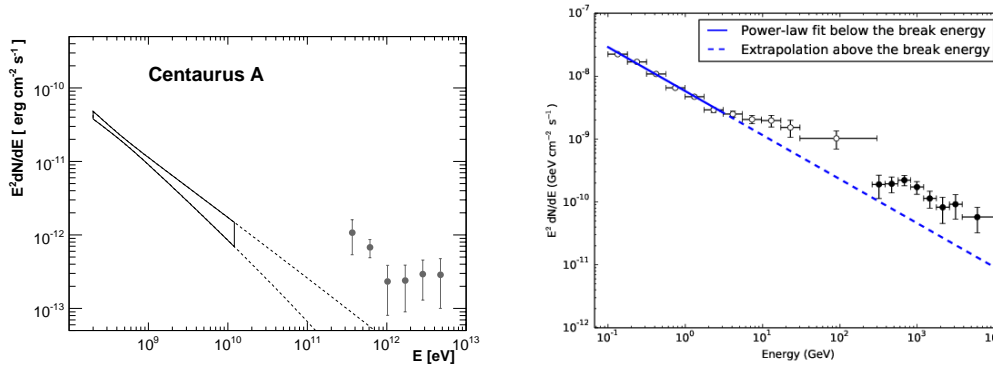


FIGURE 3.6 – À gauche, spectres HE et THE obtenus avec seulement 9 mois de données *Fermi*-LAT. Extrait de Abdo et al. (2009c). À droite, le même spectre mais avec 8 ans de données *Fermi* et des nouvelles données H.E.S.S.. Extraite de (H. E. S. S. Collaboration et al., 2018)

— simuler le fond de ciel (lumière des étoiles).

La figure 3.9 présente le nouveau schéma de simulations qui suit précisément celui de l'analyse des données. Ainsi, une IRFs est créée pour un run de données. Cette simulation inclut toutes les caractéristiques du run et de l'instrument.

Un des effets les plus importants que l'on obtient avec les simulations RW est un meilleur

### PSF projection

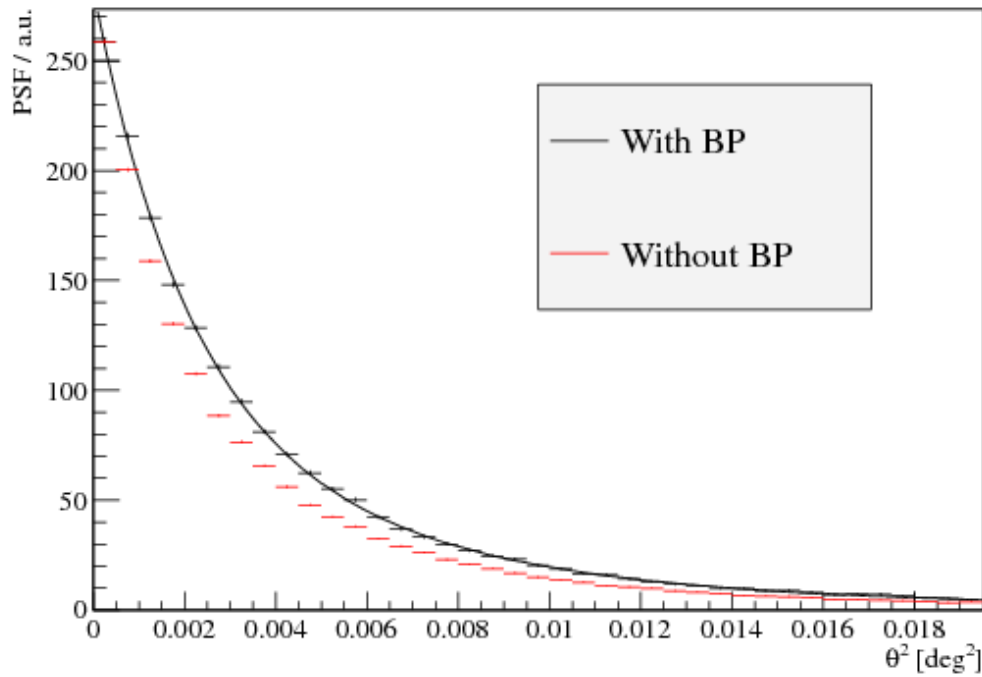


FIGURE 3.7 – Projection 1D de la PSF de H.E.S.S. en rouge sans les broken pixels, en noir avec.

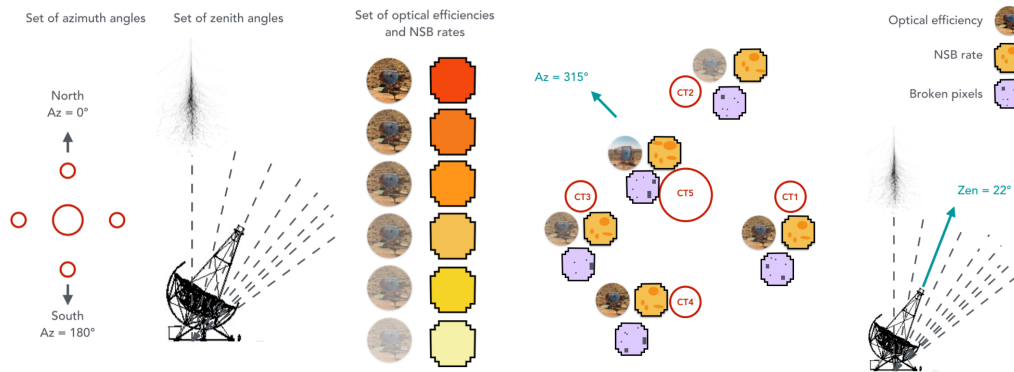


FIGURE 3.8 – Gauche : Schéma illustrant les simulations classiques et à droite celui des simulations RW. Crédit Jill Chevalier.

accord entre la reconstruction en énergie des événements dans les données et dans les Monte Carlo. **Le biais observé entre les données et les simulations classiques (Fig. 3.10, gauche) n'est plus** présent avec les simulations RW (Fig. 3.10, droite).

A titre d'illustration, la figure 3.11 montre la bonne connaissance de la PSF que l'on obtient grâce à ce nouveau framework pour la source Mrk 421, ainsi qu'une comparaison du spectre de

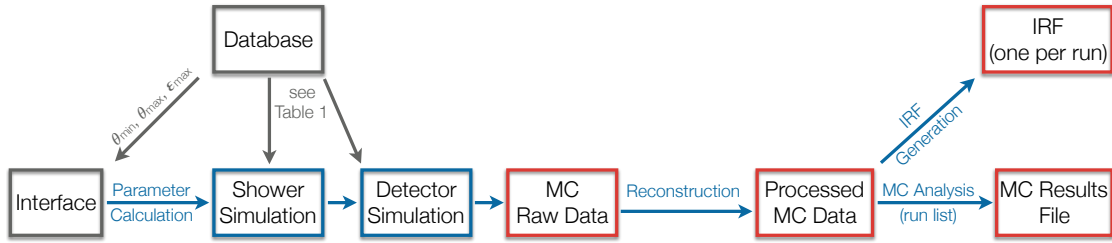


FIGURE 3.9 – Schéma de simulation RW. La simulation des gerbes et de l’instrument se fait maintenant run par run en prenant en compte tous les paramètres de calibration de l’instrument.

PKS 2155-304 avec le framework classique et le nouveau. De plus amples détails peuvent être trouvés dans Holler et al. (2020). Les simulations RW reproduisent au mieux la PSF de l’instrument permettant des mesures de taille très précise. Ce framework fut utilisé par H.E.S.S. pour la détection de l’extension de l’émission de la nébuleuse du Crabe (H. E. S. S. Collaboration, 2020).

Pour CTA (Chapitre 5.7) et ses nombreux télescopes de différents types, de telles simulations sont pratiquement obligatoires pour réduire les incertitudes systématiques.

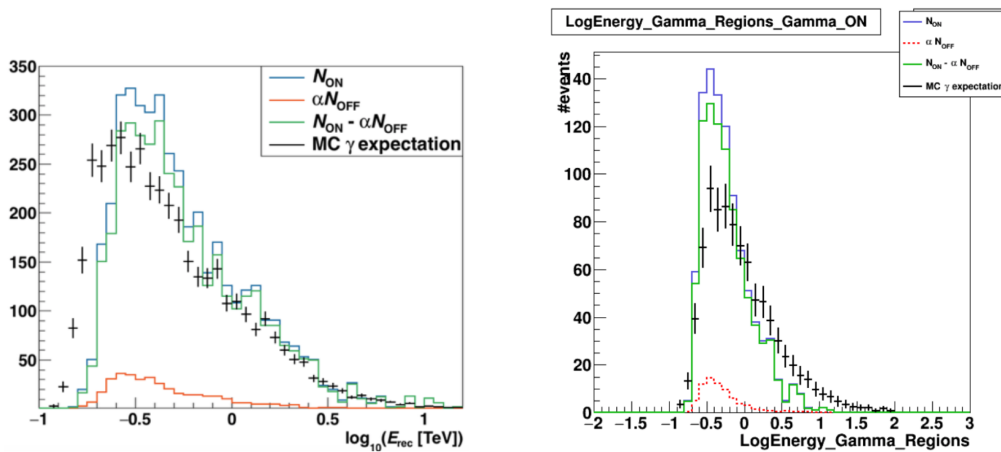


FIGURE 3.10 – Distribution en énergie des événements comparée avec les prédictions Monte Carlo pour, à gauche les simulations classiques et à droite les simulations RW. Credit Markus Holler.

### 3.3.2 Analyse des données prises sur Centaurus A et vérification

La qualité des données prises sur Centaurus A est un facteur très important afin d’arriver à une mesure précise. Nous avons vérifié la liste des observations (données météo, calibration, etc.) pour supprimer tous les effets indésirables. Avec les simulations RW, nous nous sommes assurés que la PSF était parfaitement maîtrisée par de nombreuses analyses sur d’autres objets.

Dans une analyse de données, différentes coupures peuvent être utilisées et différentes reconstructions des événements aussi. Ainsi, des coupures dites loose, standard et hard sont définies (Aharonian et al., 2006b). Celles-ci ont pour principale différence la coupure en charge

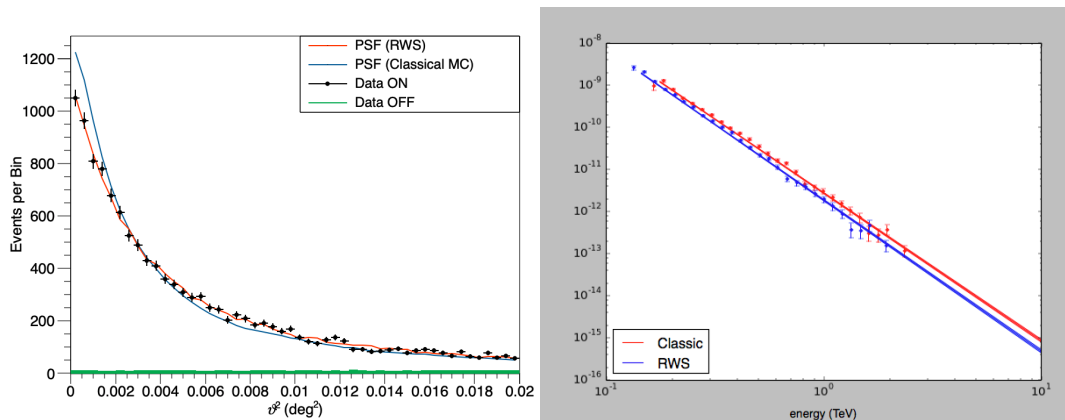


FIGURE 3.11 – Gauche : Distribution de la distance au carré des événements détectés pour la source Mrk 421. La ligne bleue est la PSF "classique" alors que la ligne orange est la PSF RW. Droite : Spectre de PKS 2155-304 obtenu avec des réponses instrumentales classiques (rouge) et RW (bleu)

dans les PM de la caméra pour un événement. Par exemple, pour les coupures standard, seuls les événements avec une charge de plus de 60 photo-électrons sont gardés. Ceci a des implications sur le seuil en énergie, la reconstruction angulaire et la sensibilité via la soustraction du fond.

Les différentes coupures furent testées par des simulations jouets basées sur la statistique de la source (même nombre de photons, même taille, etc.). La figure 3.12, à gauche, donne le test-statistic (TS) obtenu pour un grand nombre de simulations, un grand TS montre une grande sensibilité à l'extension de la source. Bien que les coupures hard présentent une meilleure reconstruction angulaire puisque l'on ne garde que les photons de plus haute énergie, la perte de statistique est un facteur limitant. Pour cette analyse, les coupures standard sont les plus appropriées.

Un autre test, à droite de la même figure, a été fait sur la carte d'excès. Un simple ajustement d'une gaussienne sur les données projetées le long de l'axe du jet en radio donne une taille de la source plus grande que la PSF elle-même et surtout différente de la taille de la source avec une projection perpendiculaire. Ce simple test, sans dépendance à la modélisation de la PSF, montre une certaine extension de Centaurus A.

### 3.3.3 "Resolving acceleration to very high energies along the jet of Centaurus A"

H.E.S.S. a observé Centaurus A pendant 202 heures entre 2004 et 2016. L'utilisation des simulations RW nous a permis de parfaitement modéliser la PSF en 2 dimensions, s'affranchissant alors de l'hypothèse de symétrie radiale et de détecter une extension de l'émission TeV, le long des jets radio. En utilisant le logiciel Sherpa (Freeman et al., 2001), plusieurs modèles de morphologie ont été ajustés aux données en se basant sur le Test Statistique pour déterminer celui qui reproduisait le mieux les données. Celles-ci sont ainsi en bon accord avec un modèle d'ellipse orienté dans la direction du jet X et radio avec un TS de 19.4 par rapport à l'hypothèse d'une source ponctuelle. La figure 3.13 présente le meilleur modèle obtenu par H.E.S.S. ainsi que la carte Radio floutée avec les PSF de H.E.S.S.

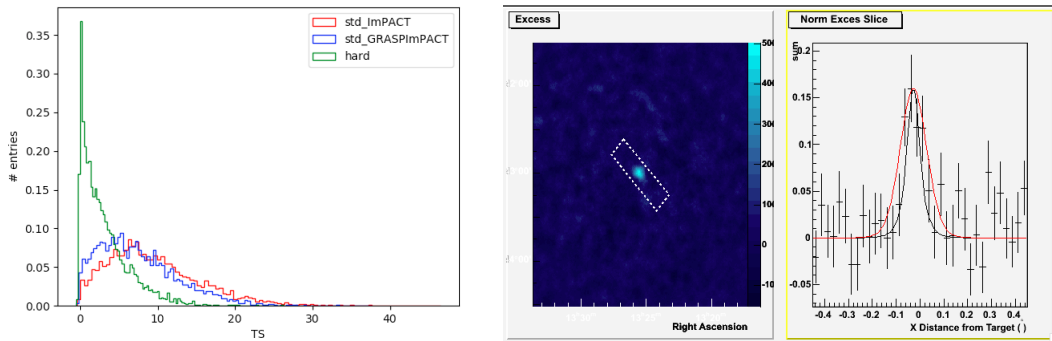


FIGURE 3.12 – À gauche : Test Statistique des simulations d’une source étendue comparable à Centaurus A et pour différentes coupures d’analyses. Cette étude a permis de mieux choisir quelle analyse effectuer. Droite : Carte obtenue dans mon analyse en cross-check. Le rectangle dénote la zone utilisée pour extraire l’histogramme. En noir, la PSF de H.E.S.S. et en rouge la PSF convoluée avec une gaussienne montrant ainsi la morphologie de la source.

La taille physique correspond à 2.2kpc, ceci implique que la majeure partie de l’émission TeV provient de région loin du centre et impose un mécanisme de ré-accélération efficace dans le jet même, le temps de refroidissement des électrons étant plus court que leur temps de parcours. L’émission au TeV sur une telle distance prouve la présence d’électrons ultra-relativistes favorisant une origine synchrotron pour l’émission X du jet. De plus, l’émission inverse-Compton (IC) du jet peut contribuer au durcissement spectral observé au GeV (H.E.S.S. Collaboration et al., 2018).

Ceci est cohérent avec le fait que les points chauds seraient peu magnétisés et ainsi, les particules accélérées ne seraient pas refroidies en s’échappant (Sudoh et al., 2020). La découverte de H.E.S.S. couronne dix années de travail au sein de la collaboration et fut fortement médiatisée aussi bien dans les médias spécialisés que dans les médias de vulgarisation <sup>1</sup>.

1. <http://www.cnrs.fr/fr/les-jets-des-quasars-des-accelerateurs-de-particules-sur-des-milliers-dannees-lumiere>  
<https://www.ca-se-passe-la-haut.fr/2020/06/lorigine-des-rayons-x-de-centaurus.html>  
[https://www.lexpress.fr/actualite/sciences/pourquoi-la-derniere-decouverte-sur-les-jets-de-trous-noirs-supermassifs-est-determinante\\_2128402.html](https://www.lexpress.fr/actualite/sciences/pourquoi-la-derniere-decouverte-sur-les-jets-de-trous-noirs-supermassifs-est-determinante_2128402.html)

# Resolving acceleration to very high energies along the jet of Centaurus A

<https://doi.org/10.1038/s41586-020-2354-1>

The H.E.S.S. Collaboration\*

Received: 15 October 2019

Accepted: 17 March 2020



Check for updates

The nearby radio galaxy Centaurus A belongs to a class of active galaxies that are luminous at radio wavelengths. Most show collimated relativistic outflows known as jets, which extend over hundreds of thousands of parsecs for the most powerful sources. Accretion of matter onto the central supermassive black hole is believed to fuel these jets and power their emission<sup>1</sup>. Synchrotron radiation from relativistic electrons causes the radio emission, and it has been suggested that the X-ray emission from Centaurus A also originates in electron synchrotron processes<sup>2–4</sup>. Another possible explanation is inverse Compton scattering with cosmic microwave background (CMB) soft photons<sup>5–7</sup>. Synchrotron radiation needs ultrarelativistic electrons (about 50 teraelectronvolts) and, given their short cooling times, requires some continuous re-acceleration mechanism<sup>8</sup>. Inverse Compton scattering, on the other hand, does not require very energetic electrons, but the jets must stay highly relativistic on large scales (exceeding 1 megaparsec). Some recent evidence disfavors inverse Compton-CMB models<sup>9–12</sup>, although other work seems to be compatible with them<sup>13,14</sup>. In principle, the detection of extended  $\gamma$ -ray emission, which directly probes the presence of ultrarelativistic electrons, could distinguish between these options. At giga-electronvolt energies there is also an unusual spectral hardening<sup>15,16</sup> in Centaurus A that has not yet been explained. Here we report observations of Centaurus A at teraelectronvolt energies that resolve its large-scale jet. We interpret the data as evidence for the acceleration of ultrarelativistic electrons in the jet, and favour the synchrotron explanation for the X-rays. Given that this jet is not exceptional in terms of power, length or speed, it is possible that ultrarelativistic electrons are commonplace in the large-scale jets of radio-loud active galaxies.

Centaurus A is the closest known radio galaxy at a distance<sup>17</sup> of 3.8 Mpc, offering a unique opportunity to resolve better the processes at play in the jets. Its radio morphology exhibits a one-sided, kiloparsec-scale radio jet extending out from the nucleus at a position angle of  $55^\circ \pm 7^\circ$  (measured anticlockwise from north in the equatorial system), two inflated inner radio lobes extending about 5 kpc north and south of the nucleus, and extended low-surface-brightness structures ('giant lobes') with a size of a few hundred kiloparsecs<sup>18,19</sup>. Along much of the length of the radio jet, from within 50 pc to 4 kpc, X-ray emission at about  $10^3$  eV has been detected with the Chandra satellite<sup>3,20</sup>. The source is also positionally close to an ultrahigh-energy cosmic-ray hotspot<sup>21</sup>.

Gamma-rays from the central part of Centaurus A were first detected in the MeV–GeV range by the Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO)<sup>22</sup> and above hundreds of giga-electronvolts by the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.)<sup>23</sup>. The kiloparsec-scale jet, however, has so far not been resolved. Much of the observed emission has previously been associated with jet regions close to the black hole<sup>24,25</sup>. On larger scales, the giant lobes of Centaurus A have been seen in the GeV range by the Fermi Large Area Telescope (LAT)<sup>26</sup>, making this source the first extended object in the extragalactic GeV sky.

To probe a possible extension at very high  $\gamma$ -ray energies (VHE,  $E > 100$  GeV), we selected a total of 202 h of H.E.S.S.<sup>27</sup> observations of Centaurus A between 2004 and 2016, corresponding to high-quality data suitable for extension measurements (see Methods section 'Data analysis' for more information). The analysis configuration applied to the reconstructed data corresponds to a compromise between achieving a good angular resolution while retaining a sufficiently low energy threshold and good  $\gamma$ -ray sensitivity for a faint source like Centaurus A. The detection significance is  $13.1\sigma$  (compared to  $12\sigma$  with 213 h of observation time, as found in ref. 16) at energies above 240 GeV. The point spread function (PSF) for the given dataset and configuration was simulated within the framework described in ref. 28. It was convolved with different source models and fitted to the data using Sherpa<sup>29</sup>. We compare the different best-fit models by using a test statistic (TS) value (see Methods section 'Data analysis') as a figure of merit. In addition to the assumption of point-like emission, we fit the data with a radially symmetric Gaussian as well as an elliptical Gaussian model. Compared to a point-like source, the radially symmetric Gaussian is preferred with a TS of 6.1, and the elliptical Gaussian with TS = 19.4. The considerable difference of the TS values implies a strong preference for the elliptical over the radially symmetric model.

\*A list of authors and their affiliations appears at the end of the paper

**Table 1 | Best-fit parameters of the elliptical Gaussian model**

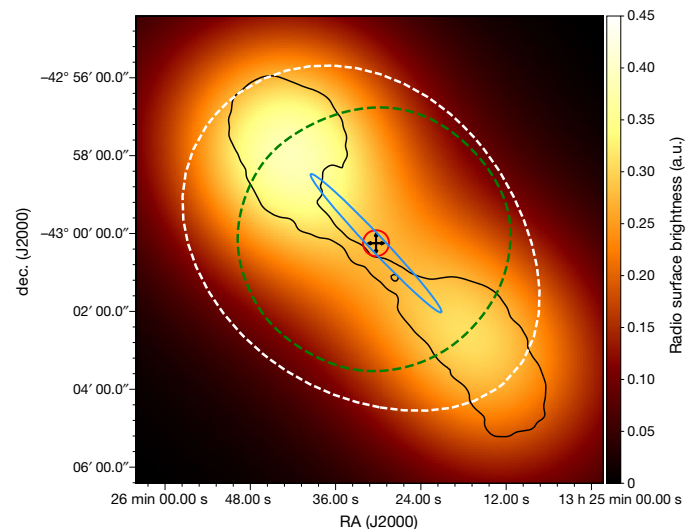
Parameter	Value	Statistical error
$\sigma_{\text{maj}}$ (°)	0.041	0.006
$\sigma_{\text{min}}$ (°)	<0.013	NA
Ellipticity, $\varepsilon$	0.92	+0.08, -0.23
Position angle, $\varphi$ (°)	43.4	+7.7, -7.2

The width of the semi-major axis  $\sigma_{\text{maj}}$  has a position angle  $\varphi$ , measured anticlockwise from north. NA, not applicable.

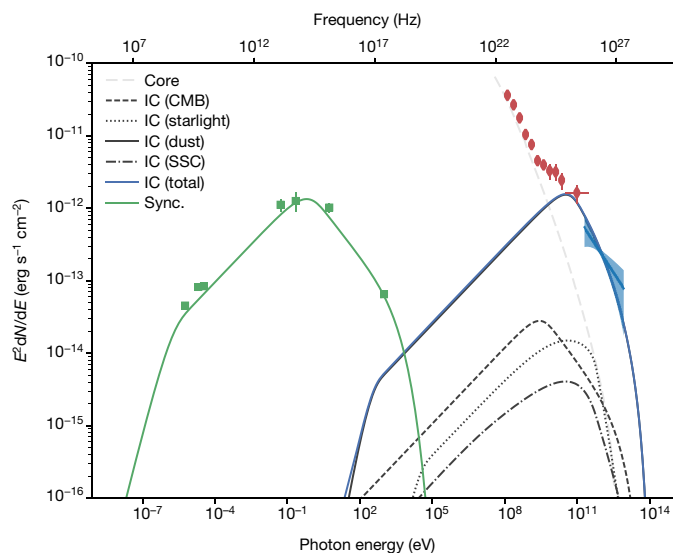
The best-fit parameters of the elliptical Gaussian are given in Table 1. The position angle of the semi-major axis is compatible with that of the radio and X-ray jets<sup>18,30</sup>.

This is further illustrated in Fig. 1. The Gaussian width of the semi-major axis  $\sigma_{\text{maj}}$ , together with the obtained ellipticity  $\varepsilon = 1 - \sigma_{\text{min}}/\sigma_{\text{maj}}$  (where  $\sigma_{\text{min}}$  is the semi-minor axis) denotes the 39% containment of measured  $\gamma$ -rays from Centaurus A. The position of the best-fit model using J2000 coordinates is right ascension (RA) 13 h 25 min 30.3 s  $\pm$  (1.4 s)<sub>stat</sub>  $\pm$  (1.8 s)<sub>sys</sub>, declination (dec.) -43° 00' 15"  $\pm$  (15")<sub>stat</sub>  $\pm$  (20")<sub>sys</sub> (systematic pointing errors taken from ref. <sup>31</sup>). This corresponds to a slight, insignificant offset (<2 s.d.) of approximately 60" northeast from the position of the galaxy core<sup>32</sup>.

The physical extension of the semi-major axis of the best-fit elliptical Gaussian exceeds 2.2 kpc, implying that a major part of the VHE emission arises on large scales, far away from the black hole. The derived alignment with the jet direction and the known spectral characteristics are in line with models where the VHE emission originates from inverse Compton (IC) up-scattering of low-energy photons by very energetic electrons accelerated along the jet<sup>33–35</sup>. Figure 2 shows a reproduction of the spectral energy distribution (SED) from radio to  $\gamma$ -ray energies



**Fig. 1 | Multiwavelength image of Centaurus A.** The colour map represents the radio surface brightness (21 cm wavelength) VLA map of Centaurus A<sup>39</sup>, after convolution with the H.E.S.S. PSF and an additional oversampling with a radius of 0.05°. Contours of the unconvolved VLA map, with levels adjusted to highlight the core (corresponding to 4 Jy per beam) as well as the kiloparsec-scale jet (0.5 Jy per beam), are drawn in black. The VHE  $\gamma$ -ray morphology of Centaurus A is represented by a white dashed contour which is derived from the 5 $\sigma$  excess significance level of the H.E.S.S. sky map, also after oversampling with a radius of 0.05°. The result of the best fit of an elliptical Gaussian to the H.E.S.S. measurement is shown in blue by its 1 $\sigma$  contour, which corresponds to a model containment fraction of 39%. The 1 $\sigma$  statistical uncertainties of the fitted position are drawn as black arrows, and the estimated pointing uncertainties with a red circle. The dashed green line denotes the 68% containment contour of the H.E.S.S. PSF.



**Fig. 2 | Spectral energy distribution of Centaurus A.** Shown are the observed and modelled spectral energy distribution (SED) from radio to  $\gamma$ -ray energies for the inner, kiloparsec-scale jet of Centaurus A. The VHE emission is dominated by relativistic electrons with Lorentz factor  $\gamma \geq 10^7$  inverse Compton (IC) up-scattering dust photons to high energies (solid blue curve, ‘IC total’). This emission from the kiloparsec-scale jet makes a major contribution to the unexpected spectral hardening above a few GeV as seen by Fermi-LAT (red points)<sup>16</sup>. The lower-energy part of the  $\gamma$ -ray spectrum (red points) is attributed to emission from the core (grey dashed line referring to a core model fit<sup>16</sup>). The green curve (‘Sync.’) designates the synchrotron emission of the inferred broken power-law electron distribution in a magnetic field of characteristic strength  $B = 23 \mu\text{G}$ . The blue ‘butterfly’ corresponds to the H.E.S.S. spectra, while green data points mark radio, infrared and X-ray measurements and reported uncertainties (error bars) from the inner region of the Centaurus A jet (see Methods section ‘Theoretical modelling’). A breakdown is provided of the full IC contribution, from the scattering of: the cosmic microwave background (CMB), the starlight emission of the host galaxy, infrared emission from dust, and the low-energy synchrotron jet emission (synchrotron self Compton, SSC). Data are from refs. <sup>16,36</sup>; see Methods section ‘Theoretical modelling’ for further details.

for jet scales close to 2.2 kpc (see Methods section ‘Theoretical modelling’ for details). The IC emission on these scales is dominated by up-scattering of infrared photons emitted by dust, with the scattering occurring predominantly in the Thomson regime. Note that the considered large-scale model is not intended to reproduce the high-energy emission below a few GeV, as this part of the SED is usually attributed to emission from the core.

Regardless of specific details, the observed VHE extension provides the first direct evidence for the presence of ultrarelativistic electrons with Lorentz factors  $\gamma$  of about  $10^7$ – $10^8$  within an extragalactic large-scale jet (see Methods and Extended Data Fig. 3 for details). Assuming a synchrotron origin, the inferred X-ray spectral slope translates into a photon index of about 2.4, which is close to that derived from Chandra observations ( $2.29 \pm 0.05$  and  $2.44 \pm 0.07$  for the inner and middle region, respectively)<sup>36</sup>. The results thus substantiate the synchrotron interpretation of the X-ray emission seen in the large-scale jet of Centaurus A, which was originally motivated largely by similarities between the radio and X-ray morphologies<sup>2,18</sup>. Given that the synchrotron lifetimes of these extremely energetic electrons can be as low as a few hundred years—that is, considerably less than the travel time down the jet which is of the order of thousands of years—the detection of extended X-ray emission on kiloparsec scales related to synchrotron emission requires the operation of an efficient, extended or distributed (re)acceleration mechanism far away from the black hole,



such as stochastic or shear particle acceleration<sup>8</sup> (see Methods section ‘Theoretical modelling’).

We note that IC emission of the kiloparsec-scale jet could make a major contribution to the unexpected spectral hardening<sup>15,16</sup> seen in the high-energy  $\gamma$ -ray emission of Centaurus A (see Fig. 2). With its superior resolution and sensitivity, the Cherenkov Telescope Array (CTA) will in a few years time be able to probe deeper into the VHE extension and to search for potential VHE variability that would impose constraints on the ratio of the extended  $\gamma$ -ray flux to that from the core region<sup>37</sup>.

Our findings have implications for understanding the diversity of  $\gamma$ -ray emitters and the cosmic energy input at VHE energies. Observationally, the current measurement of the VHE extension in Centaurus A became possible only due to the proximity of the source and the presence of a substantial amount of dust within the source (see Methods for more details). From a physical point of view, however, the kiloparsec-scale jet in Centaurus A is not very exceptional, be it with respect to its power, length or speed. This suggests that ultrarelativistic electrons could be ubiquitously present in the large-scale jets of radio-loud active galaxies, making these jets a highly promising class of TeV emitters. So far, most extragalactic sources detected in VHE  $\gamma$ -rays are of the BL Lac type<sup>38</sup>. The  $\gamma$ -ray emission in these objects is believed to originate on rather small ( $\leq 1$  pc) scales in fast parts of the jet viewed almost face-on. This is accompanied by a strong Doppler amplification of their emission, favouring their detection in the extragalactic sky. Quantitatively, however, BL Lac objects make up only a small subclass of radio-loud active galaxies ( $\leq 3\%$ ), and their rest-frame (corrected for beaming) VHE contribution is usually relatively moderate. This in turn suggests that large-scale jets could provide a more relevant energy input into the intergalactic medium at TeV energies, even if they are in most cases not individually detectable at those energies<sup>9</sup>. The results reported here demonstrate the power that VHE observations bring to the picture of active galactic nuclei, allowing the probing of multiple spectral components of local well-studied sources, which have previously evaded detection.

## Online content

Any methods, additional references, Nature Research reporting summaries, source data, extended data, supplementary information, acknowledgements, peer review information; details of author contributions and competing interests; and statements of data and code availability are available at <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2354-1>.

- Blandford, R., Meier, D. & Readhead, A. Relativistic jets from active galactic nuclei. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **57**, 467–509 (2019).
- Feigelson, E. D. et al. The X-ray structure of Centaurus A. *Astrophys. J.* **251**, 31–51 (1981).
- Kraft, R. P. et al. Chandra observations of the X-ray jet in Centaurus A. *Astrophys. J.* **569**, 54–71 (2002).
- Snios, B. et al. Variability and proper motion of X-ray knots in the jet of Centaurus A. *Astrophys. J.* **871**, 248 (2019).
- Celotti, A., Ghisellini, G. & Chiaberge, M. Large-scale jets in active galactic nuclei: multiwavelength mapping. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **321**, L1–L5 (2001).
- Harris, D. E. & Krawczynski, H. X-ray emission from extragalactic jets. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **44**, 463–506 (2006).
- Simionescu, A. et al. Serendipitous discovery of an extended X-ray jet without a radio counterpart in a high-redshift quasar. *Astrophys. J. Lett.* **816**, L15 (2016).
- Liu, R.-Y., Rieger, F. M. & Aharonian, F. A. Particle acceleration in mildly relativistic shearing flows: the interplay of systematic and stochastic effects, and the origin of the extended high-energy emission in AGN jets. *Astrophys. J.* **842**, 39 (2017).
- Georganopoulos, M., Meyer, E. & Perlman, E. Recent progress in understanding the large scale jets of powerful quasars. *Galaxies* **4**, 65 (2016).
- Breiding, P. et al. Fermi non-detections of four X-ray jet sources and implications for the IC/CMB mechanism. *Astrophys. J.* **849**, 95 (2017).
- Sun, X.-N., Yang, R.-Z., Rieger, F. M., Liu, R.-Y. & Aharonian, F. Energy distribution of relativistic electrons in the kiloparsec scale jet of M 87 with Chandra. *Astron. Astrophys.* **612**, A106 (2018).
- Marshall, H. L. et al. An X-ray imaging survey of quasar jets: the complete survey. *Astrophys. J.* **856**, 66 (2018).
- Lucchini, M., Tavecchio, F. & Ghisellini, G. Revisiting the EC/CMB model for extragalactic large scale jets. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **466**, 4299–4306 (2017).
- Meyer, E. T. et al. The origin of the X-ray emission in two well-aligned extragalactic jets: the case for IC/CMB. *Astrophys. J.* **833**, L2 (2019).
- Sahakyan, N., Yang, R., Aharonian, F. A. & Rieger, F. M. Evidence for a second component in the high-energy core emission from Centaurus A? *Astrophys. J. Lett.* **770**, L6 (2013).
- Abdalla, H. et al. The  $\gamma$ -ray spectrum of the core of Centaurus A as observed with H.E.S.S. and Fermi-LAT. *Astron. Astrophys.* **619**, A71 (2018).
- Harris, G. L. H., Rejkuba, M. & Harris, W. E. The distance to NGC 5128 (Centaurus A). *Publ. Astron. Soc. Aust.* **27**, 457–462 (2010).
- Burns, J. O., Feigelson, E. D. & Schreier, E. J. The inner radio structure of Centaurus A — clues to the origin of the jet X-ray emission. *Astrophys. J.* **273**, 128–153 (1983).
- Israel, F. P. Centaurus A — NGC 5128. *Astron. Astrophys. Rev.* **8**, 237–278 (1998).
- Kraft, R. P. et al. A Chandra high-resolution X-ray image of Centaurus A. *Astrophys. J. Lett.* **531**, L9–L12 (2000).
- Aab, A. et al. An indication of anisotropy in arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays through comparison to the flux pattern of extragalactic gamma-ray sources. *Astrophys. J.* **853**, L29 (2018).
- Hartman, R. C. et al. The third EGRET catalog of high-energy gamma-ray sources. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **123**, 79–202 (1999).
- Aharonian, F. et al. Discovery of very high energy  $\gamma$ -ray emission from Centaurus A with H.E.S.S. *Astrophys. J. Lett.* **695**, L40–L44 (2009).
- Chiaberge, M., Capetti, A. & Celotti, A. The BL Lac heart of Centaurus A. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **324**, L33–L37 (2001).
- Lenain, J.-P., Boisson, C., Sol, H. & Katarzyński, K. A synchrotron self-Compton scenario for the very high energy  $\gamma$ -ray emission of the radiogalaxy M 87. Unifying the TeV emission of blazars and other AGNs? *Astron. Astrophys.* **478**, 111–120 (2008).
- Abdo, A. A. et al. Fermi gamma-ray imaging of a radio galaxy. *Science* **328**, 725–729 (2010).
- Aharonian, F. A. et al. Observations of the Crab nebula with HESS. *Astron. Astrophys.* **457**, 899–915 (2006).
- Holler, M., Chevalier, J., Lenain, J. P., Sanchez, D. & de Naurois, M. Run-wise simulations for imaging atmospheric Cherenkov telescope arrays. In *Proc. 35th Int. Cosmic Ray Conf.* 755 (Proceedings of Science, 2017).
- Freeman, P., Doe, S. & Siemiginowska, A. Astronomical data analysis. *Proc. SPIE* **4477**, 76–87 (2001).
- Hardcastle, M. J. et al. Radio and X-ray observations of the jet in Centaurus A. *Astrophys. J.* **593**, 169–183 (2003).
- Gillesen, S. *Sub-Bogenminuten-genaue Positionen von TeV-Quellen mit H.E.S.S.* PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2004).
- Ma, C. et al. The international celestial reference frame as realized by very long baseline interferometry. *Astron. J.* **116**, 516–546 (1998).
- Hardcastle, M. J. & Croston, J. H. Modelling TeV  $\gamma$ -ray emission from the kiloparsec-scale jets of Centaurus A and M87. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **415**, 133–142 (2011).
- Bednarek, W. GeV-TeV  $\gamma$ -rays produced by electrons in the kpc-scale jet as a result of Comptonization of the inner jet emission. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **483**, 1003–1007 (2019).
- Tanada, K., Kataoka, J. & Inoue, Y. Inverse Compton scattering of starlight in the kiloparsec-scale jet in Centaurus A: the origin of excess TeV  $\gamma$ -ray emission. *Astrophys. J.* **878**, 139 (2019).
- Hardcastle, M. J., Kraft, R. P. & Worrall, D. M. The infrared jet in Centaurus A: multiwavelength constraints on emission mechanisms and particle acceleration. *Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett.* **368**, L15–L19 (2006).
- The CTA Consortium. *Science with the Cherenkov Telescope Array* (World Scientific, 2019).
- Tavecchio, F. Gamma rays from blazars. *Am. Inst. Phys. Conf. Ser.* **1792**, 020007 (2017).
- Condon, J. J., Helou, G., Sanders, D. B. & Soifer, B. T. A 1.425 GHz atlas of the IRAS bright galaxy sample, part II. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **103**, 81–108 (1996).

**Publisher's note** Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

© The Author(s), under exclusive licence to Springer Nature Limited 2020

## The H.E.S.S. Collaboration

H. Abdalla<sup>1</sup>, R. Adam<sup>2</sup>, F. Aharonian<sup>3,4,5</sup>, F. Ait Benkhali<sup>3</sup>, E. O. Angüner<sup>6</sup>, M. Arakawa<sup>7</sup>, C. Arcaro<sup>1</sup>, C. Armand<sup>8</sup>, H. Ashkar<sup>9</sup>, M. Backes<sup>10</sup>, V. Barbosa Martins<sup>11</sup>, M. Barnard<sup>1</sup>, Y. Becherini<sup>12</sup>, D. Berger<sup>13</sup>, K. Bernlöhr<sup>3</sup>, R. Blackwell<sup>13</sup>, M. Böttcher<sup>1</sup>, C. Boisson<sup>14</sup>, J. Bolmont<sup>15</sup>, S. Bonnefoy<sup>11</sup>, J. Bregeon<sup>16</sup>, M. Breuhaus<sup>3</sup>, F. Brun<sup>3</sup>, P. Brun<sup>3</sup>, M. Bryan<sup>17</sup>, M. Büchele<sup>18</sup>, T. Bulik<sup>19</sup>, T. Bylund<sup>12</sup>, M. Capasso<sup>20</sup>, S. Caroff<sup>15</sup>, A. Carosi<sup>8</sup>, S. Casanova<sup>3,21</sup>, M. Cerruti<sup>15,41</sup>, T. Chand<sup>3</sup>, S. Chandra<sup>1</sup>, A. Chen<sup>22</sup>, S. Colafrancesco<sup>22,23</sup>, M. Curyto<sup>18</sup>, I. D. Davids<sup>10</sup>, C. Deil<sup>3</sup>, J. Devin<sup>24</sup>, P. deWilt<sup>13</sup>, L. Dirson<sup>23</sup>, A. Djannati-Atai<sup>25</sup>, A. Dmytriiev<sup>14</sup>, A. Donath<sup>3</sup>, V. Doroshenko<sup>20</sup>, L. O'C. Drury<sup>4</sup>, J. Dyks<sup>26</sup>, K. Egberts<sup>27</sup>, G. Emery<sup>15</sup>, J.-P. Ernenwein<sup>6</sup>, S. Eschbach<sup>18</sup>, K. Feijen<sup>13</sup>, S. Fegan<sup>2</sup>, A. Fiasson<sup>8</sup>, G. Fontaine<sup>2</sup>, S. Funk<sup>18</sup>, M. Fülling<sup>11</sup>, S. Gabici<sup>28</sup>, Y. A. Gallant<sup>16</sup>, F. Gaté<sup>9</sup>, G. Giavitto<sup>11</sup>, D. Glawion<sup>28</sup>, J. F. Glicenstein<sup>1</sup>, D. Gottschal<sup>29</sup>, M.-H. Grondin<sup>24</sup>, J. Hahn<sup>3</sup>, M. Haupt<sup>11</sup>, G. Heinzelmann<sup>23</sup>, G. Henri<sup>29</sup>, G. Hermann<sup>3</sup>, J. A. Hinton<sup>3</sup>, W. Hofmann<sup>3</sup>, C. Hoischen<sup>27</sup>, T. L. Holch<sup>30</sup>, M. Holler<sup>31</sup>, D. Horns<sup>23</sup>, D. Huber<sup>31</sup>, H. Iwasaki<sup>7</sup>, M. Jamroz<sup>32</sup>, D. Jankowsky<sup>18</sup>, F. Jankowsky<sup>28</sup>, A. Jardin-Blicq<sup>3</sup>, I. Jung-Richardt<sup>18</sup>, M. A. Kastendieck<sup>23</sup>, K. Katarzyński<sup>33</sup>, M. Katsuragawa<sup>34</sup>, U. Katz<sup>18</sup>, D. Khagulyan<sup>7</sup>, B. Khélifi<sup>25</sup>, J. King<sup>28</sup>, S. Klepser<sup>11</sup>, W. Kluzniak<sup>26</sup>, N. Komin<sup>22</sup>, K. Kosack<sup>9</sup>, D. Kostunin<sup>11</sup>, M. Kraus<sup>18</sup>, G. Lamanna<sup>8</sup>, J. Lau<sup>13</sup>, A. Lemièrre<sup>25</sup>, M. Lemoine-Goumard<sup>24</sup>, J.-P. Lenain<sup>15</sup>, E. Leser<sup>11,27</sup>, C. Levy<sup>15</sup>, T. Lohse<sup>30</sup>, I. Lyova<sup>11</sup>, J. Mackey<sup>4</sup>, J. Majumdar<sup>11</sup>, D. Malyshev<sup>20</sup>, V. Marandon<sup>3</sup>, A. Marcowith<sup>16</sup>, A. Mares<sup>24</sup>, C. Mariaud<sup>2</sup>, G. Marti-Devesa<sup>31</sup>, R. Marx<sup>3</sup>, G. Maurin<sup>8</sup>, P. J. Meintjes<sup>35</sup>, A. M. W. Mitchell<sup>3,42</sup>, R. Moderski<sup>26</sup>, M. Mohamed<sup>28</sup>, L. Mohrmann<sup>10</sup>, C. Moore<sup>36</sup>, E. Moulin<sup>9</sup>, J. Müller<sup>27</sup>, T. Murach<sup>11</sup>, S. Nakashima<sup>37</sup>, M. de Naurois<sup>2</sup>,

# Article

H. Ndiyavala<sup>1</sup>, F. Niederwanger<sup>31</sup>, J. Niemiec<sup>21</sup>, L. Oakes<sup>30</sup>, P. O'Brien<sup>36</sup>, H. Odaka<sup>38</sup>, S. Ohm<sup>11</sup>, E. de Ona Wilhelm<sup>11</sup>, M. Ostrowski<sup>32</sup>, I. Oya<sup>11</sup>, M. Panter<sup>3</sup>, R. D. Parsons<sup>3</sup>, C. Perennes<sup>15</sup>, P.-O. Petrucci<sup>29</sup>, B. Peyaud<sup>9</sup>, Q. Piet<sup>8</sup>, S. Pita<sup>25</sup>, V. Poireau<sup>8</sup>, A. Priyana Noel<sup>32</sup>, D. A. Prokhorov<sup>22</sup>, H. Prokoph<sup>11</sup>, G. Pühlhofer<sup>20</sup>, M. Punch<sup>12,25</sup>, A. Quirrenbach<sup>28</sup>, S. Raab<sup>18</sup>, R. Rauth<sup>31</sup>, A. Reimer<sup>31</sup>, O. Reimer<sup>31</sup>, Q. Remy<sup>16</sup>, M. Renaud<sup>16</sup>, F. Rieger<sup>3</sup>, L. Rinchuso<sup>9</sup>, C. Romoli<sup>3</sup>, G. Rowell<sup>13</sup>, B. Rudak<sup>26</sup>, E. Ruiz-Velasco<sup>3</sup>, V. Sahakian<sup>39</sup>, S. Saito<sup>7</sup>, D. A. Sanchez<sup>8</sup>, A. Santangelo<sup>20</sup>, M. Sasaki<sup>18</sup>, R. Schlickeiser<sup>40</sup>, F. Schüssler<sup>9</sup>, A. Schulz<sup>11</sup>, H. M. Schutte<sup>1</sup>, U. Schwanke<sup>30</sup>, S. Schwemmer<sup>28</sup>, M. Seglar-Arroyo<sup>9</sup>, M. Senniappan<sup>12</sup>, A. S. Seyffert<sup>1</sup>, N. Shafi<sup>22</sup>, K. Shiningayamwe<sup>10</sup>, R. Simoni<sup>17</sup>, A. Sinha<sup>25</sup>, H. Sol<sup>14</sup>, A. Specovius<sup>18</sup>, M. Spir-Jacob<sup>25</sup>, Ł. Stawarz<sup>22</sup>, R. Steenkamp<sup>10</sup>, C. Stegmann<sup>11,27</sup>, C. Steppa<sup>27</sup>, T. Takahashi<sup>34</sup>, T. Tavernier<sup>9</sup>, A. M. Taylor<sup>11</sup>, R. Terrier<sup>25</sup>, D. Tiziani<sup>18</sup>, M. Tluczykont<sup>23</sup>, C. Trichard<sup>2</sup>, M. Tsirou<sup>16</sup>, N. Tsuji<sup>7</sup>, R. Tuffs<sup>3</sup>, Y. Uchiyama<sup>7</sup>, D. J. van der Walt<sup>1</sup>, C. van Eldik<sup>18</sup>, C. van Rensburg<sup>1</sup>, B. van Soelen<sup>35</sup>, G. Vasileiadis<sup>16</sup>, J. Veh<sup>18</sup>, C. Venter<sup>1</sup>, P. Vincent<sup>15</sup>, J. Vink<sup>17</sup>, F. Voisin<sup>13</sup>, H. J. Völk<sup>3</sup>, T. Vuillaume<sup>8</sup>, Z. Wadiasingh<sup>1</sup>, S. J. Wagner<sup>28</sup>, R. White<sup>3</sup>, A. Wiercholska<sup>21,28</sup>, R. Yang<sup>3</sup>, H. Yoneda<sup>34</sup>, M. Zacharias<sup>1</sup>, R. Zanin<sup>3</sup>, A. A. Zdziarski<sup>26</sup>, A. Zech<sup>14</sup>, A. Ziegler<sup>18</sup>, J. Zorn<sup>3</sup> & N. Żywucka<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Centre for Space Research, North-West University, Potchefstroom, South Africa. <sup>2</sup>Laboratoire Leprince-Ringuet, École Polytechnique, UMR 7638, CNRS/IN2P3, Institut Polytechnique de Paris, Palaiseau, France. <sup>3</sup>Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany. <sup>4</sup>Dublin Institute for Advanced Studies, Dublin, Ireland. <sup>5</sup>High Energy Astrophysics Laboratory, RAU, Yerevan, Armenia. <sup>6</sup>Aix Marseille Université, CNRS/IN2P3, CPPM, Marseille, France. <sup>7</sup>Department of Physics, Rikkyo University, Tokyo, Japan. <sup>8</sup>Laboratoire d'Annecy de Physique des Particules, Université Grenoble Alpes, Université Savoie Mont Blanc, CNRS, LAPP, Annecy, France. <sup>9</sup>IRFU, CEA, Université Paris-Saclay, Gif-sur-Yvette, France. <sup>10</sup>University of Namibia, Department of Physics, Windhoek, Namibia. <sup>11</sup>DESY, Zeuthen, Germany. <sup>12</sup>Department of Physics and Electrical Engineering, Linnaeus University, Växjö, Sweden. <sup>13</sup>School of Physical Sciences, University of Adelaide, Adelaide, South Australia, Australia. <sup>14</sup>LUTH, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Université Paris Diderot, Meudon, France. <sup>15</sup>Sorbonne Université, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, CNRS/IN2P3, Laboratoire de

Physique Nucléaire et de Hautes Energies, LPNHE, Paris, France. <sup>16</sup>Laboratoire Univers et Particules de Montpellier, Université Montpellier, CNRS/IN2P3, CC 72, Montpellier, France. <sup>17</sup>GRAPPA, Anton Pannekoek Institute for Astronomy, University of Amsterdam, Amsterdam, The Netherlands. <sup>18</sup>Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen Centre for Astroparticle Physics, Erlangen, Germany. <sup>19</sup>Astronomical Observatory, The University of Warsaw, Warsaw, Poland. <sup>20</sup>Institut für Astronomie und Astrophysik, Universität Tübingen, Tübingen, Germany. <sup>21</sup>Instytut Fizyki Jadrowej PAN, Kraków, Poland. <sup>22</sup>School of Physics, University of the Witwatersrand, Johannesburg, South Africa. <sup>23</sup>Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, Hamburg, Germany. <sup>24</sup>Université Bordeaux, CNRS/IN2P3, Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan, Gradignan, France. <sup>25</sup>APC, AstroParticule et Cosmologie, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, CEA/Irfu, Observatoire de Paris, Sorbonne Paris Cité, Paris, France. <sup>26</sup>Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland. <sup>27</sup>Institut für Physik und Astronomie, Universität Potsdam, Potsdam, Germany. <sup>28</sup>Landessternwarte, Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany. <sup>29</sup>Université Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, Grenoble, France. <sup>30</sup>Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, Germany. <sup>31</sup>Institut für Astro- und Teilchenphysik, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Innsbruck, Austria. <sup>32</sup>Observatorium Astronomiczne, Uniwersytet Jagielloński, Kraków, Poland. <sup>33</sup>Centre for Astronomy, Faculty of Physics, Astronomy and Informatics, Nicolaus Copernicus University, Torun, Poland. <sup>34</sup>Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe (WPI), The University of Tokyo Institutes for Advanced Study (UTIAS), The University of Tokyo, Kashiwa City, Japan. <sup>35</sup>Department of Physics, University of the Free State, Bloemfontein, South Africa. <sup>36</sup>Department of Physics and Astronomy, The University of Leicester, Leicester, LE1 7RH, UK. <sup>37</sup>RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako, Japan. <sup>38</sup>Department of Physics, The University of Tokyo, Tokyo, Japan. <sup>39</sup>Yerevan Physics Institute, Yerevan, Armenia. <sup>40</sup>Institut für Theoretische Physik, Lehrstuhl IV, Weltraum und Astrophysik, Ruhr-Universität Bochum, Bochum, Germany. <sup>41</sup>Present address: Institut de Ciències del Cosmos (ICC UB), Universitat de Barcelona (IEEC-UB), Barcelona, Spain. <sup>42</sup>Present address: Physik Institut, Universität Zürich, Zürich, Switzerland.

## Methods

### Data analysis

The results presented in the main text were derived from data taken with the Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes (IACTs) of the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.). This array is located in the Khomas Highland in Namibia at an altitude of 1,800 m above sea level, providing excellent observing conditions for sources located in the Southern Hemisphere. It consists of four identical IACTs (CT1–4) each with an effective mirror area of 107 m<sup>2</sup>, in a square formation of side length 120 m, and a fifth, 614 m<sup>2</sup> IACT (CT5) which was added to the centre of the array in 2012. From the location of H.E.S.S., Centaurus A is observable at zenith angles of at least 20°. Observations are conducted in individual runs of up to 28 min duration.

In addition to the standard data quality selection<sup>27</sup>, additional cuts were applied to ensure the best quality and reliability of the simulated point spread function (PSF). Only runs with a Transparency Coefficient (TC; see ref. <sup>40</sup>) in the range  $0.8 < TC < 1.1$  are used, to guarantee good atmospheric conditions. To minimize the influence of inaccuracies of the pointing model, the maximum observation zenith angle was restricted to  $\theta < 45^\circ$ . For the same reason, a comparison of the photomultiplier (PMT) currents with the expectation from bright stars in the respective field of view was used to sort out runs with deteriorated pointing accuracy. The final dataset consists of 485 runs or 202 h of observations with an average zenith angle of  $\theta_{\text{avg}} = 23^\circ$ , taken between April 2004 and February 2016, most before August 2010. CT5 is not used in the present analysis.

The reconstruction and analysis was carried out with the Model analysis technique<sup>41</sup>. In addition to the standard analysis configuration settings, only events with an estimated direction reconstruction uncertainty of less than  $0.035^\circ$  were considered, leading to an improved instrument PSF. With this configuration, Centaurus A is detected at a significance level of  $13.1\sigma$  and a signal to background ratio of 0.49, comparatively high for this source<sup>16</sup>. The source flux is found to be constant within the measurement accuracy, showing no hint of variability.

Sky images of the measured  $\gamma$ -like events (ON map) as well as the background (OFF map), the latter estimated using the ring background technique<sup>42</sup>, were generated in FITS format for the Sherpa<sup>29</sup> morphology fit, using a finer binning of  $0.005^\circ \times 0.005^\circ$ . To obtain the PSF for the respective dataset, run-wise simulations<sup>28</sup> of a point-like  $\gamma$ -ray source from the direction of the core of Centaurus A were conducted. The simulated dataset was analysed with the same settings as the actual data. The assumed spectral index of Centaurus A is  $\Gamma = 2.65$ , and the total number of accepted simulated  $\gamma$ -rays amounts to almost 800,000 compared to roughly 500 excess events in the data. Despite the fact that Centaurus A is generally observed towards the south with H.E.S.S. (implying a larger influence of the Earth's magnetic field), the 68% and 80% PSF containment radii of this analysis are only  $0.057^\circ$  and  $0.072^\circ$ , respectively. The corresponding sky map of reconstructed event directions, using the same binning of  $0.005^\circ \times 0.005^\circ$ , is used as a PSF model in the morphological analysis. Since the effects that can cause a distortion of the PSF (such as, for example, the Earth's magnetic field or the array layout) are taken into account in the simulation framework, the map provides a reliable template that may be used to not only search for extension in general, but also test models without radial symmetry.

The Sherpa fit was carried out using all bins within a radius of  $0.5^\circ$  around the position of the core of Centaurus A. For validation purposes, all fits were also done using a radius of  $0.25^\circ$  and yielded consistent results. Three nested models of increasing complexity were tested: the point-like hypothesis; a symmetric two-dimensional Gaussian model; and an elliptical Gaussian model. More advanced or superimposed models were deliberately disregarded because of the limited statistics level. Each model was convolved with the PSF, added to the OFF map, and compared to the ON map. To account for potential background uncertainties, a constant offset was additionally allowed during the

fit. The log-likelihood  $\mathcal{L}$  was evaluated with the Cash statistic<sup>43</sup>, suitable for Poissonian event distributions, and minimized using the moncar method<sup>44</sup>, which is the best option to find optimum fit parameters in our case. Two models a and b are statistically compared via the test statistic value  $TS = \mathcal{L}_a - \mathcal{L}_b$ . Statistical errors of a given model parameter were calculated by scanning around its minimum value, leaving all other parameters free, and searching for the value where  $TS = 1$ . With an average background level of only around 0.7 counts per bin, the overall bin-wise event statistics level is rather low, meaning that the  $TS = 1$  criterion corresponds to a conservative estimate of the  $1\sigma$  confidence level. The  $TS = 1$  lower limit of this result converts to a physical extension of more than 2.2 kpc, providing a conservative estimate of the VHE extension of the jet.

As outlined in the main text, Centaurus A looks extended to H.E.S.S., where an elliptical Gaussian model as illustrated in Fig. 1 is preferred by  $TS = 13.3$  over a radially symmetric Gaussian, and by  $TS = 19.4$  over a point-like assumption. These values notably relate to the chance coincidence of measuring an elliptical Gaussian along any direction, not taking into the account the alignment of our best-fit model with the one of the radio and X-ray jet. To check how the deviation from radial symmetry of the PSF affects the measured position angle  $\varphi = (43.4 + 7.7_{\text{stat}} - 7.2_{\text{stat}})^\circ$  of the best-fit elliptical Gaussian, the fit was again performed with transposed coordinate axes of the PSF map. The resulting position angle is  $\varphi^* = 47.9^\circ$ , corresponding to a measurable difference but still consistent with the multi-wavelength kiloparsec jet. The difference  $\varphi^* - \varphi = 4.5^\circ$  is considered as a conservative estimate for the systematic error on  $\varphi$ . Because of the moderate change of the resulting position angle, we conclude that although the usage of the two-dimensional PSF in sky coordinates was necessary to safely present the current result, the measurement can also be conducted with a radially symmetric PSF model in this particular case. As an additional systematic check, we generated the PSF map for spectral indices both softer and harder by  $\Delta\Gamma = 0.1$  than the reference value of  $\Gamma = 2.65$  and evaluated the influence on the extension significance and the semi-major axis width  $\sigma$ . The log-likelihood comparison of elliptical and point-like model is modified by  $\Delta TS = \pm 1.2$  because of this uncertainty. Other systematic checks include a test of the fit routine with representative toy Monte Carlo maps and the variation of the fit range. The fit results proved to be stable with respect to these tests, indicating that the systematic uncertainties are small compared to the statistical ones.

Projections of the  $\gamma$ -ray excess measured with H.E.S.S. along and perpendicular to the best-fit position angle of the elliptical Gaussian model are shown in Extended Data Fig. 1, supporting the result of the two-dimensional morphology fit. While the data are perfectly described by the PSF along the semi-minor axis (right panel), the profile appears considerably extended along the semi-major axis with respect to the PSF (left panel). The emission is well described by a Gaussian with the width of the semi-major axis obtained from the Sherpa fit, convolved with the PSF. Additionally, the extension along this direction was determined with a  $\chi^2$  fit of the Gauss-convolved PSF to the data, yielding  $\sigma_{\text{maj}} = (0.042 \pm 0.007_{\text{stat}})^\circ$ .

All results were cross-checked with an independent calibration and analysis chain<sup>45</sup>, using the standard simulation scheme and thus a radially symmetric PSF description. Centaurus A is in this case detected with a slightly lower significance of  $12.1\sigma$  as well as a signal to background ratio of 0.32. The 68% and 80% containment radii of the PSF are  $0.065^\circ$  and  $0.085^\circ$ , respectively. The best-fit parameters are consistent with those of the main analysis, but the extension significance is lowered, where the elliptical Gaussian model is preferred by  $TS = 7.7$  over the point-like one. This is however expected because of the higher signal to background ratio as well as the better PSF of the main analysis.

### Theoretical modelling

In the following we summarize the jet properties and the external radiation fields relevant for the SED modelling, and evaluate the constraints

# Article

concerning acceleration and energy losses. We then provide a reconstruction of the multi-wavelength SED along with a discussion of the fit parameters.

**The large-scale jet in Centaurus A.** Radio observations of Centaurus A show a complex and extended morphology, including a parsec-scale jet and counter-jet system, a one-sided kiloparsec-scale jet, and giant outer lobes whose length extends up to hundreds of kiloparsecs<sup>18,19</sup>. Chandra X-ray observations reveal a one-sided, large-scale (up to about 4.5 kpc in projection) jet composed both of several bright knots as well as continuous diffuse emission<sup>3,20,46</sup>. In order to power the emission from the giant outer lobes of Centaurus A, a mean kinetic jet power of the order of  $L_j \approx 10^{43} - 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$  has been inferred<sup>47,48</sup>. Constraints on the proper motion of jet substructures on scales of hundreds of parsecs suggest<sup>4,30</sup> trans-relativistic jet speeds of about  $0.5c$ . Detailed analysis of the (extended) X-ray jet emission provides support for a stratified (fast outflow and boundary shear layer) jet model, with indications of the operation of a distributed acceleration mechanism in the kiloparsec-scale jet<sup>46,49</sup>. In general, the origin of the non-thermal X-ray emission from large-scale AGN jets could be related to inverse Compton (IC) up-scattering of low-energy photons (for example, CMB, starlight, dust) or synchrotron emission processes; see ref. <sup>6</sup>.

For Centaurus A it has previously been suggested that the (knot-related) X-ray emission of its large-scale jet detected by the Einstein observatory probably originates from synchrotron emission, mainly on the basis of the apparent spatial coincidence of the radio with the X-ray jet, and a simple comparison of the required energy in particles for an IC origin of the (knot-related) emission with minimum energy estimates for the inner lobes<sup>2,18</sup>. The latter is not without assumptions, and the former similarities have been weakened by high-resolution Chandra observations, though the synchrotron interpretation is still generally favoured (see, for example, refs. <sup>3,4</sup>). Given a characteristic jet magnetic field strength of some tens of microgauss<sup>18</sup>, a synchrotron X-ray origin would however require<sup>3,49</sup> the presence and maintenance of ultrarelativistic electrons with Lorentz factors up to  $\gamma \approx 10^8$ . As shown below, the VHE observations reported here indeed provide a clear and direct confirmation of this interpretation.

**External radiation fields in Centaurus A.** Optical images reveal a prominent dark band crossing the centre of Centaurus A (NGC 5128). This dark band is related to an extended thin disk of gas and dust that extends over several kiloparsec and presumably originates from a merger event with a medium-size late-type spiral galaxy some few hundred million years ago<sup>50</sup>. On smaller scales the central supermassive black hole in Centaurus A is obscured by a compact circumnuclear disk of size approximately  $400 \text{ pc} \times 200 \text{ pc}$  that is somewhat warmer than the extended thin disk<sup>51</sup>. Using LABOCA measurements and archival ISO-LWS data, Weiß et al.<sup>52</sup> find that the SED extracted from a  $80''$  aperture (1.4 kpc) around the centre of Centaurus A can be well described by a two-component dust model with temperatures of  $T_1 = 14 \text{ K}$  and  $T_2 = 30 \text{ K}$ , and peak flux levels of about 80 Jy and 200 Jy, respectively. This amounts to a dust luminosity of the order of  $L_d \approx 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ . Following their findings, we approximate the dust emission in our model by two modified black body distributions with  $F_\nu \propto B_\nu(T_{1,2})\nu^\beta$ , where  $F_\nu$  and  $B_\nu(T_{1,2})$  are the flux density and the Planck function for the relevant temperature  $T_{1,2}$ , respectively. The dust emissivity index  $\beta$  is taken to be 2 (ref. <sup>52</sup>). For the starlight contribution Abdo et al.<sup>26</sup> infer a V-band luminosity for the host galaxy of Centaurus A of  $L_V = 7.8 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$  that is similar to other estimates<sup>19,53</sup>. The surface brightness distribution of Centaurus A is known to closely follow an  $r^{1/4}$  de Vaucouleurs' profile characteristic of elliptical galaxies, with effective radius  $r_e = 330''$  corresponding to<sup>54</sup> about 6 kpc. Feigelson et al.<sup>2</sup> deduce an energy density in starlight photons around the X-ray jet (at the location of knot B, that is, at  $\sim 1 \text{ kpc}$ ) of the order  $2 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-3}$ , equivalent to a local luminosity in starlight of  $L_s \approx 7 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ . This is comparable to an estimate based

on the brightness profile and used as reference value for the modelling. We note that absorption of nuclear VHE emission by the starlight has also been proposed to lead to an isotropic kiloparsec-scale pair halo<sup>55</sup>.

**Energy loss timescales in the jet.** Energetic electrons and positrons in the large-scale jet of Centaurus A will experience synchrotron as well as IC losses from interactions with the CMB, starlight and dust emission. In the following we refer to electrons only as the radiation from positrons is indistinguishable from that from electrons, and the positron fraction in the jet is not known. Extended Data Fig. 2 provides an illustration of the relevant timescales at a location of 1.4 kpc, assuming a reference magnetic field of  $B = 23 \mu\text{G}$ , a simplified dust black body field of 30 K ( $L_{\text{BB}} \approx 5 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ ) and advection with  $\beta = v_j/c = 0.5$  (refs. <sup>4,30</sup>) where  $v_j$  is the jet velocity. IC losses are calculated in the isotropic, mono-energetic approximation following Aharonian and Atoyan<sup>56</sup>. Acceleration is described in terms of a fiducial acceleration efficiency  $\eta$  (in units of the Larmor time). According to Extended Data Fig. 2, advection and synchrotron cooling provide the most relevant constraints. Synchrotron losses will become dominant above  $\gamma \approx 10^6$ , suggesting that the electron distribution may change its shape at around this scale. For the considered parameters, electron acceleration up to  $\gamma_{\text{max}} \approx 2.5 \times 10^8$  ( $(10^4/\eta)^{1/2}(23 \mu\text{G}/B)^{1/2}$ ) is possible, leading to a synchrotron contribution that reaches into hard X-rays.

Given the short synchrotron lifetimes of X-ray-emitting electrons ( $\leq 300 \text{ yr}$ ), the detection of extended X-ray emission on kiloparsec scales related to synchrotron emission requires the operation of a distributed acceleration mechanism such as stochastic or shear particle acceleration<sup>8</sup>. We note that the SED modelling results obtained below imply an electron acceleration efficiency  $\eta \approx 10^4$ . If proton acceleration was characterized by a similar efficiency, up to PeV ( $10^{15} \text{ eV}$ ) energies would be achievable.

**SED modelling.** Emission from the kiloparsec-scale jet of Centaurus A has been investigated from the radio via the infrared to the X-ray regime<sup>2,18,20,30,36</sup>. In order to study the influence of dust we focus on the inner region of the large-scale jet, that is, on scales of  $\sim (1-2) \text{ kpc}$  for which the dust emission profile is well known<sup>52</sup>. This demands a compromise as to the other multi-wavelength SED points. Hardcastle et al.<sup>36</sup> have reported radio VLA (1.4, 4.9 and 8.4 GHz), infrared Spitzer (24 and 5.4  $\mu\text{m}$ ), ultraviolet GALEX (231 nm) and Chandra X-ray (1 keV) flux measurements for three different regions outside the dust lane (to derive infrared and ultraviolet data points) excluding compact point sources (knots). We use their values for the inner region (corresponding to 2.4–3.6 kpc in projection) to approximate the corresponding flux levels (green points in Fig. 2), noting that these values should be rather understood as upper limits. The high-energy (Fermi-LAT, red points) and very high energy data (H.E.S.S., blue butterfly showing the  $1\sigma$ -confidence band) shown in Fig. 2 are from ref. <sup>16</sup>. These  $\gamma$ -ray flux points encompass the core region ( $\sim 0.1^\circ$ ) and may include a non-negligible contribution from the nucleus<sup>16</sup>. This particularly holds for the sub-GeV flux points where unification models predict a dominant nuclear (subparsec-scale) jet contribution<sup>24</sup>. Towards higher energies, their use as suitable reference points is justified by the absence of detected variability which would be associated with nuclear emission.

We consider an IC origin of the VHE emission, with the seed photons being provided by the jet emission itself (that is, its low-energy synchrotron part, SSC) and the relevant external photon fields (that is, dust, CMB, starlight). While IC up-scattering in some of the bright knots may occur, their contribution is considered to be subdominant when compared to the diffuse jet emission. SED modelling is done using the NAIMA package<sup>57-59</sup> assuming an exponential-cutoff broken power-law electron distribution  $n(\gamma) \propto \gamma^{-\alpha_{1,2}}$  where  $\gamma$  is the Lorentz factor of the electrons with power-law indices  $\alpha_1$  and  $\alpha_2$  below and above the break  $\gamma_b$ , respectively, and a super-exponential cutoff  $\exp(-[\gamma/\gamma_c]^2)$  at  $\gamma_c$ . A representative model curve is given in Fig. 2. The employed set of parameters is

$\alpha_1 = 2.30$ ,  $\alpha_2 = 3.85$ ,  $\gamma_{\min} = 100$ ,  $\gamma_b = 1.4 \times 10^6$ ,  $\gamma_c = 10^8$ ,  $B = 23 \mu\text{G}$ , and the total energy in electrons is  $W_e = 4 \times 10^{53}$  erg; see also Extended Data Table 1. The results provide evidence that acceleration of electrons (and/or positrons) to ultrarelativistic energies far away from the black hole is sufficient to account for the observed VHE emission.

Given its large inclination and modest flow speeds  $\beta = v_j/c \approx 0.5$  (refs. <sup>4,30</sup>), a Doppler factor of one has been assumed for the jet. The VHE emission in Fig. 2 is dominated by IC up-scattering of dust photons, suggesting that strong dust emission may be a prerequisite for a large-scale Fanaroff–Riley Class I (FR-I) jet to become bright at VHE energies<sup>33</sup>. IC scattering off a much stronger (infrared and optical) starlight photon field would not allow the reproduction of the overall spectral shape at VHE energies due to the reduction in efficiency for scattering occurring in the Klein–Nishina regime. Interestingly, our results suggest that  $\gamma$ -ray emission from the large-scale jet could be the reason for the spectral hardening that is seen<sup>16</sup> above  $\sim 3$  GeV. Comparison of our model curve parameters for a homogeneous zone with the broad-band data indicates a magnetic field value that is slightly sub-equipartition; quoted equipartition estimates in the literature<sup>2,3,18</sup> are in the range of approximately (30–60)  $\mu\text{G}$ .

Extended Data Fig. 3 shows a zoomed-in version of the SED with a comparison of the resultant IC VHE contribution of an electron distribution with an earlier cut-off, illustrating that electrons above  $\gamma \geq 10^7$  are needed to explain the VHE emission (see Extended Data Fig. 3).

## Data availability statement

The raw H.E.S.S. data and the code used in this study are not public, but belong to the H.E.S.S. collaboration. All derived higher-level data that are shown in the plots will be made available on the H.E.S.S. collaboration's website on publication of this study.

40. Hahn, J. et al. Impact of aerosols and adverse atmospheric conditions on the data quality for spectral analysis of the H.E.S.S. telescopes. *Astropart. Phys.* **54**, 25–32 (2014).
41. de Naurois, M. & Rolland, L. A high performance likelihood reconstruction of  $\gamma$ -rays for imaging atmospheric Cherenkov telescopes. *Astropart. Phys.* **32**, 231–252 (2009).
42. Berge, D., Funk, S. & Hinton, J. Background modelling in very-high-energy  $\gamma$ -ray astronomy. *Astron. Astrophys.* **466**, 1219–1229 (2007).
43. Cash, W. Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio. *Astrophys. J.* **228**, 939–947 (1979).
44. Storn, R. & Price, K. Differential evolution: a simple and efficient adaptive scheme for global optimization over continuous spaces. *J. Glob. Optim.* **11**, 341–359 (1997).
45. Parsons, R. D. & Hinton, J. A. A Monte Carlo template based analysis for air-Cherenkov arrays. *Astropart. Phys.* **56**, 26–34 (2014).
46. Hardcastle, M. J. et al. New results on particle acceleration in the Centaurus A jet and counterjet from a deep Chandra observation. *Astrophys. J. Lett.* **670**, L81–L84 (2007).
47. Yang, R. Z., Sahakyan, N., de Ona Wilhelmi, E., Aharonian, F. & Rieger, F. Deep observation of the giant radio lobes of Centaurus A with the Fermi Large Area Telescope. *Astron. Astrophys.* **542**, A19 (2012).
48. Sun, X.-n., Yang, R.-z., McKinley, B. & Aharonian, F. Giant lobes of Centaurus A as seen in radio and  $\gamma$ -ray images obtained with the Fermi-LAT and Planck satellites. *Astron. Astrophys.* **595**, A29 (2016).
49. Kataoka, J. et al. The X-ray jet in Centaurus A: clues to the jet structure and particle acceleration. *Astrophys. J.* **641**, 158–168 (2006).
50. Struve, C., Oosterloo, T. A., Morganti, R. & Saripalli, L. Centaurus A: morphology and kinematics of the atomic hydrogen. *Astron. Astrophys.* **515**, A67 (2010).
51. Israel, F. P., Güsten, R., Meijerink, R., Requena-Torres, M. A. & Stutzki, J. The outflow of gas from the Centaurus A circumnuclear disk. Atomic spectral line maps from Herschel/PACS and APEX. *Astron. Astrophys.* **599**, A53 (2017).
52. Weiß, A. et al. LABOCA observations of nearby, active galaxies. *Astron. Astrophys.* **490**, 77–86 (2008).
53. Wykes, S. et al. Mass entrainment and turbulence-driven acceleration of ultra-high energy cosmic rays in Centaurus A. *Astron. Astrophys.* **558**, A19 (2013).
54. van den Bergh, S. The post-eruptive galaxy NGC 5128 = Centaurus A. *Astrophys. J.* **208**, 673–682 (1976).
55. Stawarz, Ł., Aharonian, F., Wagner, S. & Ostrowski, M. Absorption of nuclear  $\gamma$ -rays on the starlight radiation in FR I sources: the case of Centaurus A. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **371**, 1705–1716 (2006).
56. Aharonian, F. A. & Atoyan, A. M. Compton scattering of relativistic electrons in compact X-ray sources. *Astrophys. Space Sci.* **79**, 321–336 (1981).
57. Zabalza, V. naima: a Python package for inference of relativistic particle energy distributions from observed nonthermal spectra. In *Proc. of Int. Cosmic Ray Conf. 2015* 922 (Proceedings of Science, 2015).
58. Aharonian, F. A., Kelner, S. R. & Prosekin, A. Y. Angular, spectral, and time distributions of highest energy protons and associated secondary gamma rays and neutrinos propagating through extragalactic magnetic and radiation fields. *Phys. Rev. D* **82**, 043002 (2010).
59. Khangulyan, D., Aharonian, F. A. & Kelner, S. R. Simple analytical approximations for treatment of inverse Compton scattering of relativistic electrons in the blackbody radiation field. *Astrophys. J.* **783**, 100 (2014).

**Acknowledgements** The support of the Namibian authorities and of the University of Namibia in facilitating the construction and operation of H.E.S.S. is gratefully acknowledged, as is the support by the German Ministry for Education and Research (BMBF), the Max Planck Society, the German Research Foundation (DFG), the Helmholtz Association, the Alexander von Humboldt Foundation, the French Ministry of Higher Education, Research and Innovation, the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS/IN2P3 and CNRS/INSU), the Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives (CEA), the UK Science and Technology Facilities Council (STFC), the Knut and Alice Wallenberg Foundation, the National Science Centre, Poland (grant no. 2016/22/M/ST9/00382), the South African Department of Science and Technology, the South African National Research Foundation, the University of Namibia, the National Commission on Research, Science and Technology of Namibia (NCRST), the Austrian Federal Ministry of Education, Science and Research and the Austrian Science Fund (FWF), the Australian Research Council (ARC), the Japan Society for the Promotion of Science and the University of Amsterdam. We appreciate the excellent work of the technical support staff in Berlin, Zeuthen, Heidelberg, Palaiseau, Paris, Saclay, Tübingen and Namibia in the construction and operation of the equipment. This work benefited from services provided by the H.E.S.S. Virtual Organisation, supported by the national resource providers of the EGI Federation.

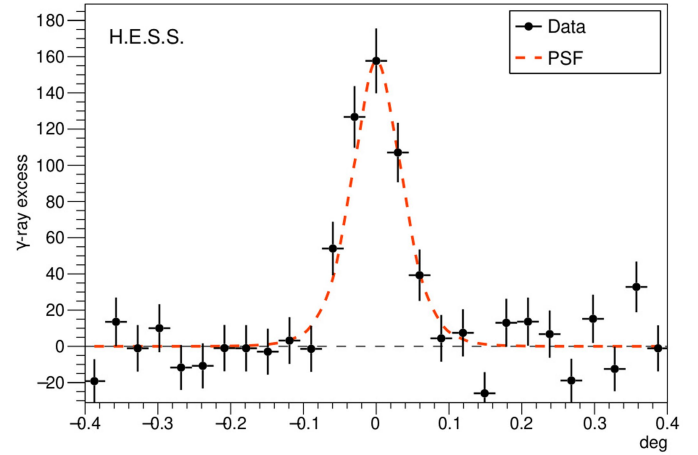
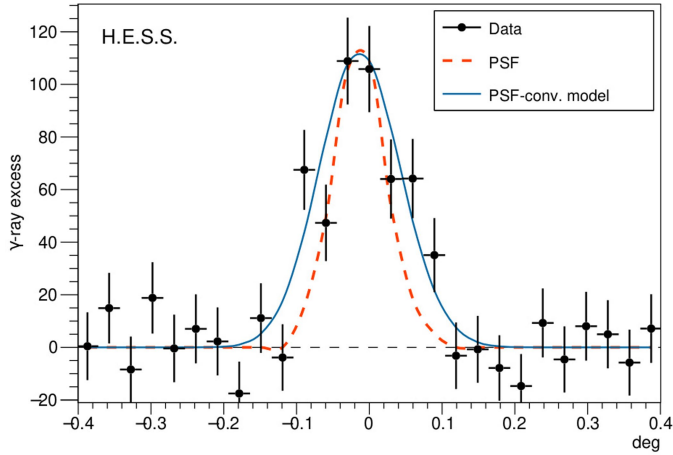
**Author contributions** M. Holler, M.d.N. and D.A.S. analysed and interpreted the H.E.S.S. data and prepared the manuscript. F.R. and A.M.T. performed the modelling and prepared the manuscript. The entire H.E.S.S. Collaboration contributed to the publication with involvement at various stages, from the design, construction and operation of the instrument to the development and maintenance of all software for data handling, data reduction and data analysis. All authors reviewed, discussed and commented on the present results and the manuscript.

**Competing interests** The authors declare no competing interests.

## Additional information

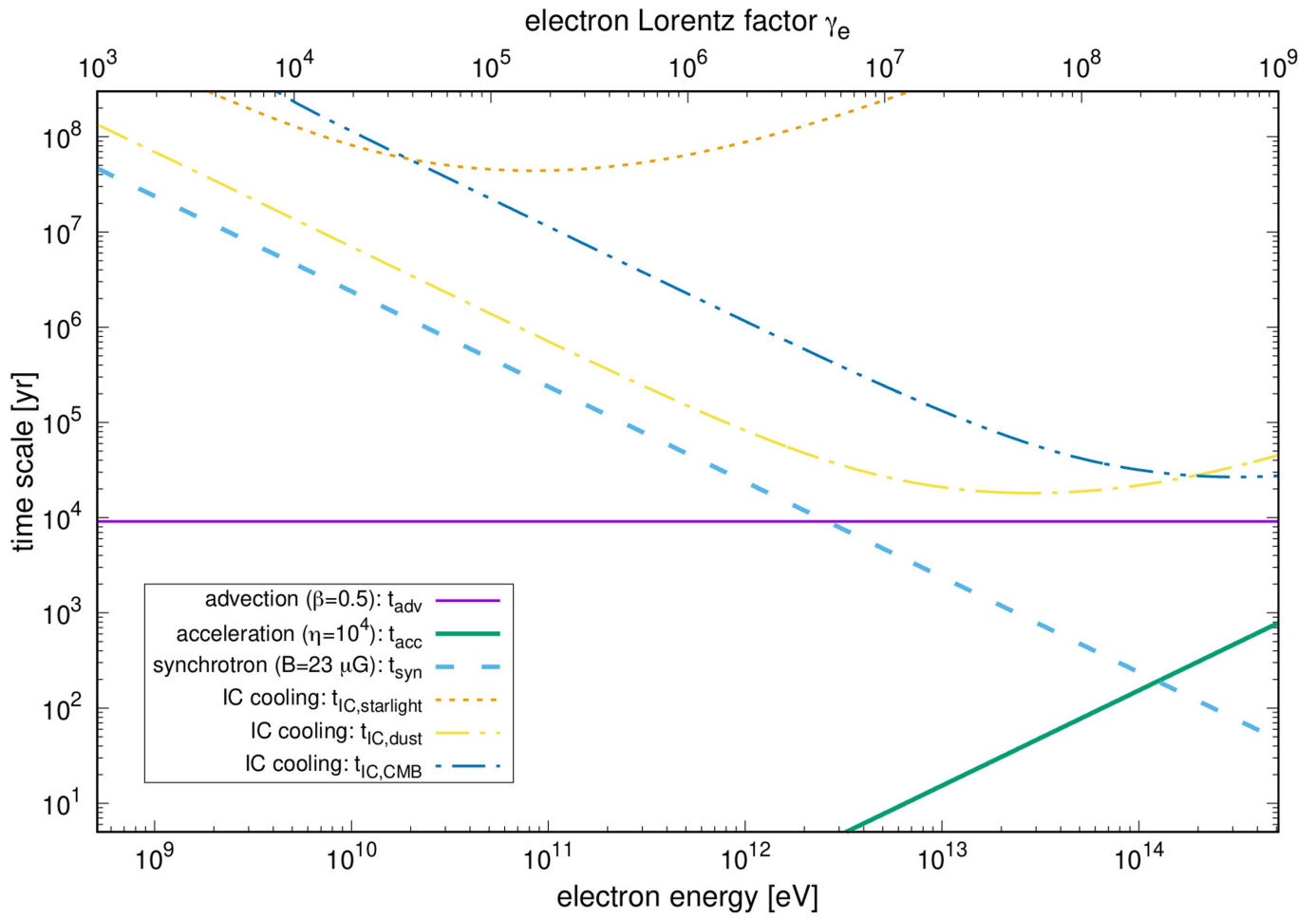
**Peer review information** *Nature* thanks Roopesh Ojha and the other, anonymous, reviewer(s) for their contribution to the peer review of this work.

**Reprints and permissions information** is available at <http://www.nature.com/reprints>.



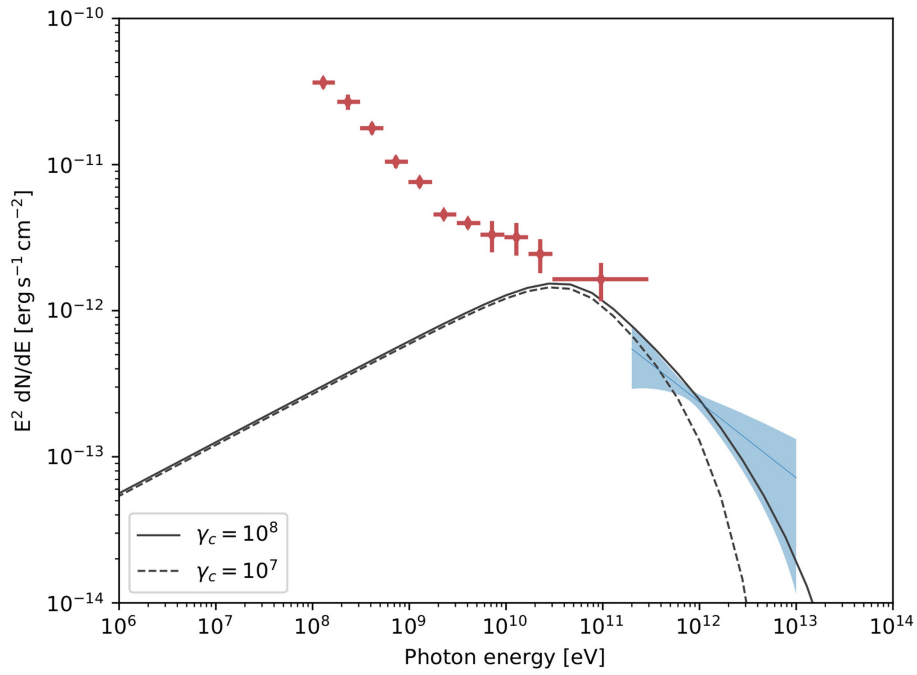
**Extended Data Fig. 1 | One-dimensional projections of VHE events.** Shown are projections of the VHE  $\gamma$ -ray emission from Centaurus A along the alignment of the semi-major axis obtained from the two-dimensional elliptical morphology fit (left; negative values correspond to  $\varphi = 43.4^\circ$  and positive ones to  $\varphi + 180^\circ$ ) and perpendicular to it (right;  $\varphi + 90^\circ$  for negative and  $\varphi + 270^\circ$  for

positive distances). The dashed red line shows the projection of the PSF on both sides. The blue line on the left panel corresponds to the PSF-convolved best-fit Gaussian model. Error bars on the ordinate denote statistical uncertainties ( $\pm 1$  s.d.), those along the abscissa illustrate the bin size.



**Extended Data Fig. 2 | Relevant timescales in the jet.** Characteristic electron cooling timescales (ordinate) in the kiloparsec-scale jet of Centaurus A as a function of electron energy (abscissa; the corresponding electron Lorentz factor is also shown along the top of the graph). Achievable particle energies are essentially limited by synchrotron losses. The solid green line represents

the timescale for electron acceleration, and the solid purple line the dynamical or advection timescale. The dashed and dotted lines represent the timescales on which electrons lose energy, that is, via synchrotron radiation (light blue line) or inverse Compton (IC) scattering off ambient photons (dust, yellow line; starlight, orange line; CMB, dark blue line).



**Extended Data Fig. 3 |  $\gamma$ -ray SED of Centaurus A.** Comparison of the resultant  $\gamma$ -ray SEDs for Centaurus A including an earlier energy cut-off  $\gamma_c m_e c^2$  for the electron distribution at  $\gamma_c \approx 10^7$  (dashed line), everything else being kept the same as for Fig. 2. An extension of the electron distribution to  $\gamma = 10^8$  is needed

to fully account for the observed VHE spectrum (solid line). Red points refer to Fermi-LAT observations (error bars), usually attributed to emission from the core which is not modelled here. The blue-shaded butterfly represents VHE observations by H.E.S.S.<sup>16</sup>.



Extended Data Table 1 | Modelling parameters

Parameter	Notation	Value
Minimum Lorentz factor	$\gamma_{\min}$	$10^2$
Break Lorentz factor	$\gamma_b$	$1.4 \times 10^6$
Cut-off Lorentz factor	$\gamma_c$	$10^8$
Power law index 1	$\alpha_1$	2.30
Power law index 2	$\alpha_2$	3.85
Magnetic field strength	$B$	$23 \mu\text{G}$
Total energy in electrons	$W_e$	$4 \times 10^{53} \text{ erg}$

Parameters used for modelling the SED of Centaurus A. See Methods for details.

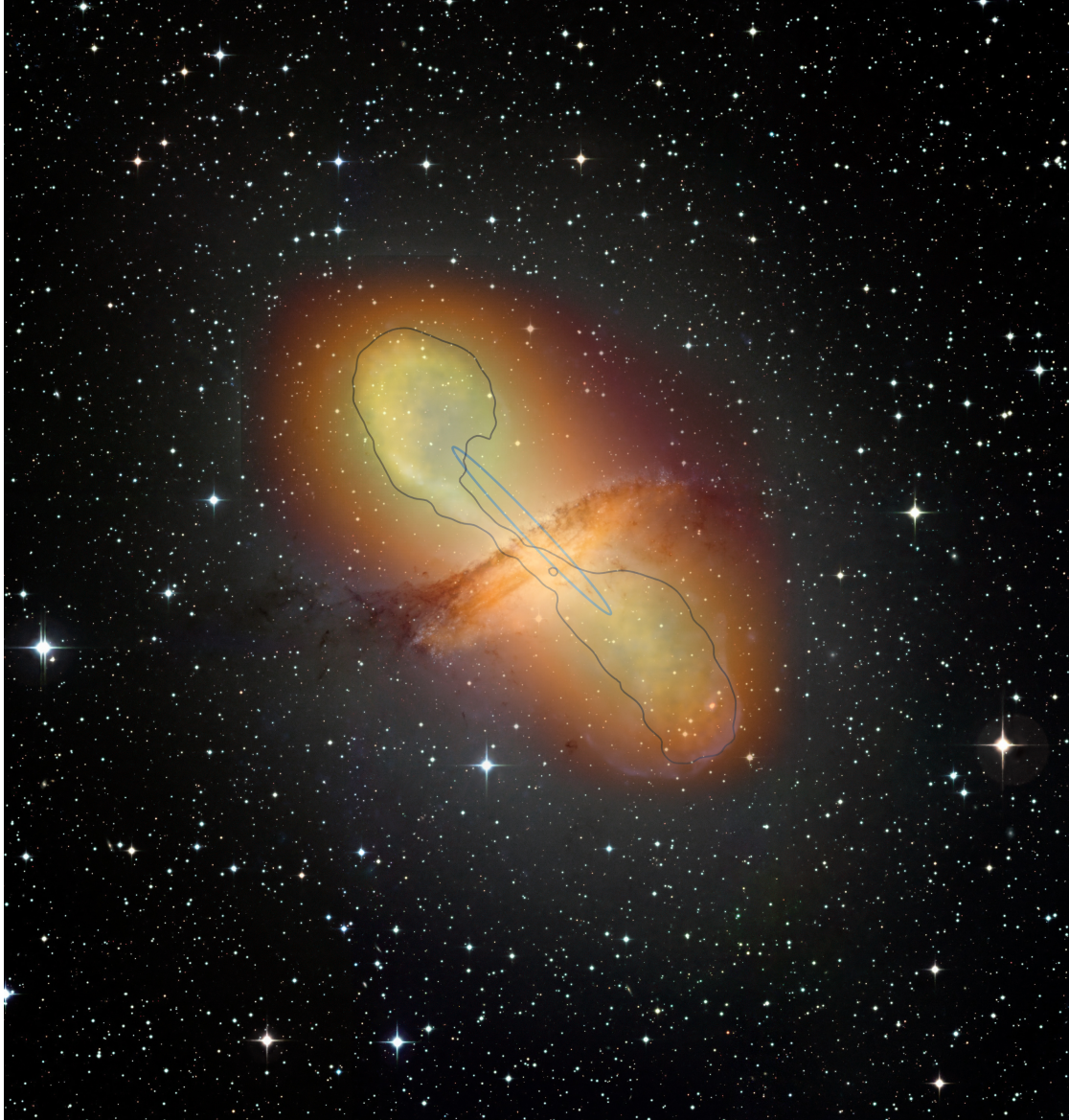


FIGURE 3.13 – Carte radio (21cm) de Centaurus A floutée par la PSF de H.E.S.S. Le fond de l'image est la vue en optique de la galaxie. Ce montage fut utilisé lors du communiqué de presse du CNRS.

## Chapitre 4

# Propagation des photons : le fond diffus infrarouge

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Extragalactic Background Light, EBL</b> . . . . .	<b>90</b>
<b>4.2</b>	<b>Mesure et contrainte sur l'EBL</b> . . . . .	<b>92</b>
<b>4.3</b>	<b>Évidence d'une absorption due à l'EBL</b> . . . . .	<b>92</b>
4.3.1	Cassure spectrale GeV-TeV . . . . .	92
4.3.2	"Evidence for a cosmological effect in $\gamma$ -ray spectra of BL Lacertae" . . .	94
4.3.3	Quelques conclusions . . . . .	104
<b>4.4</b>	<b>Mesure de l'EBL avec les données <math>\gamma</math> et notamment de l'expérience HESS</b> . . .	<b>104</b>
<b>4.5</b>	<b>L'éruption de PG 1553+113 : mesure de son redshift</b> . . . . .	<b>106</b>
4.5.1	PG 1553+113 . . . . .	106
4.5.2	"The 2012 Flare of PG 1553+113 seen with H.E.S.S. and <i>Fermi</i> -LAT" . . . .	112
4.5.3	Test du prior sur le redshift . . . . .	127

---

## 4.1 Extragalactic Background Light, EBL

L'utilisation des photons comme messagers en astronomie est évidente puisqu'ils ne sont pas affectés par les champs magnétiques et se propagent en ligne droite. Ceci permet de facilement identifier les sites astrophysiques émettant ces photons. Néanmoins, au dessus de la centaine de GeV, les photons  $\gamma$  interagissent avec les photons infrarouge présents dans l'Univers pour créer des paires  $e^+e^-$  et sont ainsi absorbés (Gould & Schröder, 1967). Ce champ de photons est nommé fond diffus infrarouge (Extragalactic Background Light, EBL en anglais).

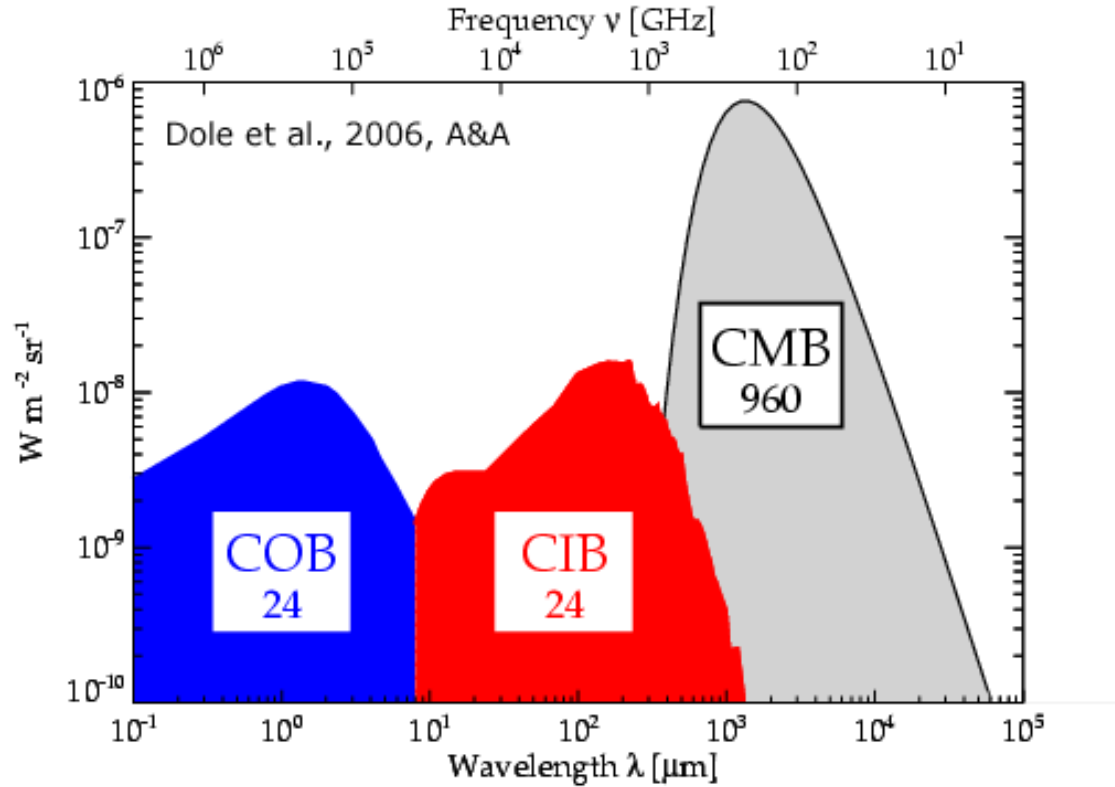


FIGURE 4.1 – Schéma de la SED de l'EBL (avec ces deux composantes) et du CMB.

L'EBL est une des quantités importantes en cosmologie et joue un rôle fondamental dans les tests de formation stellaires et galactiques. Entre 0.1 et 1000  $\mu\text{m}$ , l'EBL présente deux composantes majeures (Fig. 4.1) : le cosmic optical background (COB) et le cosmic infrared background (CIB). Le COB provient de l'émission des galaxies et des premières étoiles, dites de population III (Kashlinsky et al., 2005) sur toute la vie de l'Univers, alors que le CIB vient de la lumière UV-optique absorbée/ré-émise par les poussières (voir Franceschini, 2021, pour une revue récente et les détails mathématiques).

Par création de paires, l'EBL crée donc un horizon pour les observations Cherenkov. En notant  $\tau(E_\gamma, z)$  la profondeur optique, le spectre observé sur Terre est donné par :

$$F_{\text{Obs}}(E_\gamma) = e^{-\tau(E_\gamma, z)} F_{\text{Int}}(E_\gamma), \quad (4.1)$$

avec  $F_{\text{Obs}}$  le flux observé et  $F_{\text{Int}}$  le flux intrinsèque de la source.

A noter que  $\tau$  croît avec l'énergie et le redshift  $z$  (Fig. 4.2) mais que cette croissance n'est pas linéaire, ce qui a d'importantes implications dans le spectre TeV.

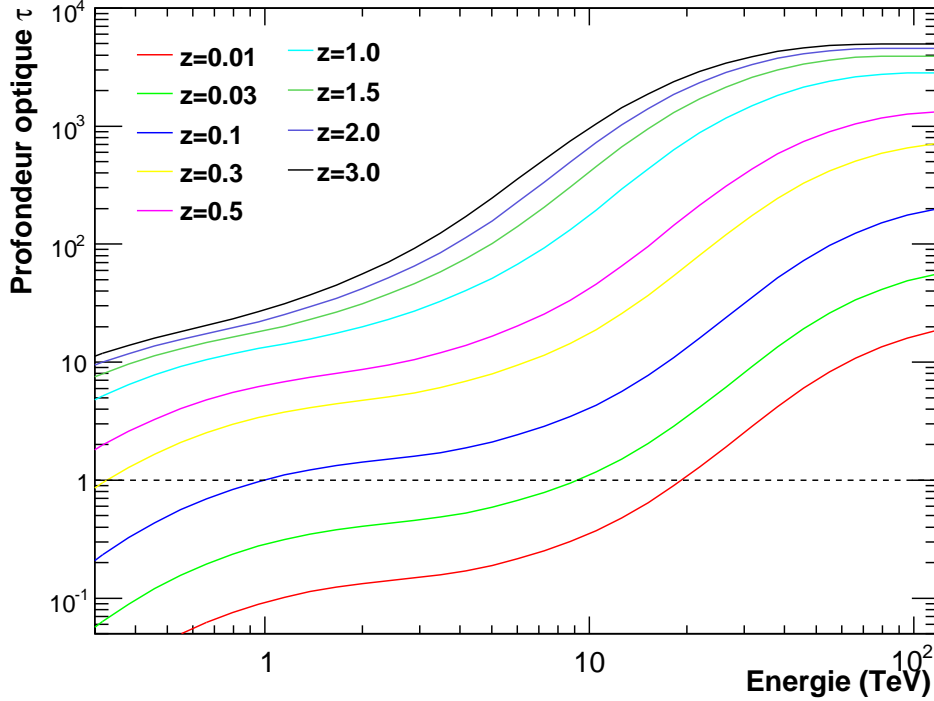


FIGURE 4.2 – Profondeur optique, calculée selon le modèle de Franceschini et al. (2008), en fonction de l'énergie du photon incident pour différentes valeurs du redshift  $z$ . La ligne  $\tau = 1$ , correspondant à une absorption de  $1/e$ , est marquée en pointillé.

La bonne connaissance de ce champ de photons est importante. Affectant les spectres au TeV, une méconnaissance de la densité de photons EBL implique des incertitudes sur le flux intrinsèquement émis au niveau de la source et ainsi sur la physique en place. En corrigeant certains spectres au TeV, une remontée du spectre a été reportée avec certains modèles d'EBL. Ceci pourrait être la signature que les photons peuvent osciller en axion (axion-like particles, ALP). Ainsi une certaine partie des photons TeV ne serait pas absorbée durant le trajet, les ALP n'interagissant pas avec les photons infrarouges (de Angelis et al., 2007). Ceci n'est pas confirmé avec des modèles d'EBL basés sur des données récentes (Franceschini & Rodighiero, 2017) mais reste une sonde des plus intéressantes pour la nouvelle physique et prouve l'importance d'un modèle robuste.

Outre les ALP, l'effet de l'EBL sur les spectres THE peut être une sonde pour la violation de l'invariance de Lorentz (Lorentz Invariance Violation, LIV). Si cette invariance est brisée, alors à une certaine échelle d'énergie  $E_{QG}$ , la vitesse de la lumière n'est pas constante et la relation masse-énergie s'écrit :

$$E^2 \simeq p^2 c^2 \left[ 1 \pm \left( \frac{E}{E_{QG}} \right)^n \right].$$

Cette brisure va ainsi modifier l'interaction photon-photon et ainsi diminuer voire suppri-

mer l'absorption (Franceschini, 2021). Actuellement les meilleures contraintes sur l'échelle d'énergie proviennent d'observations d'éruptions au TeV par H.E.S.S. (Abdalla et al., 2019b).

Une fois une paire  $e^+e^-$  créée, l'énergie de celle-ci n'est pas perdue. Pour des photons de 20-50 TeV, l'interaction se fait dans les quelques Mpc de la source et l'interaction des paires avec le CMB produit des photons de quelques centaines de TeV (Aharonian et al., 1994) sous la forme d'un halo autour de la source. La taille de ces halos dépend alors du champ magnétique proche de la source. Un tel halo n'a pas encore été observé par les instruments Cherenkov. Pour des photons de plus basse énergie, de l'ordre de la dizaine de TeV, la situation dépend de l'intensité du champ magnétique intergalactique. Pour un champ suffisamment fort, les paires seront défléchies avant une interaction avec un photon et il n'est alors pas possible d'observer une émission secondaire. Dans le cas d'un champ faible, la trajectoire des paires est proche de celle des photons et une émission secondaire peut être observée dans la gamme du LAT. Actuellement les meilleures limites sur la valeur de ce champ sont de  $B > 10^{-17}$  G (Taylor et al., 2011).

## 4.2 Mesure et contrainte sur l'EBL

Les incertitudes sur la densité de photons du COB et du CIB proviennent principalement de la difficulté de mesure de celle-ci sur Terre. La lumière zodiacale, produite par réflexion de la lumière solaire sur les poussières, crée un avant plan qui ne permet pas la mesure directe de l'EBL dans toutes les longueurs d'onde.

Grâce à l'instrument FIRAS sur COBE, une mesure directe du spectre du fond diffus infrarouge fut possible dans la bande submillimétrique ( $200 < \lambda < 900 \mu\text{m}$ , Puget et al., 1996; Hauser & Dwek, 2001). A plus haute énergie, il est cependant possible d'obtenir une limite inférieure par le comptage des galaxies résolues. La sensibilité des surveys rend cette approche néanmoins limitée (Dole et al., 2006). La figure 4.3 présente l'état de l'art en terme de connaissance de la SED de l'EBL.

Ainsi, l'utilisation des données au TeV s'est présentée comme une solution pour contraindre, voire mesurer, la densité d'EBL locale au cours des dernières années. En effet, en supposant que le spectre intrinsèque des sources extragalactiques est connu ou au moins contraint par la théorie, il devient possible de mettre une limite supérieure sur l'absorption causée par l'EBL. Avec l'arrivée de *Fermi* et les méthodes d'analyses plus sensibles dans le domaine Cherenkov, la mesure des spectres permet de mesurer directement l'absorption EBL dans les données.

## 4.3 Évidence d'une absorption due à l'EBL

### 4.3.1 Cassure spectrale GeV-TeV

L'absorption due à l'EBL n'est pas seulement une fonction de la distance de la source  $z$  mais aussi de l'énergie du photon  $\gamma$  (voir Hauser & Dwek, 2001, pour une revue). Étant donnée la distance modérée des sources détectées au TeV ( $z < 1$ ), l'absorption du spectre est faible voire nulle au dessous de la centaine de GeV. Ainsi, le spectre mesuré par *Fermi* n'est pas affecté, seul le spectre au TeV est affecté par cette absorption.

L'absorption EBL augmentant avec l'énergie et la distance, on pourrait penser que l'indice spectral mesuré au TeV  $\Gamma_{\text{TeV}}$  serait de plus en plus dur avec le redshift croissant. C'est sans compter sur le spectre intrinsèque des objets qui peut énormément varier. Ainsi, les différentes tentatives d'étude de corrélation  $\Gamma_{\text{TeV}}$  et redshift ne peuvent mettre en évidence sans équivoque l'effet de l'EBL et encore moins le quantifier.

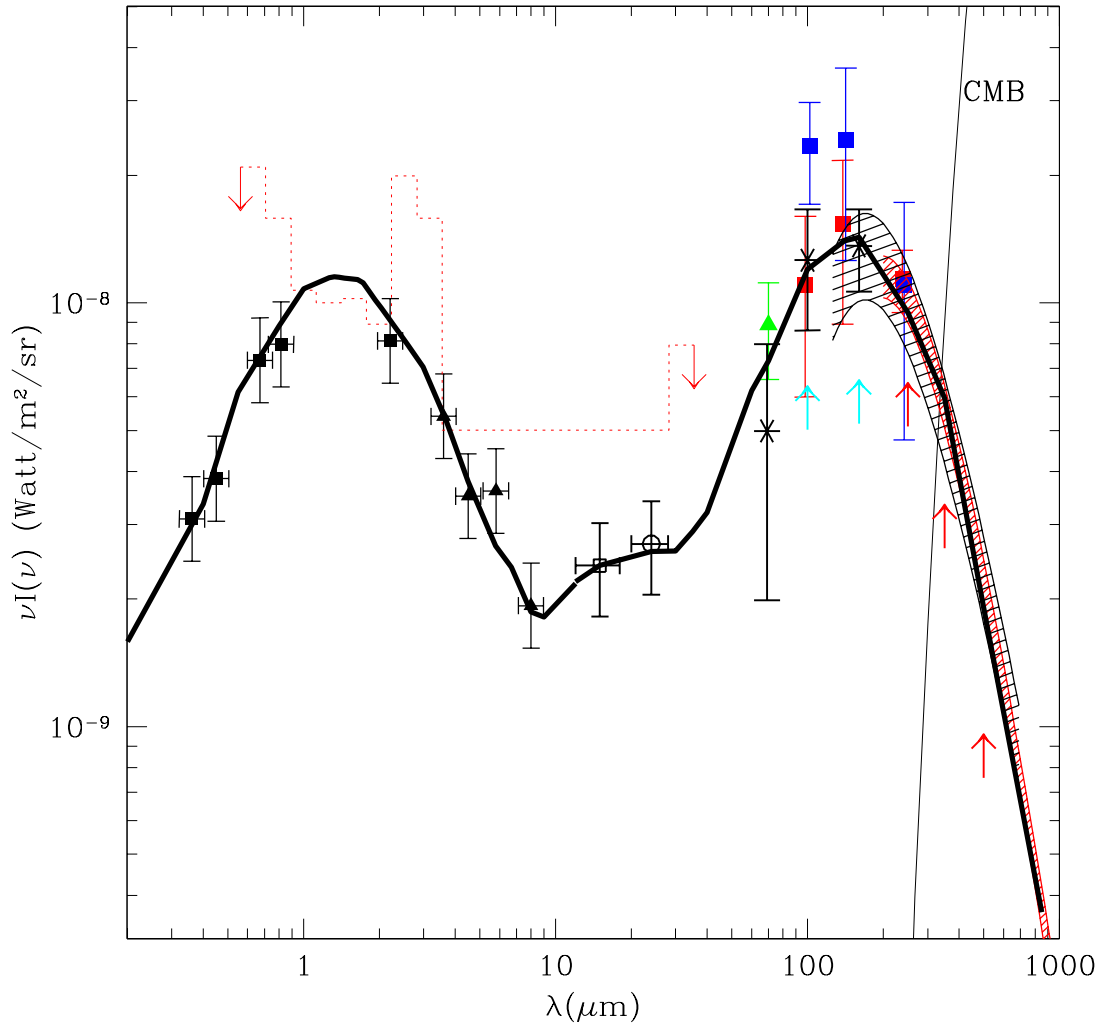


FIGURE 4.3 – SED de l’EBL avec les dernières mesures et limites supérieures. Le trait noir est le modèle de Franceschini & Rodighiero (2017) dont est extrait ce graphique.

La plupart des spectres GeV et TeV pouvant être raisonnablement décrits par une loi de puissance, on a :

$$\text{Observé : } F_{\text{TeV}}(E_\gamma) \approx C_{\text{TeV}}(E_\gamma/E_0)^{-\Gamma_{\text{TeV}}}$$

$$\text{Intrinsèque : } F_{\text{Int}}(E_\gamma) \approx C_{\text{Int}}(E_\gamma/E_0)^{-\Gamma_{\text{Int}}}$$

et donc, la différence entre les deux est due à l’absorption de l’EBL :

$$C_{\text{TeV}}(E_\gamma/E_0)^{-\Gamma_{\text{TeV}}} \approx e^{-\tau(E_\gamma, z)} C_{\text{Int}}(E_\gamma/E_0)^{-\Gamma_{\text{Int}}}$$

Avec ces hypothèses, il est donc possible de décrire l'absorption de l'EBL par une loi de puissance :

$$e^{-\tau(E_\gamma, z)} \approx C_\tau (E_\gamma/E_0)^{-\delta(z, E_\gamma^*)},$$

avec un indice  $-\delta(z, E_\gamma^*)$ .

Cette approximation permet de ne considérer que les indices spectraux des sources. Considérant de plus que le spectre *Fermi*, ne subissant aucune absorption, est un proxy pour le spectre intrinsèque i.e.  $\Gamma_{\text{Int}} \sim \Gamma_{\text{GeV}}$ , on obtient :

$$-\delta(z, E_\gamma^*) \approx \Gamma_{\text{TeV}} - \Gamma_{\text{GeV}} = \Delta\Gamma$$

Ainsi la différence entre l'indice spectral GeV et TeV renseigne sur l'absorption subit par les photons. Une partie de la différence  $\Delta\Gamma$  est due à l'EBL, le reste étant dépendant de la source et d'une possible cassure intrinsèque. Une corrélation entre  $\Delta\Gamma$  et  $z$ , mise en évidence par Sanchez et al. (2013), est le signe d'un effet d'absorption. Dans les données utilisées, la valeur de  $\Delta\Gamma$  est compatible avec la présence de l'EBL, dont l'effet est calculé avec le modèle de Franceschini et al. (2008). Ainsi,  $\Delta\Gamma$  n'est jamais plus petit que la valeur théorique. Dans le cas où  $\Delta\Gamma$  est plus grand que cet effet d'EBL, il y a une cassure intrinsèque du spectre entre la gamme du GeV et celle du TeV.

Ceci est de plus quantifiable et il est aussi possible de contraindre la normalisation de la densité de photons infra-rouge en se basant sur un modèle d'EBL. En écrivant :  $\Delta\Gamma = \alpha\Delta\Gamma_{\text{model}}$ , une approche bayésien couplée avec des simulations SSC montre que la présence de l'effet de l'EBL à  $8\sigma$  et que la normalisation obtenue est  $a = 0.85 \pm 0.10$ , impliquant un EBL légèrement plus faible que dans le modèle.

### 4.3.2 "Evidence for a cosmological effect in $\gamma$ -ray spectra of BL Lacertae"



# Evidence for a cosmological effect in $\gamma$ -ray spectra of BL Lacertae<sup>★</sup>

D. A. Sanchez<sup>1</sup>, S. Fegan<sup>2</sup>, and B. Giebels<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Max-Planck-Institut für Kernphysik, PO Box 103980, 69029 Heidelberg, Germany  
e-mail: david.sanchez@mpi-hd.mpg.de

<sup>2</sup> Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole polytechnique, CNRS/IN2P3, 91128 Palaiseau, France

Received 25 October 2012 / Accepted 22 March 2013

## ABSTRACT

We update the list of GeV-TeV extragalactic  $\gamma$ -ray sources using the two-year catalog from the *Fermi* Large-Area Telescope (LAT) and recent results from ground-based  $\gamma$ -ray telescopes. Breaks in the spectra between the high-energy ( $100 \text{ MeV} < E < 300 \text{ GeV}$ ) and the very high-energy ( $E > 200 \text{ GeV}$ ) ranges, as well as their dependence on distance, are discussed in the context of absorption on the extragalactic background light (EBL). We calculate the size of the expected break using a model for the EBL and compare it to the data, taking into account systematic uncertainties in the measurements. We develop a novel Bayesian model to describe this dataset and use it to constrain two simple models for the EBL-induced breaks.

**Key words.** BL Lacertae objects: general – cosmic background radiation – gamma rays: galaxies

## 1. Introduction

The extragalactic background light (EBL) is a diffuse field of UV, optical, and infrared photons, with wavelengths in the range  $\lambda = 0.1\text{--}1000 \mu\text{m}$ , on which the integrated history of star formation in the Universe is imprinted. The spectral energy distribution (SED) of the EBL consists of two distinct components: the first, peaking in  $\nu F_\nu$  around  $\simeq 1 \mu\text{m}$  and commonly referred to as the cosmic optical background (COB), was produced by thermal emission from stars since the big bang. The second component peaks at longer wavelengths ( $\simeq 100 \mu\text{m}$ ), has peak energy density comparable to the COB. It is referred to as the cosmic infrared background (CIB), and originates from the absorption and reemission of starlight by dust (see [Hauser & Dwek 2001](#), for review).

Direct measurements of the EBL density are difficult due to local foregrounds, such as the zodiacal light and Galactic radiation ([Hauser & Dwek 2001](#)). They are often interpreted as upper limits, while galaxy number counts in optical or infrared provide lower limits ([Madau & Pozzetti 2000](#)).

Since  $\gamma$  rays of observed energy  $E_\gamma$  can interact with EBL photons of energy  $E_{\text{EBL}}$  at a redshift  $z$  through  $\gamma\gamma \rightarrow e^+ + e^-$  when  $E_\gamma/1 \text{ TeV} > 0.26 \text{ eV}/E_{\text{EBL}}(1+z)$ , the spectra of distant extragalactic sources measured in the very high-energy (VHE,  $E > 200 \text{ GeV}$ ) regime should differ from their emitted (intrinsic) spectra if the EBL density is nonzero<sup>1</sup>. Since a large fraction of the emitted power in BL Lac-type blazars is in  $\gamma$ -ray band, this must be accounted for when SEDs are used to model their underlying physical properties ([Coppi & Aharonian 1999](#)).

<sup>★</sup> Appendices are available in electronic form at <http://www.aanda.org>

<sup>1</sup> The created pairs can also upscatter photons from the cosmic microwave background to high-energy  $\gamma$ -rays ([Protheroe 1986](#)) and induce yet another spectral distortion, mostly at energies  $\sim 100 \text{ GeV}$  and below (e.g., [Aharonian et al. 2002](#); [D’Avezac et al. 2007](#)), a feature which has currently not been observed ([Neronov & Vovk 2010](#)) with instruments sensitive in that energy range.

Finding clear evidence for this EBL-induced attenuation has proven remarkably difficult to date. The fall-off in the EBL spectral density between the COB and CIB peaks (around  $0.1 \text{ eV}$ ) should be visible as a kink in the measured VHE spectra around  $1 \text{ TeV}$ . This was sought, for example, in the blazar H 1426+428 by [Aharonian et al. \(2003\)](#), but results have been inconclusive given the large statistical errors. The signature of the EBL should also be evident in studies of the global population of VHE sources. This is because the energy-dependent attenuation increases with distance, such that the observed spectra are expected to become softer, i.e., the photon index,  $\Gamma$ , in power-law spectral fits should increase with redshift,  $z$ . Such studies have not been successful, with no evidence for a redshift-dependent effect being found by [Mori \(2009\)](#), [De Angelis et al. \(2009\)](#), the authors attributing this to varying spectral states inducing a large scatter in the data), or [Orr et al. \(2011\)](#), see in particular Fig. 13).

It has, however, been possible to constrain the EBL density in the energy range where they interact with observed  $\gamma$  rays. Using VHE spectra from distant BL Lac objects and a theoretically motivated conjecture that the photon index of the intrinsic spectrum cannot be harder than  $\Gamma_1 \simeq 1.5$ , several authors have derived upper limits for the density close to the lower limits from galaxy counts ([Dwek & Krennrich 2005](#); [Aharonian et al. 2006](#)). Recently, [Ackermann et al. \(2012\)](#) and [Abramowski et al. \(2013\)](#) measured the EBL density using its imprint in the spectra of BL Lac objects and found a density of EBL compatible with the best upper limits to date ([Meyer et al. 2012](#)).

Operating as an all-sky monitor, the *Fermi* LAT ([Atwood et al. 2009](#)) observes  $\gamma$  rays in the high energy (HE,  $100 \text{ MeV} < E < 300 \text{ GeV}$ ) range, where the effects of the EBL are much smaller than in the VHE. Sources detected both in the HE by *Fermi* and in the VHE by imaging atmospheric-Cherenkov telescopes (IACTs) then provide an opportunity to probe the effects of the energy-dependent attenuation from the EBL absorption across a much wider energy range. Here we present an updated list of GeV-TeV sources, building on the work of [Abdo et al. \(2009\)](#) and [Ackermann et al. \(2011\)](#).

## 2. Selection of the sources

Since the first detection of an extragalactic  $\gamma$ -ray source in the VHE range by Whipple (Punch et al. 1992), 50 active galactic nuclei (AGN) have been discovered in this energy band. The rate of detections has increased dramatically with the increased sensitivity of the latest generation of IACTs (VERITAS, MAGIC and H.E.S.S.) and an improved observation strategy using data from the *Fermi* LAT. An up-to-date view of the VHE sky can be found by browsing the TeVCat catalog<sup>2</sup> (Wakely & Horan 2008).

We selected AGN from TeVCat for which an HE and a VHE spectrum have been published and a firm redshift determined. Of the 50 AGN, 30 are BL Lacs with published spectral information. Three of these, namely, 3C 66A, PKS 1424+240, and PG 1553+113, do not have a firm redshift determination. In addition, there are two VHE-detected flat-spectrum radio quasars (FSRQs), 3C 279 and 4C +21.35. Despite their large redshift (see Table 1), internal absorption close to the emission region may strongly affect their spectra (Aharonian et al. 2008; Sitarek & Bednarek 2008); hence we include them in this study only for illustrative purposes. We also include the radio galaxies Centaurus A and M 87 in the sample.

The second *Fermi* catalog of AGN (2LAC, Ackermann et al. 2011) includes 1057 sources associated with AGN of many kinds. In this list, 36 out of the 37 VHE BL Lacs have a *Fermi* counterpart; the six that are not detected are SHBL J001355.9-185406, 1ES 0229+200, 1ES 0347-121, PKS 0548-322, HESS J1943+213, and 1ES 1312-423.

By merging the two lists, our sample contains 23 HE-VHE BL Lacs and two radio galaxies. The characteristics of these sources are listed in Table 1, including the photon indexes from published power-law spectral fits in the HE (from 2LAC) and VHE (from the reference given in the table), which form the dataset for this study.

AGN are observed to be variable in all wavelengths. In the VHE regime, flaring episodes have been observed from a number of such sources, in particular those that are bright and/or close by (such as Mrk 421, Mrk 501, and PKS 2155–304). However, most have not shown clear evidence of variability, many having been detected close to the sensitivity threshold of the instrument. It is not improbable that variability is a common feature of HBLs in the VHE regime, future instruments will be able to probe this in a larger population of fainter, more distant sources. In the HE range, BL Lacs, and especially high-frequency peaked BL Lacs (HBLs), are found to be less variable (Abdo et al. 2010a). To reduce any bias introduced by the use of non-simultaneous observations, we used the VHE spectrum that has the lowest flux reported in the literature, which results in a generally good agreement between the overlapping energy ranges (Abdo et al. 2009).

## 3. Interpretation

### 3.1. Spectral evolution with the redshift

The mean HE and VHE indexes of our sample are  $\langle \Gamma_{\text{HE}} \rangle = 1.86$  and  $\langle \Gamma_{\text{VHE}} \rangle = 3.18$ , respectively. For each source the photon index measured in the VHE range is greater than or compatible with that found in the HE, i.e.,  $\Delta\Gamma = \Gamma_{\text{VHE}} - \Gamma_{\text{HE}} \gtrsim 0$ . In the HE band, the standard deviation of the measured indexes is  $\sigma_{\text{HE}} = 0.26$ , and the *excess variance*, which accounts for the

measurement errors<sup>3</sup>, is  $\sigma_{\text{HE}}^{\text{XS}} = 0.24$ . In the VHE regime, the standard deviation is  $\sigma_{\text{VHE}} = 0.49$ , while the excess variance is  $\sigma_{\text{VHE}}^{\text{XS}} = 0.10$ , showing that most of the sample variance can be ascribed to the errors on the individual measurements rather than to the intrinsic distribution.

The points in Fig. 1 show  $\Delta\Gamma$  versus the redshift  $z$  for our sample of sources. The two close-by radio galaxies do not show significant spectral breaks. For all other sources,  $\Delta\Gamma \gtrsim 0.5$ , and those more distant than  $z = 0.1$  exhibit a break of  $\Delta\Gamma \gtrsim 1.0$ . A dependence of  $\Delta\Gamma$  with  $z$  is apparent in our sample.

If we were to assume that the intrinsic spectrum of each object was well represented by a single power law across the entire HE and VHE domain, as seems to be the case for the two nearby radio galaxies for which  $\Delta\Gamma \sim 0$ , we should expect that any significant break in the measured spectrum is the result of absorption on the EBL, i.e.,  $\Gamma_{\text{VHE}} = \Gamma_{\text{int}} + \Delta\Gamma_{\text{EBL}}(E, z) \approx \Gamma_{\text{int}} + \frac{d\tau}{d\log E}(E, z)$ , where  $\tau(E, z)$  is the optical depth due to the attenuation by pair production (Abdo et al. 2009, Eq. (2)). To leading order, the EBL break increases linearly with the redshift, and we would expect  $\Delta\Gamma$  to be correlated with  $z$ . The Pearson correlation factor for our dataset is  $\rho = 0.56 \pm 0.11$ , more than  $5\sigma$  away from 0, showing clear evidence that this dependency exists.

In Appendix B.2 we outline a simple method to evaluate the size of the break that might be expected from redshifting a curved intrinsic synchrotron self-Compton (SSC) spectrum within the HE and VHE observation windows, which gives rise to a K correction for the measured spectral indexes. This study shows that such a K correction would account for  $\sim 15\%$  of the observed break for the most distant source in the sample at  $z = 0.3$ .

### 3.2. Expected EBL-induced spectral break

To further evaluate the data, we estimated the size of the spectral break as a function of redshift from the EBL density model of Franceschini et al. (2008, hereafter Fra08). We performed a simple simulation in which a hypothetical source with a flat spectrum ( $\Gamma_{\text{I}} = 0$ ) is placed at a distance  $z$  and its flux attenuated by the EBL. The spectrum is simulated in 20 logarithmically spaced bins per decade. To evaluate the measured index a power law model is fitted to the bins above 200 GeV, with equal weighting per bin. The limited photon flux at the highest energies is accounted for in an ad hoc manner; the upper energy bound of the fit is chosen to be the point at which the differential flux is 1% of the flux at 200 GeV (up to a maximum of 10 TeV).

The predicted  $\Delta\Gamma(z)$  is the black line shown in Fig. 1. The shaded gray areas show uncertainties on this calculation, which arise from:

- the  $\sim 10\%$  energy resolution typical of IACTs, which is taken into account by shifting the energy bins by  $\pm 10\%$  (dark gray area),
- the threshold energy of the observations, which can vary from 100 GeV to more than 500 GeV (gray area), and
- the systematic error on the measured photon spectral index, typically 0.2 (light gray).

It is clear from Fig. 1 that, for the majority of sources, the observed break,  $\Delta\Gamma$ , is systematically larger than that predicted by the EBL model,  $\Delta\Gamma_{\text{EBL}}$ . This is most notably the case for 1ES 2344+514 ( $z = 0.044$ ), PKS 2005-489 ( $z = 0.071$ ),

<sup>3</sup> We define the excess variance of a set of measured quantities  $x_i \pm \sigma_i$  to be  $(\sigma^{\text{XS}})^2 = \langle x_i^2 \rangle - \langle x_i \rangle^2 - \langle \sigma_i^2 \rangle$ .

<sup>2</sup> <http://tevcat.uchicago.edu/>

**Table 1.** List of HE-VHE BL Lacs and radio galaxies. Only statistical errors are given.

Source name	$\alpha_{J2000}$	$\delta_{J2000}$	Type	$z$	$\Gamma_{\text{HE}}$	$\Gamma_{\text{VHE}}$	Ref.
Centaurus A	13 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup> 27.6 <sup>s</sup>	-43°01'09"	FR1	0.00183	2.76 ± 0.05	2.7 ± 0.5	(1)
M 87	12 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> 49.4 <sup>s</sup>	+12°23'28"	FR1	0.004233	2.17 ± 0.07	2.60 ± 0.35	(1)
Markarian 421	11 <sup>h</sup> 04 <sup>m</sup> 27.3 <sup>s</sup>	+38°12'32"	HBL	0.031	1.77 ± 0.01	2.20 ± 0.08	(1)
Markarian 501	16 <sup>h</sup> 53 <sup>m</sup> 52.2 <sup>s</sup>	+39°45'37"	HBL	0.034	1.74 ± 0.03	2.54 ± 0.70	(1)
1ES 2344+514	23 <sup>h</sup> 47 <sup>m</sup> 04.8 <sup>s</sup>	+51°42'18"	HBL	0.044	1.72 ± 0.08	2.95 ± 0.12	(1)
Markarian 180	11 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 26.4 <sup>s</sup>	+70°09'27"	HBL	0.046	1.74 ± 0.08	3.3 ± 0.7	(1)
1ES 1959+650	19 <sup>h</sup> 59 <sup>m</sup> 59.9 <sup>s</sup>	+65°08'55"	HBL	0.048	1.94 ± 0.03	2.58 ± 0.18	(1)
BL Lacertae	22 <sup>h</sup> 02 <sup>m</sup> 43.3 <sup>s</sup>	+42°16'40"	LBL	0.069	2.11 ± 0.04	3.6 ± 0.6	(1)
PKS 2005-489	20 <sup>h</sup> 09 <sup>m</sup> 25.4 <sup>s</sup>	-48°49'54"	HBL	0.071	1.78 ± 0.05	3.20 ± 0.16	(8)
RGB J0152+017	01 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup> 39.6 <sup>s</sup>	+01°47'17"	HBL	0.080	1.79 ± 0.14	2.95 ± 0.36	(1)
W Comae	12 <sup>h</sup> 21 <sup>m</sup> 31.7 <sup>s</sup>	+28°13'59"	IBL	0.102	2.02 ± 0.03	3.81 ± 0.35	(1)
PKS 2155-304	21 <sup>h</sup> 58 <sup>m</sup> 52.1 <sup>s</sup>	-30°13'32"	HBL	0.117	1.84 ± 0.02	3.32 ± 0.06	(1)
B3 2247+381	22 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup> 06.6 <sup>s</sup>	+38°25'58"	HBL	0.119	1.83 ± 0.11	3.2 ± 0.6	(9)
RGB J0710+591	07 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 30.1 <sup>s</sup>	+59°08'20"	HBL	0.125	1.53 ± 0.12	2.69 ± 0.26	(5)
H 1426+428	14 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> 32.7 <sup>s</sup>	+42°40'21"	HBL	0.129	1.32 ± 0.12	3.5 ± 0.35	(1)
1ES 0806+524	08 <sup>h</sup> 09 <sup>m</sup> 49.2 <sup>s</sup>	+52°18'58"	HBL	0.138	1.94 ± 0.06	3.6 ± 1.0	(1)
1RXS J101015.9-311909	10 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 15.03 <sup>s</sup>	-31°18'18.4"	HBL	0.142	2.09 ± 0.15	3.08 ± 0.42	(7)
H 2356-309	23 <sup>h</sup> 59 <sup>m</sup> 07.9 <sup>s</sup>	-30°37'41"	HBL	0.167	1.89 ± 0.17	3.06 ± 0.15	(10)
RX J0648.7+1516	06 <sup>h</sup> 48 <sup>m</sup> 45.6 <sup>s</sup>	+15°16'12"	HBL	0.179	1.74 ± 0.11	4.4 ± 0.8	(4)
1ES 1218+304	12 <sup>h</sup> 21 <sup>m</sup> 21.9 <sup>s</sup>	+30°10'37"	HBL	0.182	1.71 ± 0.07	3.08 ± 0.34	(1)
1ES 1101-232	11 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup> 37.6 <sup>s</sup>	-23°29'30"	HBL	0.186	1.80 ± 0.21	2.94 ± 0.20	(1)
RBS 0413	03 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup> 51.8 <sup>s</sup>	+18°45'34"	HBL	0.19	1.55 ± 0.11	3.18 ± 0.68	(2)
1ES 1011+496	10 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup> 04.1 <sup>s</sup>	+49°26'01"	HBL	0.212	1.72 ± 0.04	4.0 ± 0.5	(1)
1ES 0414+009	04 <sup>h</sup> 16 <sup>m</sup> 52.4 <sup>s</sup>	+01°05'24"	HBL	0.287	1.98 ± 0.16	3.45 ± 0.25	(3)
S5 0716+714	07 <sup>h</sup> 21 <sup>m</sup> 53.4 <sup>s</sup>	+71°20'36"	LBL	0.310	2.00 ± 0.02	3.45 ± 0.54	(6)
Additional sources used for illustration only:							
3C 66A	02 <sup>h</sup> 22 <sup>m</sup> 39.6 <sup>s</sup>	+43°02'08"	IBL	0.444?	1.85 ± 0.02	4.1 ± 0.4	(1)
4C +21.35	12 <sup>h</sup> 24 <sup>m</sup> 54.4 <sup>s</sup>	+21°22'46"	FSRQ	0.432	1.95 ± 0.21	3.75 ± 0.27	(11)
PG 1553+113	15 <sup>h</sup> 55 <sup>m</sup> 43.0 <sup>s</sup>	+11°11'24"	HBL	0.43 – 0.58	1.67 ± 0.02	4.41 ± 0.14 <sup>†</sup>	(12)
3C 279	12 <sup>h</sup> 56 <sup>m</sup> 11.2 <sup>s</sup>	-05°47'22"	FSRQ	0.536	2.22 ± 0.02	4.1 ± 0.7	(1)

**References.** (1) [Abdo et al. \(2009\)](#), see references therein; (2) [Aliu et al. \(2012\)](#); (3) [Abramowski et al. \(2012a\)](#); (4) [Aliu et al. \(2011\)](#); (5) [Acciari et al. \(2010\)](#); (6) [Anderhub et al. \(2009\)](#); (7) [Abramowski et al. \(2012b\)](#); (8) [Acero et al. \(2010\)](#); (9) [Aleksić et al. \(2012a\)](#); (10) [Abramowski et al. \(2010\)](#); (11) [Aleksić et al. \(2011\)](#); (12) [Benbow & The VERITAS Collaboration \(2011\)](#). <sup>(†)</sup> [Aleksić et al. \(2012b\)](#) have recently published long-term observations on this object and derived a compatible photon index.

W Comae ( $z = 0.102$ ), PKS 2155-304 ( $z = 0.116$ ), and H 1426+428 ( $z = 0.129$ ). The difference,  $\Delta\Gamma - \Delta\Gamma_{\text{EBL}}$ , is almost certainly the result of (convex) intrinsic curvature in the spectra of these objects, which is not unexpected ([Perlman et al. 2005](#)) and can have several interpretations, for instance, as being due to a turnover in the distribution of the underlying emitting particles (acceleration effects; e.g., [Massaro et al. 2006](#)) or to Klein-Nishina suppression (emission effects).

Nevertheless, it is striking that there are many sources for which  $\Delta\Gamma \approx \Delta\Gamma_{\text{EBL}}$ . For these sources, the intrinsic broadband  $\gamma$ -ray spectra are compatible (within errors) with single power laws. For those that additionally have  $\Gamma_{\text{HE}} \lesssim 2.0$ , the high-energy peaks are not constrained by the current observations, even though they have a well-defined observational  $\nu F_{\nu}$  peak. The most striking examples are H 2356-309 ( $z = 0.129$ ), 1RXS J101015.9-311909 ( $z = 0.142$ ), 1ES 1101-232 ( $z = 0.186$ ), 1ES 0414+009 ( $z = 0.287$ ), and S5 0716+714 ( $z = 0.310$ ).

### 3.3. Constraining the EBL density

Since a significant fraction of the observed break can be directly attributed to the EBL, we attempted to constrain its density by applying a Bayesian model, which takes into account the effects discussed in the previous section. The model is described fully in

Appendix A. We used two prescriptions to account for the effects of the EBL on the spectra,  $\Delta\Gamma_{\text{EBL}}(E, z)$ . In the first, the break is modeled as a linear function of the redshift, with coefficient  $a$  (as in [Stecker & Scully 2006](#)). We further assumed that the VHE measurements cover approximately the same energy range, so that the effect of energy threshold can be neglected:

$$\Delta\Gamma_{\text{EBL}i}(a) = \Delta\Gamma_{\text{EBL}}(E_i, z_i|a) \approx az_i + O(z_i^2). \quad (1)$$

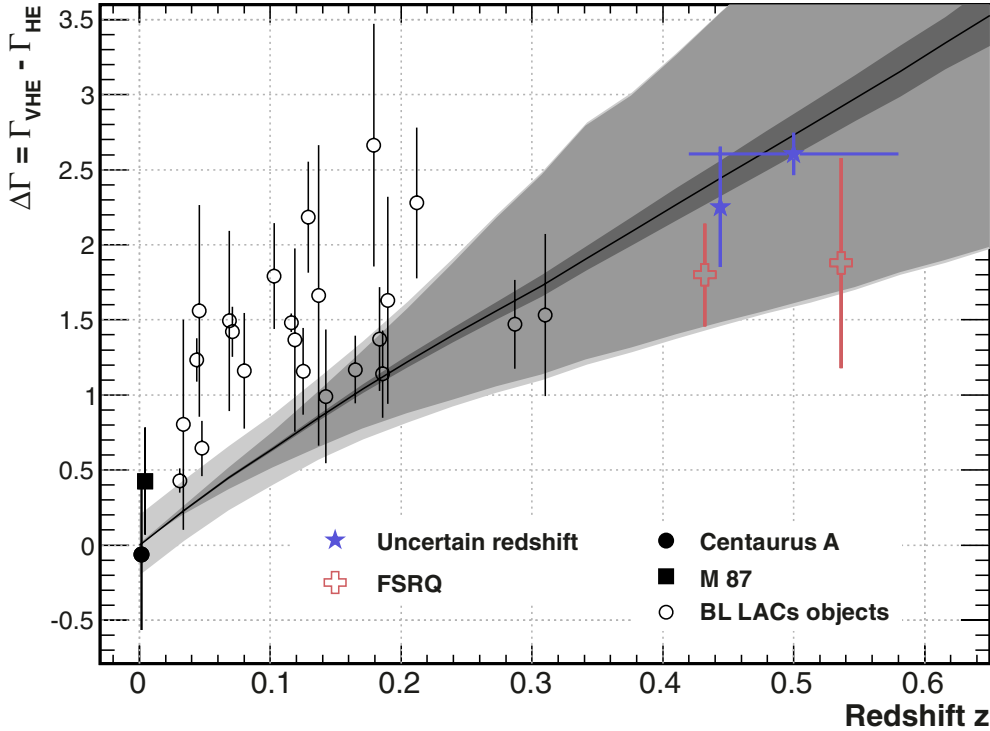
In the second model we applied a scaling factor,  $\alpha$ , to the EBL model of Fra08, which resulted in an expected break of

$$\Delta\Gamma_{\text{EBL}i}(\alpha) = \Delta\Gamma_{\text{EBL}}(E_i, z_i|\alpha) = \alpha\Delta\Gamma_{\text{Fra08}}(E_i, z_i), \quad (2)$$

where  $\Delta\Gamma_{\text{Fra08}}(E_i, z_i)$ , was calculated for each source as in Sect. 3.2.

For both models, the posterior probability is computed and the results are given in Table 2. Figure 2 depicts the resulting  $\Delta\Gamma$  for each model, using the mean value (i.e.,  $\langle a \rangle$  and  $\langle \alpha \rangle$ ) and the 95% confidence level (CL) lower limit (i.e.,  $a_{P<95\%}$  and  $\alpha_{P<95\%}$ ).

The Bayesian model gives a value of  $\langle a \rangle = 5.37 \pm 0.65$  and a 95% CL upper limit of 6.44 for the linear EBL model, which is significantly less than the value of  $8.4 \pm 1.0$  reported by [Yang & Wang \(2010\)](#) using a simple  $\chi^2$  fit, which did not account for the intrinsic breaks. [Stecker & Scully \(2010\)](#) found that their *baseline model* can be approximated by a linear coefficient of 7.99,



**Fig. 1.** Value of  $\Delta\Gamma$  as a function of the redshift  $z$ . The black line is the theoretical break obtained with the Franceschini et al. (2008) model. The uncertainties due to the energy resolution of IACTs (dark gray), the different threshold energies (medium gray), and the systematic errors of 0.2 (light gray) are shown. The FSRQs and the BL Lacs with uncertain redshift are shown for illustration.

**Table 2.** Summary of results with the linear parametrization and scaled Franceschini et al. (2008) EBL model obtained with the Bayesian approach described in the text.

Parameter	Linear model	Parameter	Scaled Fra08 model
Mean value: $\langle a \rangle$	5.37	Mean value: $\langle \alpha \rangle$	0.85
RMS: $\sqrt{\langle a^2 \rangle - \langle a \rangle^2}$	0.65	RMS: $\sqrt{\langle \alpha^2 \rangle - \langle \alpha \rangle^2}$	0.10
Upper limit: $a_{P<95\%}$	6.44	Upper limit: $\alpha_{P<95\%}$	1.02
Lower limit: $a_{P>5\%}$	4.32	Lower limit: $\alpha_{P>5\%}$	0.69

which cannot be reconciled with the results presented here. The null hypothesis, i.e., that there is no dependence of  $\Delta\Gamma$  with the redshift ( $a = 0$ ), is rejected at more than  $8\sigma$ . The spectral break predicted using the model of Fra08 is in good agreement with the data; the mean scaling factor is  $\langle \alpha \rangle = 0.85 \pm 0.10$  and the 95% CL limit is  $\alpha < 1.02$ .

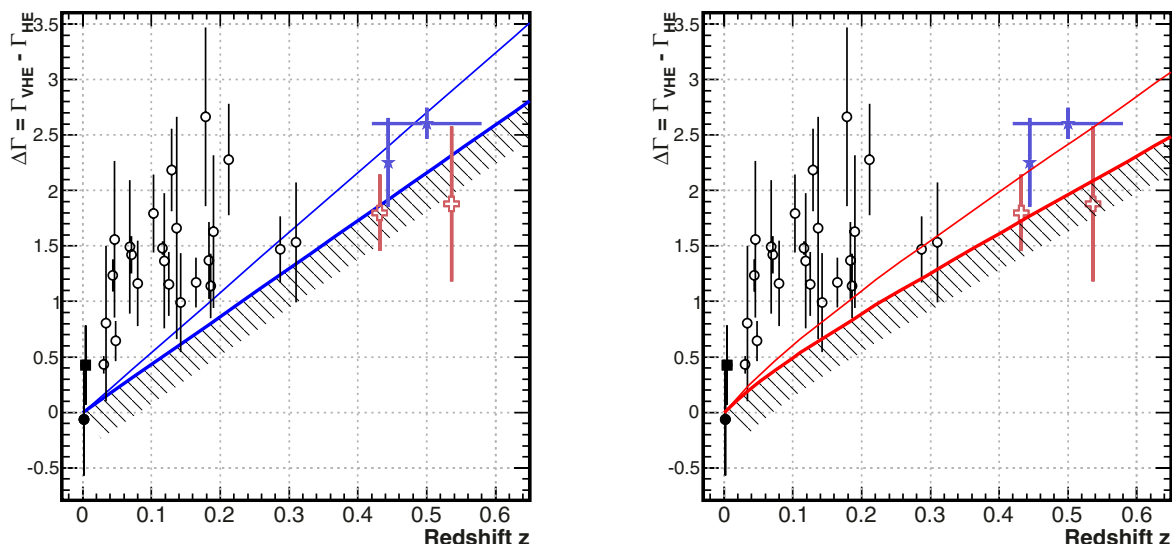
#### 4. Conclusions and perspectives

We have shown that broad-band  $\gamma$ -ray spectra (from  $\sim 100$  MeV to a few TeV) carry the imprint of the EBL and provide a unique dataset to probe its properties. The redshift dependence of the difference of the photon indexes in VHE and HE range,  $\Delta\Gamma$ , is found to be compatible with expectations from EBL attenuation. The Pearson correlation coefficient shows that  $\Delta\Gamma$  and  $z$  are significantly correlated. We developed a Bayesian model to fit the dataset, accounting for intrinsic spectral softening, and find that the EBL density is consistent with the value predicted by Franceschini et al. (2008). Similar results have been found by Ackermann et al. (2012) and Abramowski et al. (2013), who modeled the EBL-absorbed spectra of AGNs detected in the HE and VHE regimes and found scaling factors of  $\alpha_{\text{Fermi}} = 1.02 \pm 0.23$  and  $\alpha_{\text{HESS}} = 1.27^{+0.18}_{-0.15}$ , respectively. Their approach has the potential to be more powerful than that used here, since it can probe the features of the EBL-absorption signature as a function of energy. However, their approach is more reliant on the

detailed modeling of the intrinsic spectra of the objects and of the EBL density and does not take advantage of the wider energy band available when the HE and VHE observations are combined. The two approaches are complementary and yield roughly compatible results within the combined statistical and systematic errors. Taking only the statistical errors, a  $\chi^2$  fit to the HESS, Fermi, and our results gives a mean value of  $\alpha_{\text{combined}} \approx 0.98$  and a value of  $\chi^2 = 5.45$  for two degrees of freedom, compatible with the hypothesis that the values are consistent at the  $1.85\sigma$  level. Our model also offers a simple prescription for constraining the redshift of a GeV-TeV sources based on their measured value of  $\Delta\Gamma$  (see Appendix A). Applying our findings to PG 1553+113 and 3C 66A leads to  $z < 0.64$  and  $z < 0.55$ , respectively, in good agreement with the spectroscopic constraints.

No sources have breaks significantly smaller than  $\Delta\Gamma_{\text{EBL}}$ . Significant deviations from the expected EBL-induced spectral breaks could indicate either that there is concave curvature in the intrinsic spectrum of the source or that other processes are at play during the propagation of  $\gamma$  rays, such as cosmic-ray interactions along the line of sight, which create spectral softening in high-redshift source spectra (Essey & Kusenko 2012). Our findings indicate that experimental uncertainties need to improve and firmer redshift estimations be established before the significance of this effect can be assessed.

The recent commissioning of the 28 m H.E.S.S. 2 telescope, the commissioning of the upgraded MAGIC telescopes, and the



**Fig. 2.** Value of  $\Delta\Gamma$  as a function of the redshift  $z$ . Overlaid are the predicted breaks obtained from the Bayesian fit (simple line), as well as the 95% CL lower limits (hashed area). *Left* is the linear approximation (Eq. (1)) and *right* is the scaled model of Fra08 (Eq. (2)). For both models, none of the sources are significantly lower than the 95% CL lower limit. The symbols are described in Fig. 1.

upgrade of the VERITAS cameras and trigger should increase the distance at which new blazars can be detected, while the planned CTA project (Actis et al. 2011) should reduce the uncertainties mentioned above due to its superior sensitivity. Finally, a useful feature of studies of spectral breaks vs. redshift, such as this one, is their capacity to provide distance estimations for BL Lacs (see, e.g., Abdo et al. 2010b; Prandini et al. 2010, 2012), since an estimated 50% of this population has an unknown or uncertain redshift.

## References

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, *ApJ*, 707, 1310  
 Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010a, *ApJ*, 722, 520  
 Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010b, *ApJ*, 708, 1310  
 Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., et al. 2010, *A&A*, 516, A56  
 Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., et al. (H.E.S.S. Collaboration) 2012a, *A&A*, 538, A103  
 Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., et al. 2012b, *A&A*, 542, A94  
 Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., et al. 2013, *A&A*, 550, A4  
 Acciari, V. A., Aliu, E., Arlen, T., et al. 2010, *ApJ*, 715, L49  
 Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., et al. 2010, *A&A*, 511, A52  
 Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2011, *ApJ*, 743, 171  
 Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2012, *Science*, 338, 1190  
 Actis, M., Agnetta, G., Aharonian, F., et al. 2011, *Exp. Astron.*, 32, 193  
 Aharonian, F. A., Timokhin, A. N., & Plyasheshnikov, A. V. 2002, *A&A*, 384, 834  
 Aharonian, F., Akhperjanian, A., Beilicke, M., et al. 2003, *A&A*, 403, 523  
 Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *Nature*, 440, 1018  
 Aharonian, F. A., Khaghulyan, D., & Costamante, L. 2008, *MNRAS*, 387, 1206  
 Ahrendt, P. 2005, *The Multivariate Gaussian Probability Distribution*, Tech. Rep. IMM3312, DTU  
 Aleksić, J., Antonelli, L. A., Antoranz, P., et al. 2011, *ApJ*, 730, L8  
 Aleksić, J., Alvarez, E. A., Antonelli, L. A., et al. 2012a, *A&A*, 539, A118  
 Aleksić, J., Alvarez, E. A., Antonelli, L. A., et al. 2012b, *ApJ*, 748, 46  
 Aliu, E., Aune, T., Beilicke, M., et al. 2011, *ApJ*, 742, 127  
 Aliu, E., Archambault, S., Arlen, T., et al. (VERITAS Collaboration) 2012, *ApJ*, 750, 94  
 Anderhub, H., Antonelli, L. A., Antoranz, P., et al. 2009, *ApJ*, 704, L129  
 Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1071  
 Band, D. L., & Grindlay, J. E. 1985, *ApJ*, 298, 128  
 Benbow, W., & The VERITAS Collaboration. 2011, in *Proc 32nd Intl. Cosmic Ray Conf.*, Beijing [arXiv:1110.0038]  
 Coppi, P. S., & Aharonian, F. A. 1999, *Astropart. Phys.*, 11, 35  
 D’Avezac, P., Dubus, G., & Giebels, B. 2007, *A&A*, 469, 857  
 De Angelis, A., Mansutti, O., Persic, M., & Roncadelli, M. 2009, *MNRAS*, 394, L21  
 Dwek, E., & Krennrich, F. 2005, *ApJ*, 618, 657  
 Essey, W., & Kusenko, A. 2012, *ApJ*, 751, L11  
 Franceschini, A., Rodighiero, G., & Vaccari, M. 2008, *A&A*, 487, 837  
 Gelman, A., Carlin, J. B., Stern, H. S., & Rubin, D. B. 2003, *Bayesian Data Analysis*, 2nd edn. (Chapman and Hall/CRC)  
 Hauser, M. G., & Dwek, E. 2001, *ARA&A*, 39, 249  
 Lefa, E., Kelner, S. R., & Aharonian, F. A. 2012, *ApJ*, 753, 176  
 Madau, P., & Pozzetti, L. 2000, *MNRAS*, 312, L9  
 Massaro, E., Tramacere, A., Perri, M., Giommi, P., & Tosti, G. 2006, *A&A*, 448, 861  
 Meyer, M., Raue, M., Mazin, D., & Horns, D. 2012, in *High Energy Gamma-Ray Astronomy: 5th International Meeting on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, AIP Conf. Proc., 1505, 602  
 Mori, M. 2009, *J. Phys. Soc. Jpn*, 78, 78  
 Neronov, A., & Vovk, I. 2010, *Science*, 328, 73  
 Orr, M. R., Krennrich, F., & Dwek, E. 2011, *ApJ*, 733, 77  
 Perlman, E. S., Madejski, G., Georganopoulos, M., et al. 2005, *ApJ*, 625, 727  
 Prandini, E., Bonnoli, G., Maraschi, L., Mariotti, M., & Tavecchio, F. 2010, *MNRAS*, 405, L76  
 Prandini, E., Bonnoli, G., & Tavecchio, F. 2012, *A&A*, 543, A111  
 Protheroe, R. J. 1986, *MNRAS*, 221, 769  
 Punch, M., Akerlof, C. W., Cawley, M. F., et al. 1992, *Nature*, 358, 477  
 Sitarek, J., & Bednarek, W. 2008, *MNRAS*, 391, 624  
 Stecker, F. W., & Scully, S. T. 2006, *ApJ*, 652, L9  
 Stecker, F. W., & Scully, S. T. 2010, *ApJ*, 709, L124  
 Wakely, S. P., & Horan, D. 2008, in *International Cosmic Ray Conference*, 3, 1341  
 Yang, J., & Wang, J. 2010, *A&A*, 522, A12

## Appendix A: Bayesian model

### A.1. Development of the model

To extract information about the EBL density from the data presented in Fig. 1, we develop a ‘‘hierarchical’’ Bayesian model (using the terminology of Gelman et al. 2003), which is described by source-by-source spectral parameters and global parameters specifying, among other things, the EBL density of primary interest here. We use a Bayesian methodology to write the posterior density for the model parameters, marginalize over the source-by-source parameters that are not of interest, and produce estimates and confidence intervals for the EBL density.

In the development below, we make repeated use of the conditional probability rule (CPR) that the joint probability of two (sets of) events  $A$  and  $B$ ,  $P(A, B)$ , can be expressed as  $P(A, B) = P(A|B)P(B)$ . If the two events are independent this becomes  $P(A, B) = P(A)P(B)$ . We also frequently use the rule for *marginalizing* (or integrating) over unwanted parameters,  $P(A) = \int P(A, B)dB$ . Finally, we use the standard identity for the product of two Gaussians (see, e.g., Ahrendt 2005). In particular, if  $N(x|\mu, \sigma^2)$  denotes a Gaussian distribution with mean  $\mu$  and variance  $\sigma^2$ , then

$$\int_{-\infty}^{\infty} N(x|\mu_1, \sigma_1^2)N(x|\mu_2, \sigma_2^2)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)^{\frac{1}{2}}}} \exp\left\{-\frac{(\mu_1 - \mu_2)^2}{2(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}\right\}. \quad (\text{A.1})$$

The dataset to be modeled consists of  $N$  GeV and TeV spectral measurements,  $\Gamma_{Gi}^M$  and  $\Gamma_{Ti}^M$  with measurement variances of  $\sigma_{Gi}^2$  and  $\sigma_{Ti}^2$ , and redshifts  $z_i$  (which are themselves not considered as measurement data). In what follows we refer frequently to the measured spectral break,  $\Delta\Gamma_i^M = \Gamma_{Ti}^M - \Gamma_{Gi}^M$ . We write the dataset as  $Y = \{\Gamma_{Gi}^M, \Gamma_{Ti}^M\}$ .

Each source is parametrized by four values, the intrinsic spectral indexes in the GeV and TeV regimes,  $\Gamma_{Gi}^I$  and  $\Gamma_{Ti}^I$ , and the spectral indexes after absorption by the EBL,  $\Gamma_{Gi}^A$  and  $\Gamma_{Ti}^A$ . In what follows we refer frequently to the intrinsic spectral break,  $\Delta\Gamma_i^I = \Gamma_{Ti}^I - \Gamma_{Gi}^I$ . The global parameters that describe the EBL absorption itself are denoted abstractly as  $G$  and we write the set of all parameters of the model as  $\Theta = \{\Gamma_{Gi}^I, \Gamma_{Ti}^I, \Gamma_{Gi}^A, \Gamma_{Ti}^A, G\}$ .

Bayes’ theorem allows us to write the posterior probability distribution of the parameters after the measurements have been made,  $P(\Theta|Y)$ , in terms of the standard likelihood of the data,  $P(Y|\Theta)$ , and the prior probability distribution of the model parameters,  $P(\Theta)$ :

$$P(\Theta|Y) \propto P(\Theta)P(Y|\Theta).$$

The relation is written as a proportionality, instead of as an equality, because a global normalization factor has been neglected.

The model has four primary components that we discuss below. These are: (1) the likelihood for the GeV and TeV measurements, given the true absorbed spectral indexes of the sources; (2) a relationship between the absorbed index in the GeV regime and the intrinsic (unabsorbed) index; (3) a relationship for the analogous indexes in the TeV regime; and (4) a specification of how the intrinsic index in the GeV regime is related to the intrinsic index in the TeV regime.

We assume that the measurements of the individual indexes are independent (no correlation between measurements from different sources or between the GeV and TeV bands) and that the

distribution for each measurement ( $\Gamma_{Gi}^M$  or  $\Gamma_{Ti}^M$ ) is Gaussian with mean given by the appropriate absorbed index and with variance given by the measurement errors squared. Therefore, the likelihood is

$$P(Y|\Theta) = \prod_i N(\Gamma_{Gi}^M|\Gamma_{Gi}^A, \sigma_{Gi}^2)N(\Gamma_{Ti}^M|\Gamma_{Ti}^A, \sigma_{Ti}^2).$$

For the prior, we assume that the only link between the source-by-source index parameters for different sources comes through the global parameters  $G$ . Therefore, using the CPR we can write

$$P(\Theta) = P(G) \prod_i P(\Gamma_{Gi}^I, \Gamma_{Ti}^I, \Gamma_{Gi}^A, \Gamma_{Ti}^A|G).$$

It now remains only to describe how the intrinsic and absorbed indexes for each source are related. We assume that the absorbed index in each band depends only on the intrinsic index in that band and on the EBL parameters. Repeatedly applying the CPR, this gives

$$P(\Gamma_{Gi}^I, \Gamma_{Ti}^I, \Gamma_{Gi}^A, \Gamma_{Ti}^A|G) = P(\Gamma_{Gi}^A|\Gamma_{Gi}^I, G)P(\Gamma_{Ti}^A|\Gamma_{Ti}^I, G)P(\Gamma_{Ti}^I, \Gamma_{Gi}^I|G). \quad (\text{A.2})$$

We further assume that there is no absorption in the GeV regime and that the absorption in the TeV regime changes the index in a deterministic way. Specifically, we assume that (i)  $\Gamma_{Gi}^A = \Gamma_{Gi}^I$ , and (ii)  $\Gamma_{Ti}^A = \Gamma_{Ti}^I + \Delta\Gamma_{\text{EBL}}(E_i, z_i|G)$ , where  $\Delta\Gamma_{\text{EBL}}(E_i, z_i|G)$  is a function giving the change in TeV index for a source at redshift  $z_i$  measured at a TeV ‘‘threshold’’ energy of  $E_i$ . This can be expressed in terms of a probability using the Dirac  $\delta$ -function:

$$P(\Gamma_{Gi}^A|\Gamma_{Gi}^I, G) = \delta(\Gamma_{Gi}^A - \Gamma_{Gi}^I) \quad (i)$$

$$P(\Gamma_{Ti}^A|\Gamma_{Ti}^I, G) = \delta(\Gamma_{Ti}^A - \Gamma_{Ti}^I - \Delta\Gamma_{\text{EBL}}(E_i, z_i|G)) \quad (ii).$$

Equation (A.2) then reads

$$P(\Gamma_{Gi}^I, \Gamma_{Ti}^I, \Gamma_{Gi}^A, \Gamma_{Ti}^A|G) = \delta(\Gamma_{Gi}^A - \Gamma_{Gi}^I)\delta(\Gamma_{Ti}^A - \Gamma_{Ti}^I - \Delta\Gamma_{\text{EBL}}(E_i, z_i|G))P(\Gamma_{Ti}^I, \Gamma_{Gi}^I|G).$$

The final and most interesting part of the model is to describe how the intrinsic indexes in the two bands are related. We expand this using the CPR to give

$$P(\Gamma_{Ti}^I, \Gamma_{Gi}^I|G) = P(\Gamma_{Ti}^I|\Gamma_{Gi}^I, G)P(\Gamma_{Gi}^I|G).$$

We adopt a uniform prior for  $\Gamma_{Gi}^I$ ,  $P(\Gamma_{Gi}^I) = 1$  and restrict ourselves to forms for the conditional probability that can be expressed as a function of the intrinsic break,  $P(\Gamma_{Ti}^I|\Gamma_{Gi}^I, G) = P(\Delta\Gamma_i^I|G)$ . We assume that the break for each source is drawn from a single universal distribution that has, at most, some dependence on the global parameter set,  $G$ . The final expression for the prior for the parameters of each source is

$$P(\Gamma_{Gi}^I, \Gamma_{Ti}^I, \Gamma_{Gi}^A, \Gamma_{Ti}^A|G) = \delta(\Gamma_{Gi}^A - \Gamma_{Gi}^I)\delta(\Gamma_{Ti}^A - \Gamma_{Ti}^I - \Delta\Gamma_{\text{EBL}}(E_i, z_i|G))P(\Delta\Gamma_i^I|G).$$

Putting everything together, recognizing that we have not yet discussed the parameters  $G$ , and leaving the exact choice of prior

for the intrinsic break open for the present time, the full posterior density is

$$P\left(\{\Gamma_{Gi}^I, \Gamma_{Ti}^I, \Gamma_{Gi}^A, \Gamma_{Ti}^A\}, G|\{\Gamma_{Gi}^M, \Gamma_{Ti}^M\}\right) \propto P(G) \prod_i P(\Delta\Gamma_i^I|G) N(\Gamma_{Gi}^M|\Gamma_{Gi}^A, \sigma_{Gi}^2) N(\Gamma_{Ti}^M|\Gamma_{Ti}^A, \sigma_{Ti}^2) \times \delta(\Gamma_{Gi}^A - \Gamma_{Gi}^I) \delta(\Gamma_{Ti}^A - \Gamma_{Ti}^I - \Delta\Gamma_{EBL}(E_i, z_i|G)).$$

We marginalize over the parameters that are not of interest,  $\Gamma_{Gi}^I$ ,  $\Gamma_{Ti}^I$ ,  $\Gamma_{Gi}^A$ , and  $\Gamma_{Ti}^A$  to give the posterior probability for the global parameters  $G$ . The integrals over the parameters for each source can be done separately:

$$\mathcal{I}_i = \int d\Gamma_{Gi}^I \int d\Gamma_{Ti}^I \int d\Gamma_{Gi}^A \int d\Gamma_{Ti}^A P(\Delta\Gamma_i^I|G) N(\Gamma_{Gi}^M|\Gamma_{Gi}^A, \sigma_{Gi}^2) N(\Gamma_{Ti}^M|\Gamma_{Ti}^A, \sigma_{Ti}^2) \times \delta(\Gamma_{Gi}^A - \Gamma_{Gi}^I) \delta(\Gamma_{Ti}^A - \Gamma_{Ti}^I - \Delta\Gamma_{EBL}(E_i, z_i|G)).$$

The integrals over  $\Gamma_{Gi}^A$  and  $\Gamma_{Ti}^A$  can be done immediately against the delta functions to give

$$\mathcal{I}_i = \int d\Gamma_{Gi}^I \int d\Gamma_{Ti}^I P(\Delta\Gamma_i^I|G) \times N(\Gamma_{Gi}^M|\Gamma_{Gi}^I, \sigma_{Gi}^2) N(\Gamma_{Ti}^M|\Gamma_{Ti}^I + \Delta\Gamma_{EBL}(E_i, z_i|G), \sigma_{Ti}^2).$$

Making a change of integration variable from  $\Gamma_{Ti}^I$  to  $\Delta\Gamma_i^I$ , the Gaussians can be manipulated to give

$$\mathcal{I}_i = \int d(\Delta\Gamma_i^I) P(\Delta\Gamma_i^I|G) \int d\Gamma_{Gi}^I \times N(\Gamma_{Gi}^I|\Gamma_{Gi}^M, \sigma_{Gi}^2) N(\Gamma_{Gi}^I|\Gamma_{Ti}^M - \Delta\Gamma_i^I - \Delta\Gamma_{EBL}(E_i, z_i|G), \sigma_{Ti}^2).$$

The second integral can be evaluated using Eq. (A.1). Putting all the source integrals together gives the general expression

$$P(G|\{\Gamma_{Gi}^M, \Gamma_{Ti}^M\}) \propto P(G) \prod_i \int d(\Delta\Gamma_i^I) P(\Delta\Gamma_i^I|G) N(\Delta\Gamma_i^I|\Delta\Gamma_i^M - \Delta\Gamma_{EBL}(E_i, z_i|G), \sigma_{Gi}^2 + \sigma_{Ti}^2). \quad (\text{A.3})$$

## A.2. Various priors for $\Delta\Gamma_i^I$

We examine three concrete cases for  $P(\Delta\Gamma_i^I|G)$ . The first two are based on simple assumptions and result in analytic expressions for the full posterior probability that are easy to understand. The final prior distribution is derived from Monte Carlo realizations of an SSC model, as described in Appendix B.1. The results from this final case are presented in Sect. 3.3. Here we develop the first two cases. A relatively weak assumption is that the TeV index can be no harder than the GeV index. It would seem reasonable to express this using the Heaviside step function,  $\Theta(x)$ , as

$$P(\Delta\Gamma_i^I|G) = \Theta(\Delta\Gamma_i^I). \quad (\text{A.4})$$

However, this is unsatisfactory, as it asserts that the mean intrinsic break is infinite,  $\langle\Delta\Gamma_i^I\rangle \rightarrow \infty$ , which is clearly not realistic. As seen below, this results in an unphysical posterior distribution.

To remedy this failing, we instead assume that the prior distribution of the intrinsic break is given by a Gaussian, truncated at negative values:

$$P(\Delta\Gamma_i^I|G) = \Theta(\Delta\Gamma_i^I) N(\Delta\Gamma_i^I|\mu_I, \sigma_I^2). \quad (\text{A.5})$$

In this case the prior is parametrized by two values,  $\mu_I$  and  $\sigma_I$ , which must be either estimated in the problem (i.e., added to the global parameter set  $G$ ) or specified externally. We will simply assume  $\mu_I = 0$  and derive the results for various reasonable values of  $\sigma_I$ .

Equation (A.3) can be used to calculate the posterior distribution in the three cases for  $P(\Delta\Gamma_i^I)$  discussed above. In the second case, with the prior given by Eq. (A.5), the final integration can be done to give, after applying the formula for the product of Gaussians,

$$P(G|\{\Gamma_{Gi}^M, \Gamma_{Ti}^M\}, \mu_I = 0, \sigma_I) \propto P(G) \prod_i \exp\left\{-\frac{(\Delta\Gamma_{EBL}(E_i, z_i|G) - \Delta\Gamma_i^M)^2}{2(\sigma_{Gi}^2 + \sigma_{Ti}^2 + \sigma_I^2)}\right\} \times \text{erfc}\left\{\frac{\sigma_I(\Delta\Gamma_{EBL}(E_i, z_i|G) - \Delta\Gamma_i^M)}{\sqrt{2}(\sigma_{Gi}^2 + \sigma_{Ti}^2)^{\frac{1}{2}}(\sigma_{Gi}^2 + \sigma_{Ti}^2 + \sigma_I^2)^{\frac{1}{2}}}\right\}, \quad (\text{A.6})$$

where  $\text{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty dx' e^{-x'^2}$  is the complementary error function.

It is instructive to examine the two limiting cases of  $\sigma_I = 0$  and  $\sigma_I \rightarrow \infty$ . In the first case, we arrive at

$$\log P(G|\{\Gamma_{Gi}^M, \Gamma_{Ti}^M\}, \mu_I = 0, \sigma_I = 0) \propto \sum_i \frac{(\Delta\Gamma_{EBL}(E_i, z_i|G) - \Delta\Gamma_i^M)^2}{\sigma_{Gi}^2 + \sigma_{Ti}^2},$$

which is exactly the expression that would result from a simple least-squares fit to the measured spectral breaks. In the second case ( $\sigma_I \rightarrow \infty$ ), we have

$$P(G|\{\Gamma_{Gi}^M, \Gamma_{Ti}^M\}, \mu_I = 0, \sigma_I \rightarrow \infty) \propto \prod_i \text{erfc}\left\{\frac{\Delta\Gamma_{EBL}(E_i, z_i|G) - \Delta\Gamma_i^M}{\sqrt{2}(\sigma_{Gi}^2 + \sigma_{Ti}^2)^{\frac{1}{2}}}\right\}, \quad (\text{A.7})$$

which is the same expression as would be derived starting from the prior given by Eq. (A.4). We therefore have an expression that transforms continuously between the two clearly identifiable extremities as a function of  $\sigma_I$ .

As described in Sect. 3.3, we attempt to derive constraints on two simple models for the EBL: (1) a linear approximation, given by Eq. (1), and (2) a scaling of the EBL model of Franceschini et al. (2008), as described by Eq. (2). In both cases, we assume a uniform prior in the positive region of the parameter space for  $\alpha$ ,  $P(\alpha) = \Theta(\alpha)$  and  $\alpha$ ,  $P(\alpha) = \Theta(\alpha)$ , respectively.

Using either of these, the deficiencies in the model given by Eq. (A.4) is finally evident. Combining Eqs. (2) and (A.7), we get

$$P(\alpha|\{\Gamma_{Gi}^M, \Gamma_{Ti}^M\}, \mu_I = 0, \sigma_I \rightarrow \infty) \propto \Theta(\alpha) \prod_i \text{erfc}\left\{\frac{\alpha\Delta\Gamma_{\text{Fra08}}(E_i, z_i) - \Delta\Gamma_i^M}{\sqrt{2}(\sigma_{Gi}^2 + \sigma_{Ti}^2)^{\frac{1}{2}}}\right\}. \quad (\text{A.8})$$

**Table A.1.** Summary of results from Bayesian model with different priors.

Parameter	Half-Gaussian prior (Eq. (A.5), $\mu_1 = 0$ )				SSC prior (Fig. B.1)
	$\sigma_1 = 0.25$	$\sigma_1 = 0.5$	$\sigma_1 = 1$	$\sigma_1 = 2.0$	
Mean value: $\langle a \rangle$	7.40	6.04	4.64	3.12	5.37
RMS: $\sqrt{\langle a^2 \rangle - \langle a \rangle^2}$	0.55	0.64	0.84	1.24	0.65
Upper limit: $a_{P<95\%}$	8.29	7.08	5.97	5.02	6.4
Lower limit: $a_{P>5\%}$	6.5	4.99	3.20	0.9	4.32
Mean value: $\langle \alpha \rangle$	1.16	0.96	0.74	0.50	0.85
RMS: $\sqrt{\langle \alpha^2 \rangle - \langle \alpha \rangle^2}$	0.08	0.10	0.13	0.20	0.10
Upper limit: $\alpha_{P<95\%}$	1.31	1.12	0.95	0.80	1.02
Lower limit: $\alpha_{P>5\%}$	1.03	0.80	0.52	0.15	0.69

**Table A.2.** Prediction of mean redshift value  $\langle z \rangle$  and upper limit  $z_{P<95\%}$  for a give value of  $\Delta\Gamma$ .

$\Delta\Gamma$	$\langle z \rangle$	$z_{P<95\%}$
0.5	0.07	0.14
1.0	0.12	0.24
1.5	0.19	0.34
2.0	0.26	0.46
2.5	0.34	0.60
3.0	0.43	0.75
3.5	0.53	0.86
4.0	0.62	0.95

The most probable value occurs at  $\alpha = 0$ , which is consistent with the assertion in this case that  $\langle \Delta\Gamma_1^1 \rangle \rightarrow \infty$ .

The results in Sect. 3.3 are derived from combining Eqs. (1) (or (2)) and (A.3) with the prior calculated in Appendix B.1 and integrating numerically.

### A.3. Results with different priors

Table A.1 presents the results obtained with the half-Gaussian prior of Eq. (A.5) (with  $\mu_1 = 0$ ) for four values for the variance of the distribution of the intrinsic break,  $\sigma_1 = 0.25, 0.5, 1.0$ , and  $2.0$ , and using the prior derived from SSC modeling, illustrated in Fig. B.1.

With increasing value of  $\sigma_1$ , the most probable value of  $a$  or  $\alpha$  decreases, since a lower EBL-induced break is needed to reproduce the data. Results derived with values of  $\sigma_1 = 0.5$  and  $1.0$  are in good agreement with those from the SSC model.

### A.4. Constraints on the redshift

The Bayesian methodology can also be used to constrain the redshifts of GeV-TeV blazars from their measured spectral breaks. In the case of a single source, Eqs. (A.3) and (2) can be adopted to express the posterior probability for the parameters  $G = \{\alpha, z\}$ , given their priors  $P(\alpha)$  and  $P(z)$ <sup>4</sup>. This can then be marginalized over  $\alpha$  to give

$$P(z|\Gamma_G^M, \Gamma_T^M) \propto P(z) \int d\alpha P(\alpha) \int d(\Delta\Gamma^1) P(\Delta\Gamma^1) \times N(\Delta\Gamma^1|\Delta\Gamma^M - \alpha\Delta\Gamma_{\text{Fra08}}(E, z|G), \sigma_G^2 + \sigma_T^2). \quad (\text{A.9})$$

The prior for the redshift,  $P(z)$ , could be estimated from the redshift distribution of detected GeV-TeV detected blazars, i.e.,

<sup>4</sup> We neglect the dependence of the prior for  $z$  on the strength of the EBL ( $\alpha$ ), i.e., we assume incorrectly that  $P(z|\alpha) = P(z)$ .

from the values presented in Table 1. However, the true distribution is probably not well represented by the small number of sources detected, so we seek an alternative approach. Another option is to use a flat distribution, which is conservative but also unrealistic. We instead compromise and use the distribution of 2FGL BL Lac objects and unknown AGN. Since *Fermi* AGN are detected to higher redshifts than those at TeV energies, this should still be a conservative approach. For the prior on the EBL scaling,  $P(\alpha)$ , we use the positive portion of a Gaussian with mean 1.0 and RMS 0.3,  $P(\alpha) = \Theta(\alpha)N(\alpha|1.0, 0.3^2)$ . Finally, we use the prior on  $\Delta\Gamma^1$  derived from our SSC simulations, as described above.

The mean redshift and upper limits for some values of  $\Delta\Gamma$ , calculated using a typical value of  $\sigma_G^2 + \sigma_T^2 = 0.2^2$ , are given in Table A.2. The corresponding relation between  $\langle z \rangle$  and  $\Delta\Gamma$  can be approximated by

$$\langle z \rangle \approx 0.024 + 0.079\Delta\Gamma + 0.022\Delta\Gamma^2 - 0.0010\Delta\Gamma^3$$

and the relation between  $z_{P<95\%}$  and  $\Delta\Gamma$  by

$$z_{P<95\%} \approx 0.081 + 0.081\Delta\Gamma + 0.080\Delta\Gamma^2 - 0.011\Delta\Gamma^3.$$

## Appendix B: Synchrotron self-Compton simulations

### B.1. Determination of the intrinsic break properties

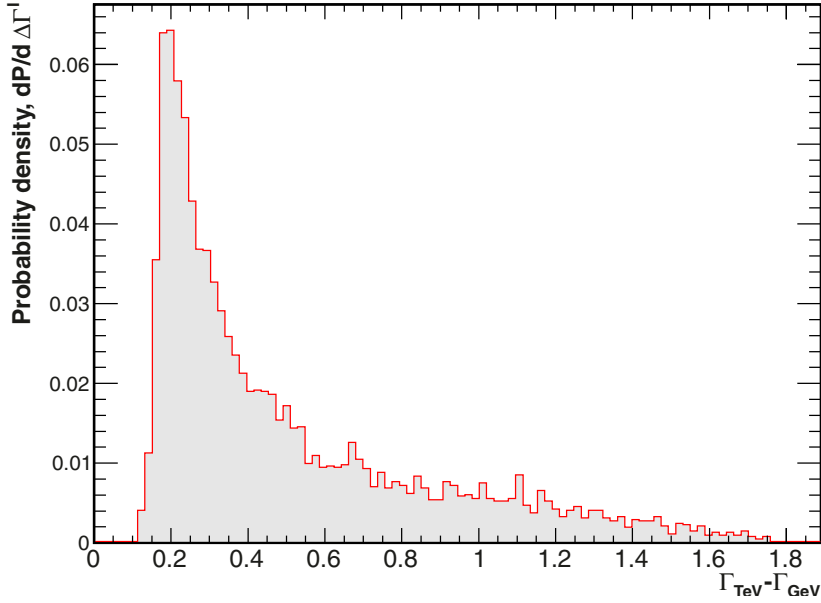
In order to derive a plausible prior probability density for the intrinsic break between HE and VHE for use in the Bayesian model, we produce a set of Monte Carlo simulations of hypothetical BL Lacs using a one-zone SSC model (Band & Grindlay 1985), which is often used to successfully reproduce the time-averaged SEDs from radio to TeV energies.

**Table B.1.** Parameters used for the SSC simulations.

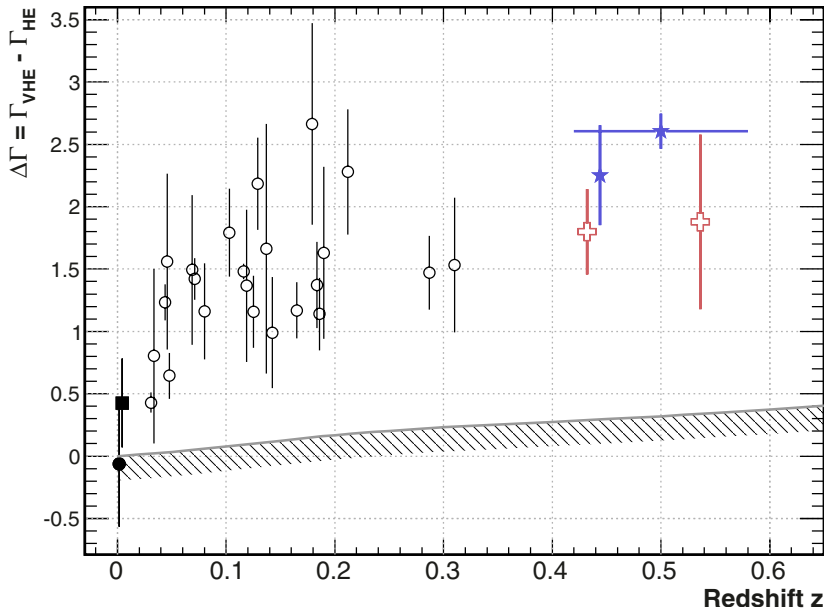
Parameters	Value
$z$	0.1
$R$	$4.5 \times 10^{16}$ cm
$\delta$	20
$p$	2.3
$N_0$	$3 \times 10^3$ cm <sup>-3</sup>
$B$	0.01–0.5 G
$\gamma_{\text{cut}}$	$3 \times 10^4 - 1 \times 10^7$

We assume a spherical emission zone, with a size  $R$ , moving at a bulk Doppler factor  $\delta$ . This region is filled by a uniform magnetic field  $B$ , and a population of electrons with a density  $N_e(\gamma)$  is





**Fig. B.1.**  $\Gamma_{\text{VHE}} - \Gamma_{\text{HE}}$  distribution (red histogram) obtained with the SSC simulations and application of cuts described in the text.



**Fig. B.2.** Value of  $\Delta\Gamma$  as a function of the redshift  $z$ . The gray line is the break due to redshift effect as computed with the SSC simulation.

responsible for the synchrotron emission. The synchrotron photons are upscattered by the same population of electrons to produce  $\gamma$  rays.

The distribution of electrons is described by a power law with an exponential cutoff (Lefa et al. 2012),  $N_e(\gamma) = N_0 \gamma^p \cdot \exp(-\gamma/\gamma_{\text{cut}})$ . The model therefore has three parameters to describe the electron population ( $N_0$ ,  $p$ , and  $\gamma_{\text{cut}}$ ) and four to describe the jet properties ( $z$ ,  $R$ ,  $\delta$ , and  $B$ ). Among these parameters,  $R$ ,  $\delta$ , and  $N_0$  have only an achromatic effect, and  $z$  produces a small K correction, which is evaluated separately in Appendix B.2. The spectral break is also insensitive to the value of the index  $p$  of the electron distribution. The parameters that determine the intrinsic break are therefore  $B$  and  $\gamma_{\text{cut}}$ .

We perform  $10^5$  simulations in which the values of  $B$  and  $\gamma_{\text{cut}}$  are uniformly drawn in the range  $0.01 < B < 0.5 \text{ G}$  and  $3 \times 10^4 < \gamma_{\text{cut}} < 1 \times 10^7$ . The other parameters are kept fixed at the values given in Table B.1, which are typical for BL Lacs.

Since only the BL Lac-type SEDs are of interest in this study, simulations have been removed for which the synchrotron emission peaks at energies lower than 10 eV or higher than 10 MeV

and which have an HE index of  $\Gamma > 2$ . The distribution of the intrinsic break  $\Gamma_{\text{VHE}}^1 - \Gamma_{\text{HE}}^1$ , depicted in Figure B.1, has a sharp rise below 0.2 and a long tail at higher break values.

### B.2. Effects of the energy shift due to the distance

The SSC simulations can be used to evaluate the size of the K correction required to account for the redshifting of the intrinsic spectrum into the fixed HE and VHE observation windows. This effect produces a trend of increasing observed  $\Delta\Gamma$  with  $z$ , even in the absence of EBL absorption.

As before, the SSC parameters are fixed to the values in Table B.1, but with  $B = 0.1 \text{ G}$  and  $\gamma_{\text{cut}} = 1.6 \times 10^5$ . This produces an intrinsic spectrum with  $\Gamma_{\text{HE}}^1 = 1.85$  and  $\Gamma_{\text{VHE}}^1 = 3.04$ , i.e.,  $\Delta\Gamma_1 = 1.19$ . Simulating the same source with redshifts in the range  $10^{-4} < z < 0.7$  and with no EBL absorption leads to an additional component in the observed  $\Delta\Gamma$ , which increases with redshift, as depicted in Fig. B.2. This corresponds to the K correction for this intrinsic spectral shape and is too small to explain the trend observed in the data.

<

### 4.3.3 Quelques conclusions

La Fig. 4.4 présente une mise à jour de la publication présentée ici. Certains auteurs ont rapporté une anomalie dans l'absorption avec un spectre plus dur que prévu après correction de l'EBL. **Ceci se traduirait par une valeur  $\Delta\Gamma$  plus petite, peuplant la partie inférieure droite du graphique. A ce jour, aucun point de mesure n'est présent dans cette partie.** D'autres auteurs sont arrivés aux mêmes conclusions de la non-présence d'une telle anomalie (Biteau & Williams, 2015; Abdollahi et al., 2018). Cependant, un effet de dépendance de l'indice spectral avec  $z$ , à seulement  $2\sigma$ , a été reporté (voir Franceschini, 2021). Possiblement, cet effet est dû à un biais de sélection des instruments au TeV ou encore de la méthode de correction EBL (Franceschini & Rodighiero, 2017) mais cela montre l'intérêt de ce champ de recherche qui sera alimenté par les observations futures.

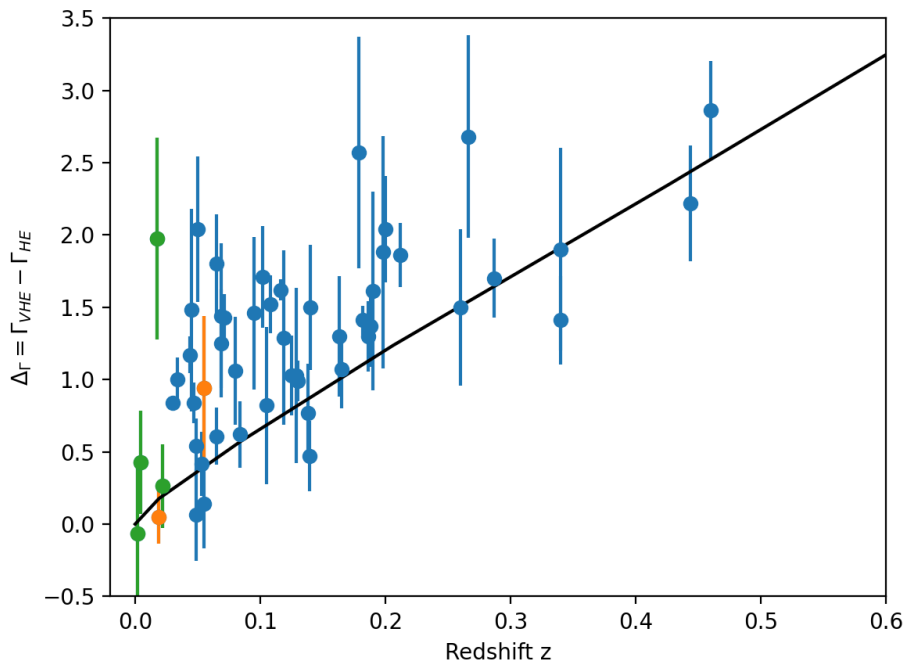


FIGURE 4.4 – Valeur de  $\Delta\Gamma$  en fonction du redshift avec les sources détectées en 2021 et dont le redshift est connu. La ligne noire est la même que celle de la publication reproduite ici.

## 4.4 Mesure de l'EBL avec les données $\gamma$ et notamment de l'expérience HESS

Dans la publication précédente, nous avons fait l'hypothèse que l'absorption causée par l'EBL pouvait être décrite par une loi de puissance. Bien que cette approximation soit valide au pre-

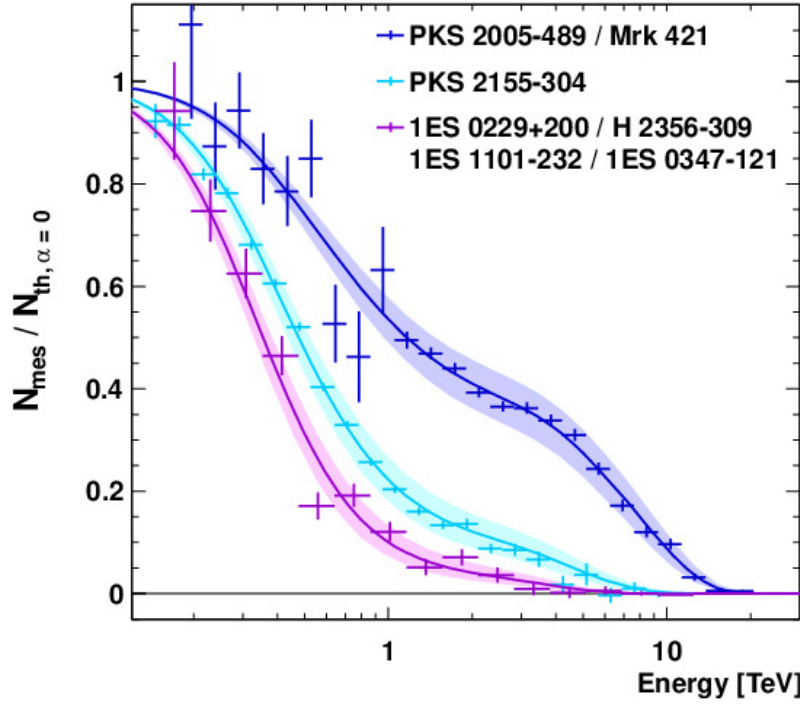


FIGURE 4.5 – Nombre de photons  $\gamma$  divisé par le nombre attendu sans EBL en fonction de l'énergie. Les données sont groupées par redshift. Extrait de H. E. S. S. Collaboration et al. (2013a).

mier ordre, une empreinte due à l'absorption est visible dans les spectres des sources les plus brillantes. La figure 4.5 montre le ratio entre le nombre de photons observés et celui prédit sans EBL et met en avant la présence de cette empreinte et sa dépendance au redshift (H. E. S. S. Collaboration et al., 2013b). Il est alors naturel de rechercher une telle empreinte dans les données en rayons gamma. Ceci a été fait en premier par la collaboration *Fermi*-LAT au dessus du GeV. Dans cette gamme en énergie, les sources relativement lointaines ( $0.2 < z < 16$ ) sont les seules à subir l'absorption EBL et le LAT étudie ainsi la région sub-micrométrique de l'EBL (Ackermann et al., 2012). Les données du LAT ont été analysées avec un modèle spectral corrigé pour l'EBL et un facteur de normalisation  $b$  qui est ajusté et ce dans 3 bandes en redshift.  $b = 0$  signifie qu'il n'y a pas d'absorption EBL et  $b = 1$  que le modèle est correct. L'hypothèse  $b = 0$  a ainsi pu être rejetée à  $6\sigma$ .

Avec suffisamment de données au TeV, il est aussi possible de mesurer les effets de l'EBL et donc la densité de photons. C'est avec cette idée que les données de plusieurs blazars très brillants au TeV ont été analysées et en suivant la méthode utilisée par Ackermann et al. (2012). En écrivant que le spectre observé sur Terre est (H. E. S. S. Collaboration et al., 2013a) :

$$F_{\text{Obs}}(E_\gamma) = e^{-\alpha \times \tau(E_\gamma, z)} F_{\text{Int}}(E_\gamma),$$

il est possible de mesurer la quantité d'EBL présent par le paramètre  $\alpha$  qui agit comme la normalisation de l'absorption, un grand  $\alpha$  représentant un EBL fort. Cette méthode a l'avantage d'être robuste même si elle dépend d'un modèle d'EBL. Il faut aussi déterminer le meilleur spectre

intrinsèque de la source  $F_{\text{Int}}(E_\gamma)$ . Pour cela différentes formes spectrales furent testées :

- Loi de puissance :  $\Phi_{\text{PWL}}(E) = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-a}$ ,
- log-parabola (LP)  $\Phi_{\text{LP}}(E) = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-a-b \ln(E/E_0)}$ ,
- Loi de puissance avec coupure exponentielle (EPWL) :  $\Phi_{\text{EPWL}}(E) = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-a} e^{-E/E_{\text{cut}}}$ ,
- Loi de puissance avec coupure super-exponentielle (SEPWL) :  $\Phi_{\text{SEPWL}}(E) = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-a} e^{-(E/E_{\text{cut}})^\gamma}$ ,
- log-parabola avec coupure exponentielle (ELP) :  $\Phi_{\text{ELP}}(E) = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-a-b \ln(E/E_0)} e^{-E/E_{\text{cut}}}$ ,

La meilleure forme spectrale est choisie en comparant les valeurs des  $\chi^2$  et en prenant le modèle donnant la plus grande valeur de celui-ci. Ceci permet de rendre compte de possibles courbures dans le spectre intrinsèque de la source. **Une fois le modèle spectral choisi, il est possible de construire et minimiser une fonction de vraisemblance (voir De Naurois, 2012) pour chaque source et pour chaque valeur de  $\alpha$ . Une fonction  $\mathcal{L}_i(\alpha)$  est obtenue pour une source  $i$ . Par la suite, la somme  $\sum \mathcal{L}_i$  est effectuée. La figure 4.6 présente les différents scans en fonction de  $\alpha$  pour les sources utilisées. Le profil de likelihood final en fonction de  $\alpha$  donne la meilleure valeur de ce paramètre  $\alpha_b$  et la différence entre la valeur du likelihood pour  $\alpha_b$  et  $\alpha = 0$  donne la significativité de la détection de l'effet de l'EBL.**

Un effet dû à l'EBL est ainsi visible avec une significativité de  $8.8\sigma$ . Au final, une valeur de  $\alpha_b = 1.27^{+0.18}_{-0.15}$  fut dérivée, prédisant un EBL un peu supérieur au modèle de Franceschini et al. (2008).

Utilisant les données publiques de 38 sources correspondant à 106 spectres, Biteau & Williams (2015) ont ainsi montré un effet de l'EBL à  $11\sigma$  et aussi mesuré la densité de photon EBL 0.26 et  $105 \mu\text{m}$ . Ces mesures correspondent une intensité de 6.5% de la brillance du CMB, légèrement plus faible que celle de H. E. S. S. Collaboration et al. (2013a).

Récemment, nous avons revisité cette étude en y ajoutant des sources plus faibles et avec l'idée de mesurer la densité de photons par une approche ne dépendant pas d'un modèle pré-défini d'EBL (H. E. S. S. Collaboration et al., 2017). Ce modèle donne des résultats proches de ceux présentés avant. La figure 4.8 compare les deux résultats pour un redshift  $z = 0.1$  ainsi que celui dérivé dans la publication présentée précédemment.

De manière générale, on note une convergence des valeurs de l'absorption dans les modèles d'EBL présent dans la littérature.

## 4.5 L'éruption de PG 1553+113 : mesure de son redshift

### 4.5.1 PG 1553+113

On l'a dit, l'empreinte de l'EBL est fonction de l'énergie et de la distance de la source. En considérant que la connaissance sur l'EBL est suffisante (ce qui est vrai à quelques pour-cent dans la gamme en énergie qui nous intéresse, voir figure 4.8), il est théoriquement possible de mesurer la distance de certaines sources. C'est particulièrement intéressant pour les BL Lac qui présentent peu de raies d'émission dans leur spectre et dont le redshift est inconnu.

C'est le cas du HBL PG 1553+113 dont le redshift n'était jusqu'encore récemment que peu contraint avec une valeur comprise entre 0.43 et 0.58 (Danforth et al., 2010). Situé dans la constellation du serpent, PG 1553+113 fut découvert par Green et al. (1986) et classifié comme HBL par Giommi et al. (1995). C'est une source très brillante en rayon X (Osterman et al., 2006; Reimer et al., 2008) et aussi en rayon  $\gamma$ . PG 1553+113 fut découvert, en premier lieu, aux THE par H.E.S.S. (Aharonian et al., 2006a, 2008) avec un indice spectral très mou  $\Gamma = 4.0 \pm 0.6$ . Dans les premiers

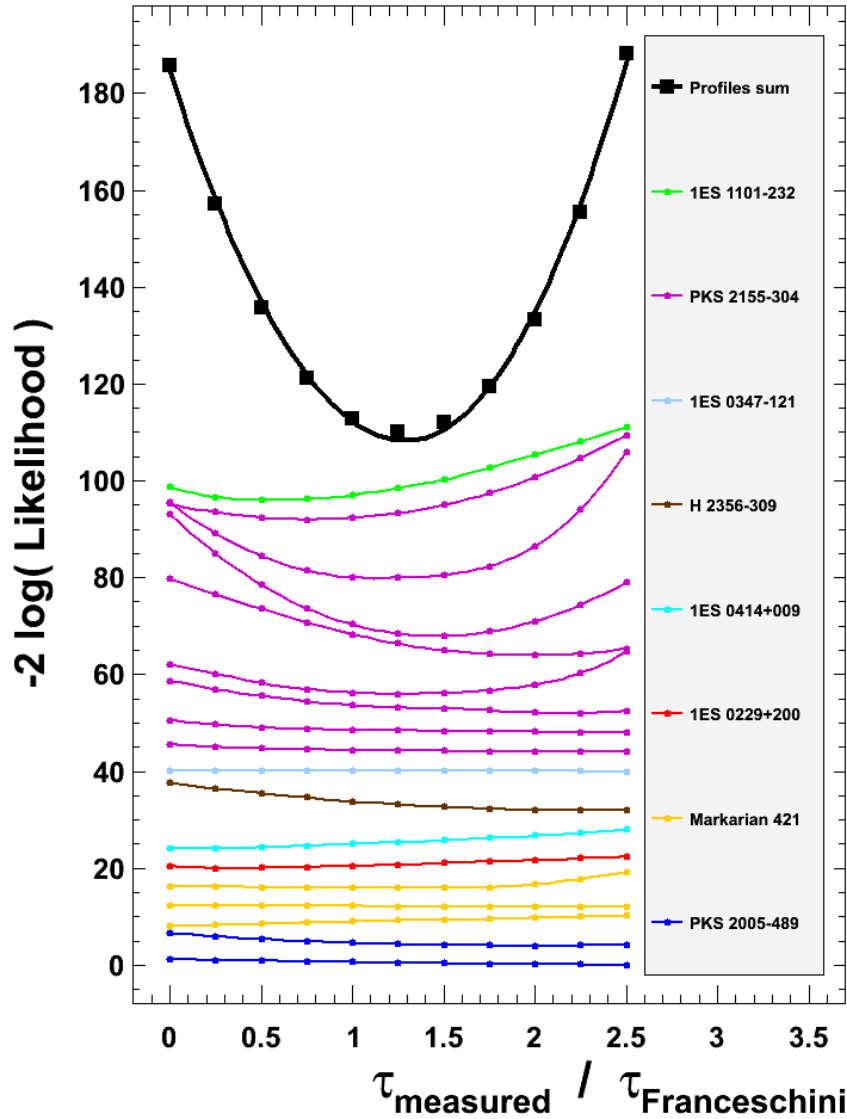


FIGURE 4.6 – Scan des likelihood pour différents jeux de données. La courbe noire est la somme des autres courbes. Extrait de H. E. S. S. Collaboration et al. (2013a).

mois de données de *Fermi*-LAT, la source fut aussi détectée (Abdo et al., 2009e, 2010b) mais avec un indice très dur  $\Gamma = 1.68 \pm 0.03$ , ce qui en fait la source GeV-TeV avec la cassure spectrale la plus importante (Sanchez et al., 2013). La figure 4.9 présente la SED de PG 1553+113 (Abdo et al., 2010b).

En mars 2012, PG 1553+113 entra dans un état éruptif avec un flux au TeV le plus important mesuré pour cette source (Cortina, 2012a) suivi par un second en avril (Cortina, 2012b). Ce second événement fut observé par H.E.S.S. pendant 4 nuits. Jusqu'alors, cette source n'était pas connue comme variable aux THE. Le jeu de données, ainsi collecté, est le plus important jamais

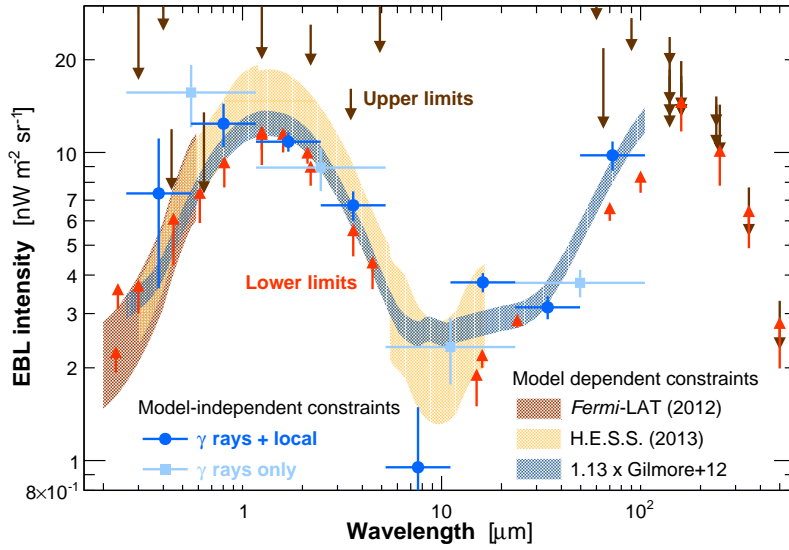


FIGURE 4.7 – Intensité de l’EBL à  $z = 0$ . Le modèle de Biteau & Williams (2015) est présenté par les points bleu. L’utilisation d’un modèle pré-défini normalisé par la zone bleue, celui de H. E. S. S. Collaboration et al. (2013a) par la zone jaune et celui de Ackermann et al. (2012) par la zone rouge.

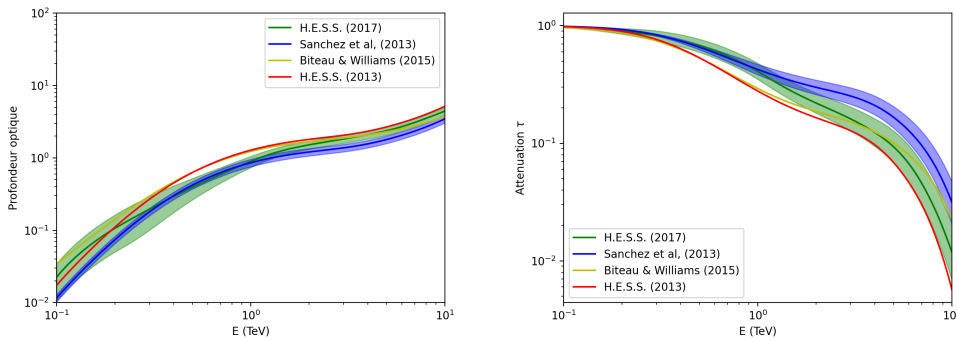


FIGURE 4.8 – Comparaison des profondeurs optiques à  $z = 0.1$  (à gauche) prédites par les modèles présentés ici et des atténuations de ces modèles (à gauche).

obtenu par H.E.S.S. ( $22\sigma$ ) et de plus sur un temps court (2 nuits).

Un des objectifs avec ces données était d’estimer la distance de la source en utilisant une nouvelle technique. Souvent, ce qui est fait est de mettre une limite sur le redshift en se basant sur le fait que le spectre aux HE ne peut pas être plus dur -  $\Gamma_{HE} < \Gamma_{THE}$  - que le spectre aux THE, sauf en invoquant de la nouvelle physique ou une nouvelle composante dans le spectre encore jamais observée dans un blazar. C’est ce qui est usuellement fait car cela ne demande pas une grande statistique.

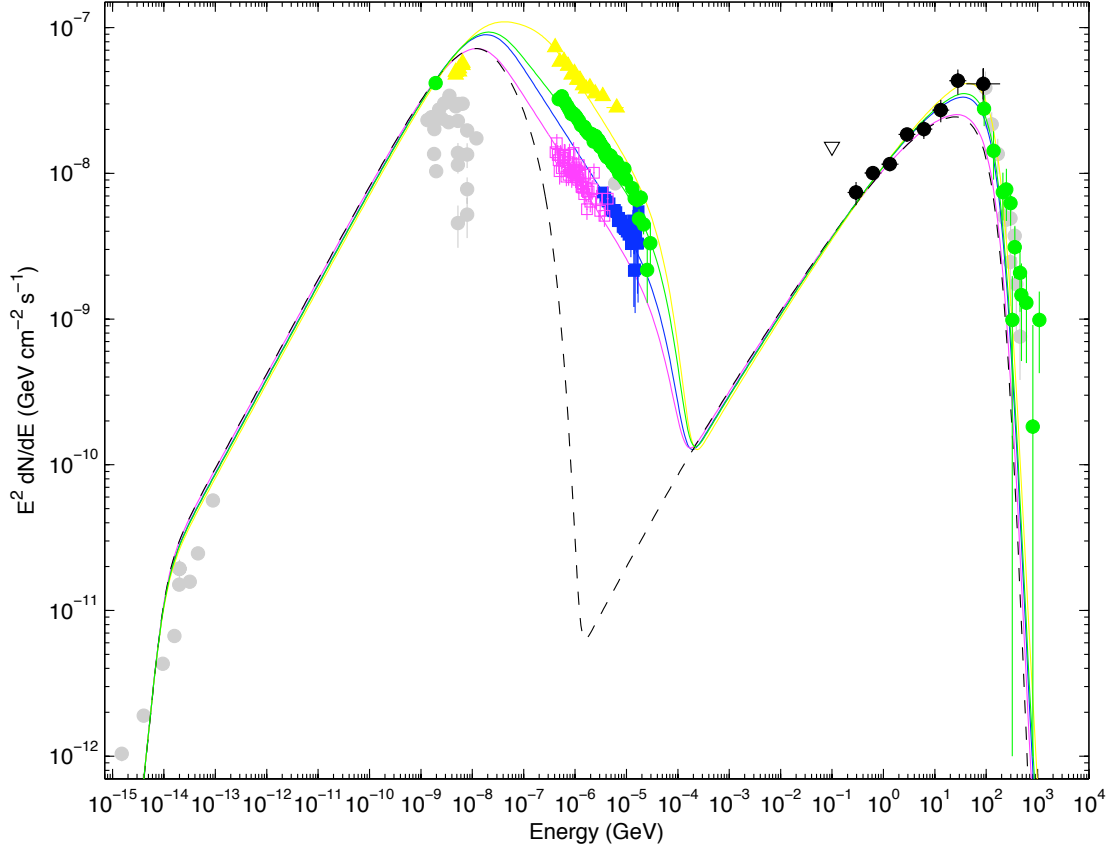


FIGURE 4.9 – SED de PG 1553+113 extraite de Abdo et al. (2010b).

Pour aller plus loin et mesurer vraiment le redshift, il est possible de tirer parti du fait que l’empreinte de l’EBL est particulière. Un simple ajustement (Fig. 4.10) d’une loi de puissance avec l’indice spectral fixé à la valeur mesurée par *Fermi*-LAT corrigée pour l’EBL avec  $z$  comme paramètre libre permet déjà d’estimer la distance. Pour estimer l’indice de loi de puissance, nous avons fait une analyse des données *Fermi*-LAT en dessous de 80 GeV, énergie au delà de laquelle l’effet de l’EBL n’est plus négligeable. Un indice de  $1.68 \pm 0.02$  fut ainsi trouvé et le spectre ajusté aux données H.E.S.S. est :

$$\phi_{int}(E) = N_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-1.68} * \exp(-\tau(E, z))$$

Une valeur de  $z = 0.470 \pm 0.035$  fut dérivée, proche des mesures optiques mais ne prenant cependant pas en compte les incertitudes statistiques ou systématiques.

Dans ce but, un modèle bayésien fut mis en place pour prendre en compte ces incertitudes. Ici encore, on écrit le théorème de Bayes :

$$P(\theta|Y) \propto P(\theta)P(Y|\theta)$$

L’ensemble  $Y$  représente les données H.E.S.S. et *Fermi*-LAT,  $Y = \{\Phi_i, \sigma_i\}$ . Le modèle utilisé est une loi de puissance corrigée pour l’absorption EBL  $\phi_{int}(E) = N_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \times \exp(-\tau(E, z))$

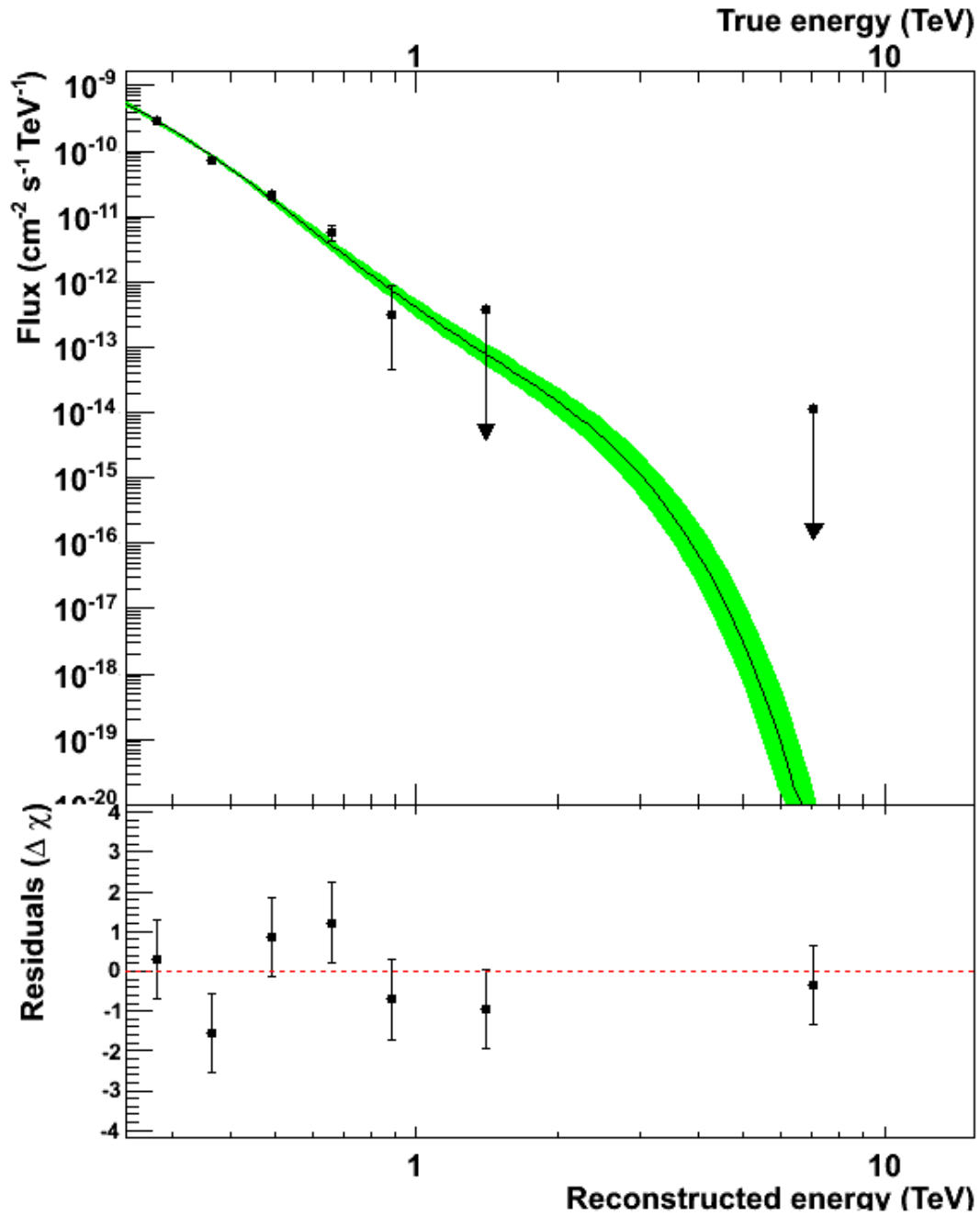


FIGURE 4.10 – Spectre de PG 1553+113 obtenu pendant l'éruption de mars 2012 par H.E.S.S. avec un modèle de loi de puissance corrigée pour l'EBL.

avec pour paramètres  $\theta = \{N_0, \Gamma, z\}$ . Le prior  $P(\theta)$  peut être décomposé en produit de trois priors si on fait l'hypothèse de l'indépendance des paramètres :



$$P(\theta) = P(z|N_0\Gamma)P(N)P(\Gamma)$$

La détermination des priors doit faire le moins d'hypothèses possibles mais aussi être physiquement réaliste. Ainsi le prior sur  $N_0$  est constant. Les données *Fermi*-LAT permettent de construire un prior sur  $\Gamma$  :

$$P(\Gamma) \propto \mathcal{N}(\Gamma, \Gamma_{\text{Fermi}}, \sigma_\Gamma) \text{ si } \Gamma < \Gamma_{\text{Fermi}} \text{ et sinon } P(\Gamma) = \text{constante.}$$

Ici encore  $\mathcal{N}$  est la fonction Gaussienne. Pour le prior sur  $z$ , il serait non physique de le considérer comme constant car le nombre de sources divergerait avec  $z$ . Dans le petit volume qui concerne les détections au TeV, on peut faire l'hypothèse d'un nombre constant de sources dans un élément de volume  $4\pi z^2 dz$  et donc ce nombre évolue comme  $z^2$ . Sans connaissance de la fonction de luminosité des blazars au TeV, c'est à dire de leur distribution en luminosité et redshift, il nous faut faire l'hypothèse qu'elle est constante en fonction de la luminosité. Ainsi le nombre de sources, sous cette hypothèse, avec une luminosité  $L \propto \phi z^2$  est constant. Le flux reçu sur Terre évolue alors comme  $z^{-2} \exp(-\tau(z))$  et on obtient :  $P(z) \propto \exp(-\tau(z))$ .

Il est alors possible de calculer, après marginalisation sur les paramètres de nuisance ( $N_0$  et  $\Gamma$ ), la probabilité pour la valeur de  $z$ . La figure 4.11 présente le prior  $P(z)$  et la probabilité postérieure sur  $z$ . Au final, une valeur de  $z = 0.49 \pm 0.04$  fut dérivée en bon accord avec d'autres mesures indépendantes (Danforth et al., 2010).

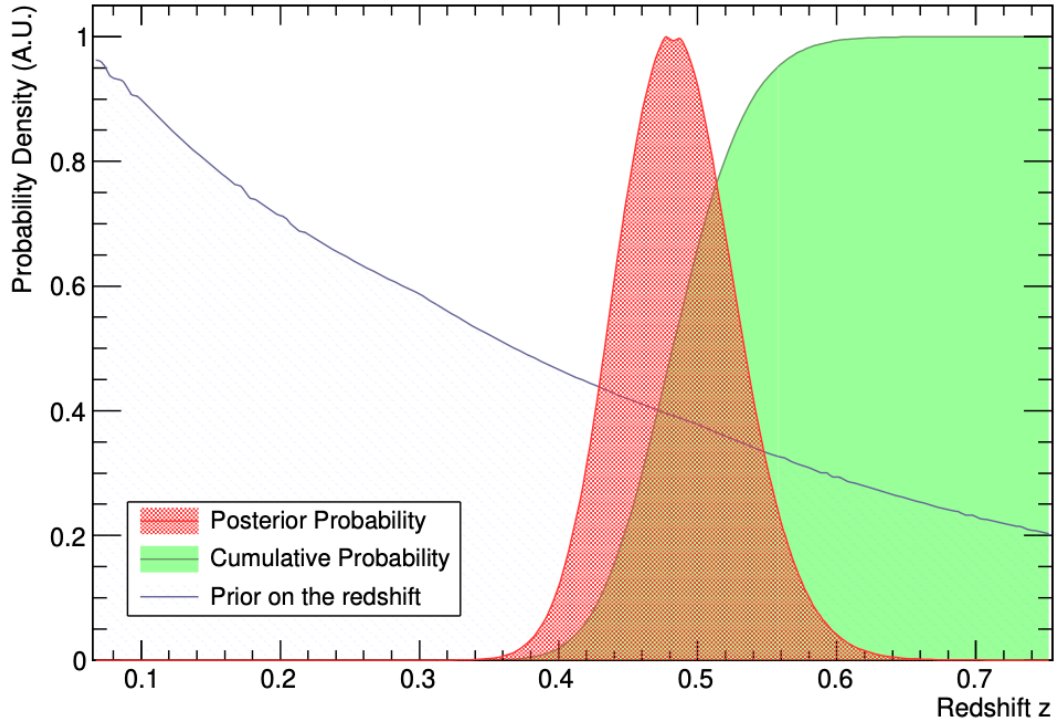


FIGURE 4.11 – Probabilités obtenues avec le modèle bayésien et permettant de mesurer le redshift de PG 1553+113.

Depuis, des évidences sur des lignes d'absorption O VII indiqueraient un redshift de  $z =$

0.4339 (Nicastro, 2018). D'autres mesures semblent en contradiction et placent la source à  $0.408 < z < 0.438$  (Jones et al., 2021).

#### **4.5.2 "The 2012 Flare of PG 1553+113 seen with H.E.S.S. and *Fermi*-LAT**

## THE 2012 FLARE OF PG 1553+113 SEEN WITH H.E.S.S. AND *FERMI*-LAT

A. ABRAMOWSKI<sup>1</sup>, F. AHARONIAN<sup>2,3,4</sup>, F. AIT BENKHALI<sup>2</sup>, A. G. AKHPERJANIAN<sup>4,5</sup>, E. O. ANGÜNER<sup>6</sup>, M. BACKES<sup>7</sup>,  
S. BALENDERAN<sup>8</sup>, A. BALZER<sup>9</sup>, A. BARNACKA<sup>10,11</sup>, Y. BECHERINI<sup>12</sup>, J. BECKER TJUS<sup>13</sup>, D. BERGE<sup>14</sup>, S. BERNHARD<sup>15</sup>,  
K. BERNLÖHR<sup>2,6</sup>, E. BIRSIN<sup>6</sup>, J. BITEAU<sup>16,17</sup>, M. BÖTTCHER<sup>18</sup>, C. BOISSON<sup>19</sup>, J. BOLMONT<sup>20</sup>, P. BORDAS<sup>21</sup>, J. BREGEON<sup>22</sup>, F. BRUN<sup>23</sup>,  
P. BRUN<sup>23</sup>, M. BRYAN<sup>9</sup>, T. BULIK<sup>24</sup>, S. CARRIGAN<sup>2</sup>, S. CASANOVA<sup>2,25</sup>, P. M. CHADWICK<sup>8</sup>, N. CHAKRABORTY<sup>2</sup>,  
R. CHALME-CALVET<sup>20</sup>, R. C. G. CHAVES<sup>22</sup>, M. CHRÉTIEN<sup>20</sup>, S. COLAFRANCESCO<sup>26</sup>, G. COLOGNA<sup>27</sup>, J. CONRAD<sup>28,43</sup>,  
C. COUTURIER<sup>20</sup>, Y. CUI<sup>21</sup>, M. DALTON<sup>29,44</sup>, I. D. DAVIDS<sup>7,18</sup>, B. DEGRANGE<sup>16</sup>, C. DEIL<sup>2</sup>, P. DEWILT<sup>30</sup>, A. DJANNATI-ATAÏ<sup>31</sup>,  
W. DOMAINKO<sup>2</sup>, A. DONATH<sup>2</sup>, L. O'C. DRURY<sup>3</sup>, G. DUBUS<sup>32</sup>, K. DUTSON<sup>33</sup>, J. DYKS<sup>34</sup>, M. DYRDA<sup>25</sup>, T. EDWARDS<sup>2</sup>, K. EGBERTS<sup>35</sup>,  
P. EGER<sup>2</sup>, P. ESPIGAT<sup>31</sup>, C. FARNIER<sup>28</sup>, S. FEGAN<sup>16</sup>, F. FEINSTEIN<sup>22</sup>, M. V. FERNANDES<sup>1</sup>, D. FERNANDEZ<sup>22</sup>, A. FIASSON<sup>36</sup>,  
G. FONTAINE<sup>16</sup>, A. FÖRSTER<sup>35</sup>, M. FÜSSLING<sup>35</sup>, S. GABICI<sup>31</sup>, M. GAJDUS<sup>6</sup>, Y. A. GALLANT<sup>22</sup>, T. GARRIGOUX<sup>20</sup>, G. GIAVITTO<sup>37</sup>,  
B. GIEBELS<sup>16</sup>, J. F. GLICENSTEIN<sup>23</sup>, D. GOTTSCHALL<sup>21</sup>, M.-H. GRONDIN<sup>2,27</sup>, M. GRUDZIŃSKA<sup>24</sup>, D. HADSCH<sup>15</sup>, S. HÄFFNER<sup>38</sup>,  
J. HAHN<sup>2</sup>, J. HARRIS<sup>8</sup>, G. HEINZELMANN<sup>1</sup>, G. HENRI<sup>32</sup>, G. HERMANN<sup>2</sup>, O. HERVET<sup>19</sup>, A. HILLERT<sup>2</sup>, J. A. HINTON<sup>33</sup>, W. HOFMANN<sup>2</sup>,  
P. HOFVERBERG<sup>2</sup>, M. HOLLER<sup>35</sup>, D. HORNS<sup>1</sup>, A. IVASCENKO<sup>18</sup>, A. JACHOLKOWSKA<sup>20</sup>, C. JAHN<sup>38</sup>, M. JAMROZY<sup>10</sup>, M. JANIAK<sup>34</sup>,  
F. JANKOWSKY<sup>27</sup>, I. JUNG<sup>38</sup>, M. A. KASTENDIECK<sup>1</sup>, K. KATARZYŃSKI<sup>39</sup>, U. KATZ<sup>38</sup>, S. KAUFMANN<sup>27</sup>, B. KHÉLIFI<sup>31</sup>, M. KIEFFER<sup>20</sup>,  
S. KLEPSEK<sup>37</sup>, D. KLOCHKOV<sup>21</sup>, W. KLUŻNIAK<sup>34</sup>, D. KOLITZUS<sup>15</sup>, NU. KOMIN<sup>26</sup>, K. KOSACK<sup>23</sup>, S. KRAKAU<sup>13</sup>, F. KRAYZEL<sup>36</sup>,  
P. P. KRÜGER<sup>18</sup>, H. LAFFON<sup>29</sup>, G. LAMANNA<sup>36</sup>, J. LEFAUCHEUR<sup>31</sup>, V. LEFRANC<sup>23</sup>, A. LEMIÉRE<sup>31</sup>, M. LEMOINE-GOUMARD<sup>29</sup>,  
J.-P. LENAIN<sup>20</sup>, T. LOHSE<sup>6</sup>, A. LOPATIN<sup>38</sup>, C.-C. LU<sup>2</sup>, V. MARANDON<sup>2</sup>, A. MARCOWITH<sup>22</sup>, R. MARX<sup>2</sup>, G. MAURIN<sup>36</sup>, N. MAXTED<sup>30</sup>,  
M. MAYER<sup>35</sup>, T. J. L. MCCOMB<sup>8</sup>, J. MÉHAULT<sup>29,44</sup>, P. J. MEINTJES<sup>40</sup>, U. MENZLER<sup>13</sup>, M. MEYER<sup>28</sup>, A. M. W. MITCHELL<sup>2</sup>,  
R. MODERSKI<sup>34</sup>, M. MOHAMED<sup>27</sup>, K. MORÁ<sup>28</sup>, E. MOULIN<sup>23</sup>, T. MURACH<sup>6</sup>, M. DE NAUROIS<sup>16</sup>, J. NIEMIEC<sup>25</sup>, S. J. NOLAN<sup>8</sup>,  
L. OAKES<sup>6</sup>, H. ODAKA<sup>2</sup>, S. OHM<sup>37</sup>, B. OPITZ<sup>1</sup>, M. OSTROWSKI<sup>10</sup>, I. OYA<sup>6</sup>, M. PANTER<sup>2</sup>, R. D. PARSONS<sup>2</sup>, M. PAZ ARRIBAS<sup>6</sup>,  
N. W. PEKEUR<sup>18</sup>, G. PELLETIER<sup>32</sup>, J. PEREZ<sup>15</sup>, P.-O. PETRUCCI<sup>32</sup>, B. PEYAUD<sup>23</sup>, S. PITA<sup>31</sup>, H. POON<sup>2</sup>, G. PÜHLHOFER<sup>21</sup>, M. PUNCH<sup>31</sup>,  
A. QUIRRENBACH<sup>27</sup>, S. RAAB<sup>38</sup>, I. REICHARDT<sup>31</sup>, A. REIMER<sup>15</sup>, O. REIMER<sup>15</sup>, M. RENAUD<sup>22</sup>, R. DE LOS REYES<sup>2</sup>, F. RIEGER<sup>2</sup>,  
L. ROB<sup>41</sup>, C. ROMOLI<sup>3</sup>, S. ROSIER-LEES<sup>36</sup>, G. ROWELL<sup>30</sup>, B. RUDAK<sup>34</sup>, C. B. RULTEN<sup>19</sup>, V. SAHAKIAN<sup>4,5</sup>, D. SALEK<sup>42</sup>,  
D. A. SANCHEZ<sup>36</sup>, A. SANTANGELO<sup>21</sup>, R. SCHLICKEISER<sup>13</sup>, F. SCHÜSSLER<sup>23</sup>, A. SCHULZ<sup>37</sup>, U. SCHWANKE<sup>6</sup>, S. SCHWARZBURG<sup>21</sup>,  
S. SCHWEMMER<sup>27</sup>, H. SOL<sup>19</sup>, F. SPANIER<sup>18</sup>, G. SPENGLER<sup>28</sup>, F. SPIES<sup>1</sup>, Ł. STAWARZ<sup>10</sup>, R. STEENKAMP<sup>7</sup>, C. STEGMANN<sup>35,37</sup>,  
F. STINZING<sup>38</sup>, K. STYCZ<sup>37</sup>, I. SUSHCH<sup>6,18</sup>, J.-P. TAVERNET<sup>20</sup>, T. TAVERNIER<sup>31</sup>, A. M. TAYLOR<sup>3</sup>, R. TERRIER<sup>31</sup>, M. TLUCZYKONT<sup>1</sup>,  
C. TRICHARD<sup>36</sup>, K. VALERIUS<sup>38</sup>, C. VAN ELDIK<sup>38</sup>, B. VAN SOELEN<sup>40</sup>, G. VASILEIADIS<sup>22</sup>, J. VEH<sup>38</sup>, C. VENTER<sup>18</sup>, A. VIANA<sup>2</sup>,  
P. VINCENT<sup>20</sup>, J. VINK<sup>9</sup>, H. J. VÖLK<sup>2</sup>, F. VOLPE<sup>2</sup>, M. VORSTER<sup>18</sup>, T. VUILLAUME<sup>32</sup>, P. WAGNER<sup>6</sup>, R. M. WAGNER<sup>28</sup>, M. WARD<sup>8</sup>,  
M. WEIDINGER<sup>13</sup>, Q. WEITZEL<sup>2</sup>, R. WHITE<sup>33</sup>, A. WIERZCHOLSKA<sup>25</sup>, P. WILLMANN<sup>38</sup>, A. WÖRNLEIN<sup>38</sup>, D. WOUTERS<sup>23</sup>, R. YANG<sup>2</sup>,  
V. ZABALZA<sup>2,33</sup>, D. ZABOROV<sup>16</sup>, M. ZACHARIAS<sup>27</sup>, A. A. ZDZIARSKI<sup>34</sup>, A. ZECH<sup>19</sup>, AND H.-S. ZECHLIN<sup>1</sup>

(H.E.S.S. COLLABORATION)

<sup>1</sup> Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, Luruper Chaussee 149, D-22761 Hamburg, Germany

<sup>2</sup> Max-Planck-Institut für Kernphysik, P.O. Box 103980, D-69029 Heidelberg, Germany

<sup>3</sup> Dublin Institute for Advanced Studies, 31 Fitzwilliam Place, Dublin 2, Ireland

<sup>4</sup> National Academy of Sciences of the Republic of Armenia, Marshall Baghramian Avenue, 24, 0019 Yerevan, Republic of Armenia

<sup>5</sup> Yerevan Physics Institute, 2 Alikhanian Brothers St., 375036 Yerevan, Republic of Armenia

<sup>6</sup> Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, Newtonstr. 15, D-12489 Berlin, Germany

<sup>7</sup> University of Namibia, Department of Physics, Private Bag 13301, Windhoek, Namibia

<sup>8</sup> University of Durham, Department of Physics, South Road, Durham DH1 3LE, UK

<sup>9</sup> GRAPPA, Anton Pannekoek Institute for Astronomy, University of Amsterdam, Science Park 904, 1098 XH Amsterdam, The Netherlands

<sup>10</sup> Obserwatorium Astronomiczne, Uniwersytet Jagielloński, ul. Orła 171, 30-244 Kraków, Poland

<sup>11</sup> now at Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden St, MS-20, Cambridge, MA 02138, USA

<sup>12</sup> Department of Physics and Electrical Engineering, Linnaeus University, SE-351 95 Växjö, Sweden

<sup>13</sup> Institut für Theoretische Physik, Lehrstuhl IV: Weltraum und Astrophysik, Ruhr-Universität Bochum, D-44780 Bochum, Germany

<sup>14</sup> GRAPPA, Anton Pannekoek Institute for Astronomy and Institute of High-Energy Physics, University of Amsterdam, Science Park 904, 1098 XH Amsterdam, The Netherlands

<sup>15</sup> Institut für Astro- und Teilchenphysik, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, A-6020 Innsbruck, Austria

<sup>16</sup> Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole Polytechnique, CNRS/IN2P3, F-91128 Palaiseau, France

<sup>17</sup> now at Santa Cruz Institute for Particle Physics, Department of Physics, University of California at Santa Cruz, Santa Cruz, CA 95064, USA

<sup>18</sup> Centre for Space Research, North-West University, Potchefstroom 2520, South Africa

<sup>19</sup> LUTH, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot, 5 Place Jules Janssen, F-92190 Meudon, France

<sup>20</sup> LPNHE, Université Pierre et Marie Curie Paris 6, Université Denis Diderot Paris 7, CNRS/IN2P3, 4 Place Jussieu, F-75252, Paris Cedex 5, France; [camille.couturier@lpnhe.in2p3.fr](mailto:camille.couturier@lpnhe.in2p3.fr), [jlennain@lpnhe.in2p3.fr](mailto:jlennain@lpnhe.in2p3.fr)

<sup>21</sup> Institut für Astronomie und Astrophysik, Universität Tübingen, Sand 1, D-72076 Tübingen, Germany

<sup>22</sup> Laboratoire Univers et Particules de Montpellier, Université Montpellier 2, CNRS/IN2P3, CC 72, Place Eugène Bataillon, F-34095 Montpellier Cedex 5, France

<sup>23</sup> DSM/Irfu, CEA Saclay, F-91191 Gif-Sur-Yvette Cedex, France; [francois.brun@cea.fr](mailto:francois.brun@cea.fr)

<sup>24</sup> Astronomical Observatory, The University of Warsaw, Al. Ujazdowskie 4, 00-478 Warsaw, Poland

<sup>25</sup> Instytut Fizyki Jądrowej PAN, ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, Poland

<sup>26</sup> School of Physics, University of the Witwatersrand, 1 Jan Smuts Avenue, Braamfontein, Johannesburg, 2050, South Africa

<sup>27</sup> Landessternwarte, Universität Heidelberg, Königstuhl, D-69117 Heidelberg, Germany

<sup>28</sup> Oskar Klein Centre, Department of Physics, Stockholm University, Albanova University Center, SE-10691 Stockholm, Sweden

<sup>29</sup> Université Bordeaux 1, CNRS/IN2P3, Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan, F-33175 Gradignan, France

<sup>30</sup> School of Chemistry & Physics, University of Adelaide, Adelaide 5005, Australia

- <sup>31</sup> APC, AstroParticule et Cosmologie, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, CEA/Irfu, Observatoire de Paris, Sorbonne Paris Cité, 10, rue Alice Domon et Léonie Duquet, F-75205 Paris Cedex 13, France; [julien.lefaucheur@apc.univ-paris7.fr](mailto:julien.lefaucheur@apc.univ-paris7.fr)
- <sup>32</sup> Univ. Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France
- <sup>33</sup> Department of Physics and Astronomy, The University of Leicester, University Road, Leicester, LE1 7RH, UK
- <sup>34</sup> Nicolaus Copernicus Astronomical Center, ul. Bartycka 18, 00-716 Warsaw, Poland
- <sup>35</sup> Institut für Physik und Astronomie, Universität Potsdam, Karl-Liebknecht-Strasse 24/25, D-14476 Potsdam, Germany
- <sup>36</sup> Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, Université de Savoie, CNRS/IN2P3, F-74941 Annecy-le-Vieux, France; [david.sanchez@lapp.in2p3.fr](mailto:david.sanchez@lapp.in2p3.fr)
- <sup>37</sup> DESY, D-15738 Zeuthen, Germany
- <sup>38</sup> Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut, Erwin-Rommel-Str. 1, D-91058 Erlangen, Germany
- <sup>39</sup> Centre for Astronomy, Faculty of Physics, Astronomy and Informatics, Nicolaus Copernicus University, Grudziadzka 5, 87-100 Torun, Poland
- <sup>40</sup> Department of Physics, University of the Free State, P.O. Box 339, Bloemfontein 9300, South Africa
- <sup>41</sup> Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Institute of Particle and Nuclear Physics, V Holešovičkách 2, 180 00 Prague 8, Czech Republic
- <sup>42</sup> GRAPPA, Institute of High-Energy Physics, University of Amsterdam, Science Park 904, 1098 XH Amsterdam, The Netherlands

Received 2014 December 17; accepted 2015 January 11; published 2015 March 24

## ABSTRACT

Very high energy (VHE,  $E > 100$  GeV)  $\gamma$ -ray flaring activity of the high-frequency peaked BL Lac object PG 1553+113 has been detected by the H.E.S.S. telescopes. The flux of the source increased by a factor of 3 during the nights of 2012 April 26 and 27 with respect to the archival measurements with a hint of intra-night variability. No counterpart of this event has been detected in the *Fermi*-Large Area Telescope data. This pattern is consistent with VHE  $\gamma$ -ray flaring being caused by the injection of ultrarelativistic particles, emitting  $\gamma$ -rays at the highest energies. The dataset offers a unique opportunity to constrain the redshift of this source at  $z = 0.49 \pm 0.04$  using a novel method based on Bayesian statistics. The indication of intra-night variability is used to introduce a novel method to probe for a possible Lorentz invariance violation (LIV), and to set limits on the energy scale at which Quantum Gravity (QG) effects causing LIV may arise. For the subluminal case, the derived limits are  $E_{\text{QG},1} > 4.10 \times 10^{17}$  GeV and  $E_{\text{QG},2} > 2.10 \times 10^{10}$  GeV for linear and quadratic LIV effects, respectively.

**Key words:** BL Lacertae objects: individual (PG 1553+113) – galaxies: active – galaxies: distances and redshifts – gamma-rays: galaxies

## 1. INTRODUCTION

Blazars are active galactic nuclei (AGNs) with their jets closely aligned with the line of sight to the Earth (Urry & Padovani 1995). Among their particularities is flux variability at all wavelengths on various time scales, from years down to (in some cases) minutes (Gaidos et al. 1996; Aharonian et al. 2007a). Flaring activity of blazars is of great interest for probing the source-intrinsic physics of relativistic jets, relativistic particle acceleration and generation of high-energy radiation, as well as for conducting fundamental physics tests. On the one hand, exploring possible spectral variability between flaring and stationary states helps to understand the electromagnetic emission mechanisms at play in the jet. On the other hand, measuring the possible correlation between photon energies and arrival times allows one to test for possible Lorentz invariance violation (LIV) leading to photon-energy-dependent variations in the speed of light in vacuum.

Located in the Serpens Caput constellation, PG 1553+113 was discovered by Green et al. (1986), who first classified it as a BL Lac object. Later the classification was refined to a high-frequency peaked BL Lac object (HBL, Giommi et al. 1995). PG 1553+113 exhibits a high X-ray to radio flux ( $\log(F_{2\text{ keV}}/F_{5\text{ GHz}}) > -4.5$ , Osterman et al. 2006), which places it among the most extreme HBLs (Rector et al. 2003). The object was observed in X-rays by multiple instruments in different flux states. Its 2–10 keV energy flux ranges from  $0.3 \times 10^{-11}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  (Osterman et al. 2006) to  $3.5 \times 10^{-11}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  (Reimer et al. 2008) but no fast variability (in the sub-hour time scale) has been detected so far.

PG 1553+113 was discovered at very high energies (VHE,  $E > 100$  GeV) by H.E.S.S. (Aharonian et al. 2006a, 2008) with

a photon index of  $\Gamma = 4.0 \pm 0.6$ . At high energies (HE,  $100$  MeV  $< E < 300$  GeV) the source has been detected by the *Fermi* Large Area Telescope (LAT) (Abdo et al. 2009b, 2010a) with a very hard photon index of  $\Gamma = 1.68 \pm 0.03$ , making this object the one with the largest HE–VHE spectral break ( $\Delta\Gamma \approx 2.3$ ) ever measured. No variability in *Fermi*-LAT was found by Abdo et al. (2009b, 2010a) on daily or weekly time scales, but using an extended data set of 17 months, Aleksić et al. (2012) reported variability above 1 GeV with flux variations of a factor of  $\sim 5$  on a yearly time scale.

With 5 yr of monitoring data of the MAGIC telescopes, Aleksić et al. (2012) discovered variability in VHE  $\gamma$ -rays with only modest flux variations (from 4% to 11% of the Crab Nebula flux). In addition to the high X-ray variability, this behavior can be interpreted as evidence for Klein–Nishina effects (Abdo et al. 2010a) in the framework of a synchrotron self-Compton model. The source underwent VHE  $\gamma$ -ray flares in 2012 March (Cortina 2012a) and April (Cortina 2012b), detected by the MAGIC telescopes. During the March flare, the source was at a flux level of about 15% of that of the Crab Nebula, while in April it reached  $\approx 50\%$ . During those VHE  $\gamma$ -ray flares, also a brightening in X-ray, UV and optical wavelengths has been noticed by the MAGIC collaboration. A detailed study of the MAGIC telescopes and multi-wavelength data is in press (Aleksić et al. 2014). The latter event triggered the H.E.S.S. observations reported in this work. Note that the VERITAS collaboration has reported an overall higher flux in 2012 (Aliu et al. 2015) in VHE.

Despite several attempts to measure it, the redshift of PG 1553+113 still suffers from uncertainties. Different attempts, including optical spectroscopy (Treves et al. 2007; Aharonian et al. 2008) or comparisons of the HE and VHE spectra of PG 1553+113 (Prandini et al. 2009; Sanchez

<sup>43</sup> Wallenberg Academy Fellow.

<sup>44</sup> Funded by contract ERC-StG-259391 from the European Community.

**Table 1**  
Summary of the Statistics for Both Data Sets (First Column)

Data Set	ON	OFF	$r$	Excess	Significance	$E_{\text{th}}$ (GeV)	Zenith Angle	$P_{\chi^2}^{\text{est}}$
Pre-flare	2205	13033	0.100	901.7	21.5	217	34°	0.77
Flare	559	1593	0.105	391.2	22.0	240	52°	$3.3 \times 10^{-3}$

**Note.** The second and third columns give the number of ON and OFF events. The fourth column gives the ratio between ON and OFF exposures ( $r$ ). The excess and the corresponding significance are given, as well as the energy threshold and the mean zenith angle of the source during the observations. The last column presents the probability of the flux to be constant within the observations (see text).

**Table 2**  
Summary of the Fitted Spectral Parameters for the Pre-flare and the Flare Data Sets and the Corresponding Integral Flux  $I$  Calculated Above 300 GeV

Data Set (Model)	Spectral Parameters	$I$ ( $E > 300$ GeV) ( $10^{-12}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	$E_{\text{dec}}$ (GeV)
Pre-flare (PWL)	$\Gamma = 4.8 \pm 0.2_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}$	$4.4 \pm 0.4_{\text{stat}} \pm 0.9_{\text{sys}}$	306
Pre-flare (LP)	$a = 5.4 \pm 0.4_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{sys}}$ $b = 4.0 \pm 1.4_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}$	$5.0 \pm 0.6_{\text{stat}} \pm 1.0_{\text{sys}}$	...
Flare (PWL)	$\Gamma = 4.9 \pm 0.3_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}$	$15.1 \pm 1.3_{\text{stat}} \pm 3.0_{\text{sys}}$	327

**Note.** The Last Column gives the Decorrelation Energy.

et al. 2013), were made. Based on the assumption that the extragalactic background light (EBL)-corrected VHE spectral index is equal to the *Fermi*-LAT one, Prandini et al. (2009) derived an upper limit (UL) of  $z < 0.67$ . Comparing PG 1553+113 statistically with other known VHE emitters and taking into account a possible intrinsic  $\gamma$ -ray spectral break through a simple emission model, Sanchez et al. (2013) constrained the redshift to be below 0.64 and Aliu et al. (2015) constrained it at  $z < 0.62$  using VHE data only. The best estimate to-date was obtained by Danforth et al. (2010) who found the redshift to be between 0.43 and 0.58 using far-ultraviolet spectroscopy.

This paper concentrates on the HE and VHE emission of PG 1553+113 and is divided as follows: Sections 2.1 and 2.2 present the H.E.S.S. and *Fermi*-LAT analyses. The discussion, in Section 3, includes the determination of the redshift using a novel method and the constraints derived on LIV using a modified likelihood formulation. Throughout this paper a  $\Lambda$ CDM cosmology with  $H_0 = 70.4 \pm 1.4$  km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$ ,  $\Omega_m = 0.27 \pm 0.03$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.73 \pm 0.03$  from *WMAP* (Komatsu et al. 2011) is assumed.

## 2. DATA ANALYSIS

### 2.1. H.E.S.S. Observations and Analysis

H.E.S.S. is an array of five imaging atmospheric Cherenkov telescopes located in the Khomas highland in Namibia (23°16′18″ S, 16°30′01″ E), at an altitude of 1800 m above sea level (Hinton & the H.E.S.S. Collaboration 2004). The fifth H.E.S.S. telescope was added to the system in 2012 July and is not used in this work, reporting only on observations prior to that time.

PG 1553+113 was observed with H.E.S.S. in 2005 and 2006 (Aharonian et al. 2008). No variability was found in these observations, which will be referred to as the “pre-flare” data set in the following. New observations were carried out in 2012 April after flaring activity at VHE was reported by the MAGIC collaboration (“flare” data set, Cortina 2012b).

The pre-flare data set is composed of 26.4 live time hours of good-quality data (Aharonian et al. 2006b). For the flare period, eight runs of  $\sim 28$  minutes each were taken during the nights of 2012 April 26 and 27, corresponding to 3.5 hr of live time. All the data were taken in wobble mode, for which the source is observed with an offset of 0°5 with respect to the center of the instrument’s field of view, yielding an acceptance-corrected live time of 24.7 and 3.2 hr for the pre-flare and flare data sets, respectively.

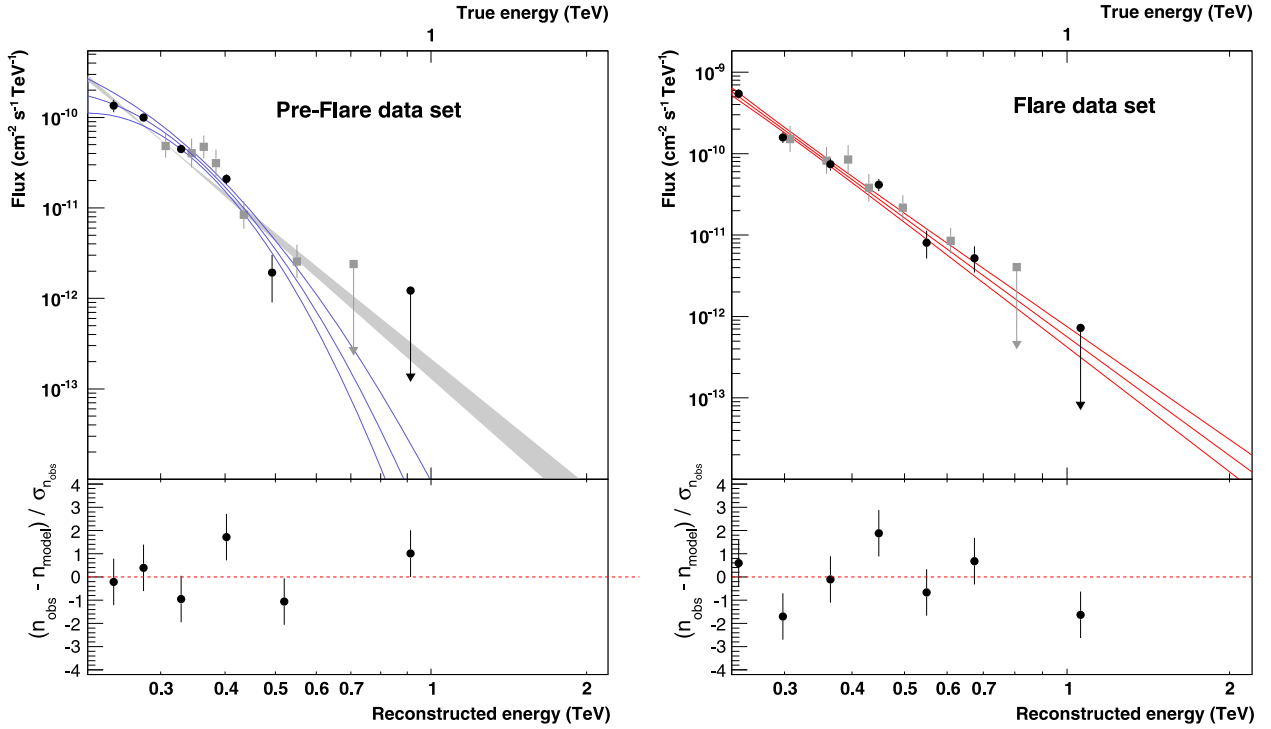
Data were analyzed using the Model analysis (de Naurois & Rolland 2009) with Loose cuts. This method—based on the comparison of detected shower images with a pre-calculated model—achieves a better rejection of hadronic air showers and a better sensitivity at lower energies than analysis methods based on Hillas parameters. The chosen cuts, best suited for sources with steep spectra such as PG 1553+113,<sup>45</sup> require a minimum image charge of 40 photoelectrons, which provides an energy threshold of  $\sim 217$  GeV for the pre-flare and  $\sim 240$  GeV for the flare data set.<sup>46</sup> All the results presented in this paper were cross-checked with the independent analysis chain described in Becherini et al. (2011).

Events in a circular region (ON region) centered on the radio position of the source,  $\alpha_{J2000} = 15^{\text{h}}55^{\text{m}}43^{\text{s}}.04$ ,  $\delta_{J2000} = 11^{\circ}11'24''.4$  (Green et al. 1986), with a maximum squared angular distance of  $0.0125 \text{ deg}^2$ , are used for the analysis. In order to estimate the background in this region, the reflected background method (Berge et al. 2007) is used to define the OFF regions. The excess of  $\gamma$ -rays in the ON region is statistically highly significant (Li & Ma 1983):  $21.5\sigma$  for the pre-flare period and  $22.0\sigma$  for the flare. Statistics are summarized in Table 1.

The differential energy spectrum of the VHE  $\gamma$ -ray emission has been derived using a forward-folding method (Piron et al. 2001). For the observations prior to 2012 April, a power

<sup>45</sup> PG 1553+113 has one of the steepest spectra measured at VHE.

<sup>46</sup> The difference of energy threshold between the two data set is due to the changing observation conditions, e.g., zenith angle and optical efficiency.



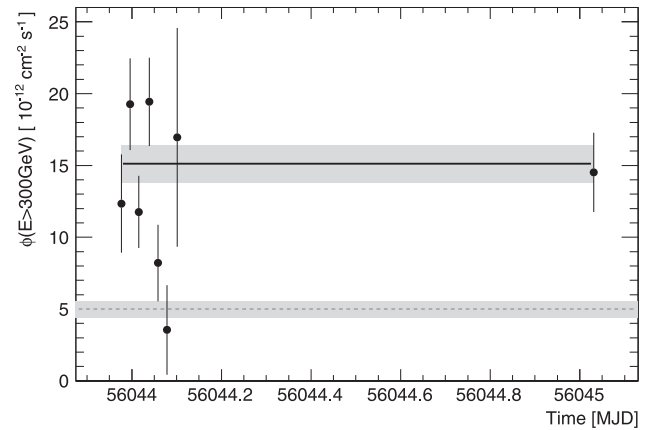
**Figure 1.** Differential fluxes of PG 1553+113 during the pre-flare (left) and flare (right) periods. Error contours indicate the 68% uncertainty on the spectrum. Uncertainties on the spectral points (in black) are given at  $1\sigma$  level, and upper limits are computed at the 99% confidence level. The gray squares were obtained by the cross-check analysis chain and are presented to visualize the match between both analyses. The lower panels show the residuals of the fit, i.e., the difference between the measured ( $n_{\text{obs}}$ ) and expected numbers of photons ( $n_{\text{model}}$ ), divided by the statistical error on the measured number of photons ( $\sigma_{n_{\text{obs}}}$ ).

law (PWL) model fitted to the data gives a  $\chi^2$  of 51.7 for 40 degrees of freedom (dof, corresponding to a  $\chi^2$  probability of  $P_{\chi^2} = 0.10$ ). The values of the spectral parameters (see Table 2) are compatible with previous analyses by H.E.S.S. covering the same period (Aharonian et al. 2008). A log-parabola (LP) model,<sup>47</sup> with a  $\chi^2$  of 37.5 for 39 dof ( $P_{\chi^2} = 0.54$ ), is found to be preferred over the PWL model at a level of  $4.3\sigma$  using the log-likelihood ratio test. Note that systematic uncertainties, presented in Table 2, have been evaluated by Aharonian et al. (2006b) for the PWL model and using the jack-knife method for the LP model. The jack-knife method consists in removing one run and redoing the analysis. This process is repeated for all runs.

For the flare data set, the LP model does not significantly improve the fit and the simple PWL model describes the data well, with a  $\chi^2$  of 33.0 for 23 dof ( $P_{\chi^2} = 0.08$ ). Table 2 contains the integral fluxes above the reference energy of 300 GeV. The flux increased by a factor of  $\sim 3$  in the flare data set compared to the pre-flare one with no sign of spectral variations (when comparing power law fits for both data sets). The derived spectra and error contours for each data set are presented in Figure 1, where the spectral points obtained from the cross-check analysis are also plotted.

To compute the light curves, the integrated flux above 300 GeV for each observation run was extracted using the corresponding (pre-flare or flare) best fit spectral model. A fit with a constant of the run-wise light curve of the entire (pre-flare+flare) data set, weighted by the statistical errors, yields a

<sup>47</sup> The log-parabola is defined by  $dN/dE = \Phi_0(E/E_0)^{-a-b \log(E/E_0)}$ .



**Figure 2.** H.E.S.S. light curve of PG 1553+113 during the two nights of the flare period. The continuous line is the measured flux during the flare period while the dashed one corresponds to the pre-flare period (see Table 2 for the flux values). Gray areas are the  $1\sigma$  errors.

$\chi^2$  of 123.2 with 68 dof ( $P_{\chi^2} = 6.6 \times 10^{-5}$ ). Restricting the analysis to the pre-flare data set only, the fit yields a  $\chi^2$  of 51.76 with 60 dof ( $P_{\chi^2} = 0.77$ ), indicating again a flux increase detected by H.E.S.S. at the time of the flaring activity reported by Cortina (2012b).

Figure 2 shows the light curve during the flare together with the averaged integral fluxes above 300 GeV of both data sets. A fit with a constant to the H.E.S.S. light curve during the first night yields a  $\chi^2$  of 20.76 for 6 dof ( $P_{\chi^2} = 2.0 \times 10^{-3}$ ), indicating intra-night variability. This is also supported by the

**Table 3**  
Results of the *Fermi*-LAT Data Analysis for the Pre-flare and Flare Periods

MJD Range	Energy Range (GeV)	TS	Spectral Parameters	$I(E > 300\text{MeV})$ ( $10^{-8}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )
54682–55987	0.3–300	7793.7	$a = 1.49 \pm 0.06_{\text{stat}} \pm 0.01_{\text{sys}}$ $b = 3.8 \pm 1.1_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{sys}}$	$2.82 \pm 0.1_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}$
56040–56047	0.3–300	43.8	$\Gamma = 1.78 \pm 0.24_{\text{stat}} \pm 0.01_{\text{sys}}$	$3.5 \pm 1.3_{\text{stat}} \pm 0.3_{\text{sys}}$
56040–56047	0.3–80	44.5	$\Gamma = 1.72 \pm 0.26_{\text{stat}} \pm 0.01_{\text{sys}}$	$3.4 \pm 1.3_{\text{stat}} \pm 0.3_{\text{sys}}$

**Note.** For the flare period, the analysis has been performed in two energy ranges (see Section 3.2). The first two columns give the time and energy windows and the third the corresponding Test Statistic (TS) value. The model parameters and the flux above 300 MeV are given in the last two columns. The systematic uncertainties were computed using the IRFs bracketing method (Abdo et al. 2009a).

use of a Bayesian block algorithm (Scargle 1998) that finds three blocks for the two nights at a 95% confidence level.

### 2.2. *Fermi*-LAT Analysis

The *Fermi*-LAT is detector converting  $\gamma$ -rays to  $e^+e^-$  pairs (Atwood et al. 2009). The LAT is sensitive to  $\gamma$ -rays from 20 MeV to  $>300$  GeV. In survey mode, in which the bulk of the observations are performed, each source is seen every 3 hr for approximately 30 minutes.

The *Fermi*-LAT data and software are available from the *Fermi* Science Support Center.<sup>48</sup> In this work, the ScienceTools V9R32P5 were used with the Pass 7 reprocessed data (Bregeson et al. 2013), specifically SOURCE class event (Ackermann et al. 2012a), with the associated P7REP\_SOURCE\_V15 instrument response functions. Events with energies from 300 MeV to 300 GeV were selected. Additional cuts on the zenith angle ( $<100^\circ$ ) and rocking angle ( $<52^\circ$ ) were applied as recommended by the LAT collaboration<sup>49</sup> to reduce the contamination from the Earth atmospheric secondary radiation.

The analysis of the LAT data was performed using the Enrico Python package (Sanchez & Deil 2013). The sky model was defined as a region of interest of  $15^\circ$  radius with PG 1553+113 in the center and additional point-like sources from the internal 4 yr source list. Only the sources within a  $3^\circ$  radius around PG 1553+113 and bright sources (integral flux greater than  $5 \times 10^{-7}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ ) had their parameters free to vary during the likelihood minimization. The template files isotrop\_4years\_P7\_V15\_repro\_v2\_source.txt for the isotropic diffuse component, and template\_4years\_P7\_v15\_repro\_v2.fits for the standard Galactic model, were included. A binned likelihood analysis (Mattox et al. 1996), implemented in the gtlike tool, was used to find the best-fit parameters.

As for the H.E.S.S. data analysis, two spectral models were used: a simple PWL and a LP. A likelihood ratio test was used to decide which model best describes the data. Table 3 gives the results for the two time periods considered in this work, and Figure 3 presents the  $\gamma$ -ray spectral energy distributions. The first one (pre-flare), before the H.E.S.S. exposures in 2012, includes more than 3.5 yr of data (from 2008 August 4 to 2012 March 1). The best fit model is found to be the LP (with a Test Statistic<sup>50</sup> of 11.3,  $\approx 3.4\sigma$ ). The second period (flare) is

centered on the H.E.S.S. observation windows and lasts for 7 days. The best fit model is a power law, the flux being consistent with the one measured during the first 3.5 yr. Data points or light curves were computed within a restricted energy range or time range using a PWL model with the spectral index frozen to 1.70.

To precisely probe the variability in HE  $\gamma$ -rays, 7-day time bins were used to compute the light curve of PG 1553+113 in an extended time window (from 2008 August 4 to 2012 October 30), to probe any possible delay of a HE flare with respect to the VHE one. While the flux of PG 1553+113 above 300 MeV is found to be variable in the whole period with a variability index of  $F_{\text{var}} = 0.16 \pm 0.04$  (Vaughan et al. 2003), there is no sign of any flaring activity around the 2012 H.E.S.S. observations. This result has been confirmed by using the Bayesian block algorithm, which finds no block around the H.E.S.S. exposures in 2012. Similar results were obtained when considering only photons with an energy greater than 1 GeV. No sign of enhancement of the HE flux associated to the VHE event reported here was found. This might be due to the lack of statistics at high energy in the LAT energy range.

## 3. DISCUSSION OF THE RESULTS

### 3.1. Variability in $\gamma$ -rays

The VHE data do not show any sign of variation of the spectral index (when comparing flare and pre-flare data sets with the same spectral model), and in HE no counterpart of this event can be found. The indication for intra-night variability is similar to other TeV HBLs (Mrk 421, Mrk 501 or PKS 2155-304) with, in this case, flux variations of a factor 3.

As noticed in previous works, PG 1553+113 presents a sharp break between the HE and VHE ranges (Abdo et al. 2010a) and the peak position of the  $\gamma$ -ray spectrum in the  $\nu f(\nu)$  representation is located around 100 GeV. This is confirmed by the fact that the LP model better represents the pre-flare period in HE. Nonetheless, the precise location of this peak cannot be determined with the *Fermi*-LAT data only. Combining both energy ranges and fitting the HE and VHE data points with a power law with an exponential cutoff<sup>51</sup> allows us to determine the  $\nu f(\nu)$  peak position for both time periods. The functional form of the model is

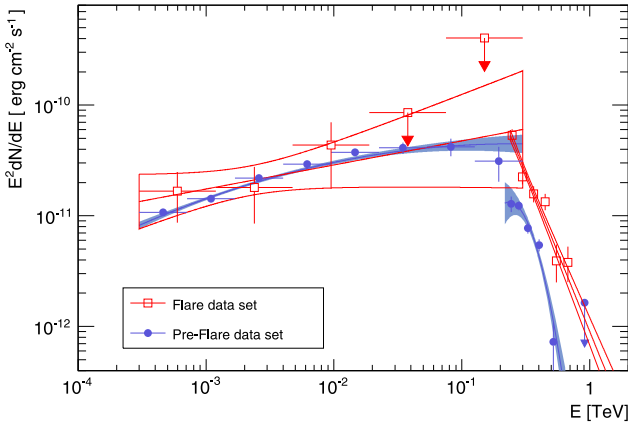
$$E^2 \frac{dN}{dE} = N \left( \frac{E}{100 \text{ GeV}} \right)^{-\Gamma} \exp(-E/E_c).$$

<sup>48</sup> <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/>

<sup>49</sup> <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/index.html>

<sup>50</sup> Here the TS is two times the difference between the log-likelihood of the fit with a LP minus the log-likelihood with a PL.

<sup>51</sup> A fit with a LP model has been attempted, but the power law with an exponential cutoff leads to a better description of the data.



**Figure 3.** Spectral energy distribution of PG 1553+113 in  $\gamma$ -rays as measured by the *Fermi*-LAT and H.E.S.S. Red (blue) points and butterflies have been obtained during the flare (pre-flare) period. The *Fermi* and H.E.S.S. data for the pre-flare are not contemporaneous. H.E.S.S. data were taken in 2005–2006 while the *Fermi* data were taken between 2008 and 2012.

For this purpose, *Fermi*-LAT and H.E.S.S. systematic uncertainties were taken into account in a similar way as in Abramowski et al. (2014) and added quadratically to the statistical errors. The *Fermi*-LAT systematic uncertainties were estimated by Ackermann et al. (2012a) to be 10% of the effective area at 100 MeV, 5% at 316 MeV and 15% at 1 TeV and above. For the VHE  $\gamma$ -ray range, they were taken into account by shifting the energy by 10%. This effect translates into a systematic uncertainty for a single point of  $\sigma(f)_{\text{sys}} = 0.1 \cdot \partial f / \partial E$  where  $f$  is the differential flux at energy  $E$ .

The results of this parameterization are given in Table 4. Using the pre-flare period, the peak position is found to be located at  $\log_{10}(E_{\text{max}}/1 \text{ GeV}) = 1.7 \pm 0.2_{\text{stat}} \pm 0.4_{\text{sys}}$  with no evidence of variation during the flare and no spectral variation. This is consistent with the fact that no variability in HE  $\gamma$ -rays was found during the H.E.S.S. observations. This is also in agreement with the fact that HBLs are less variable in HE  $\gamma$ -rays than other BL Lac objects (Abdo et al. 2010b), while numerous flares have been reported in the TeV band.

### 3.2. Constraints on the Redshift

The EBL is a field of UV to far-infrared photons produced by the thermal emission from stars and reprocessed starlight by dust in galaxies (see Hauser & Dwek 2001, for a review) that interacts with very high energy  $\gamma$ -rays from sources at cosmological distances. As a consequence, a source at redshift  $z$  exhibits an observed spectrum  $\phi_{\text{obs}}(E) = \phi_{\text{int}}(E) \times e^{-\tau(E,z)}$  where  $\phi_{\text{int}}(E)$  is the intrinsic source spectrum and  $\tau$  is the optical depth due to interaction with the EBL. Since the optical depth increases with increasing  $\gamma$ -ray energy, the integral flux is lowered and the spectral index is increased.<sup>52</sup> In the following, the model of Franceschini et al. (2008) was used to compute the optical depth  $\tau$  as a function of redshift and energy. In this section, the data taken by both instruments during the flare period are used, with the *Fermi*-LAT analysis restricted to the range  $300 \text{ MeV} < E < 80 \text{ GeV}$  (see Table 3 for

the results). In the modest redshift range of VHE emitters detected so far ( $z \leq 0.6$ ), the EBL absorption is negligible below 80 GeV ( $\tau_{\gamma} \sim 0.1$  at 80 GeV for  $z = 0.6$ ).

A measure of the EBL energy density was obtained by Ackermann et al. (2012b) and Abramowski et al. (2013b) based on the spectra of sources with a known  $z$ . In the case of PG 1553+113, for which the redshift is unknown, the effects of the EBL on the VHE spectrum might be used to derive constraints on its distance. Ideally, this would be done by comparing the observed spectrum with the intrinsic one but the latter is unknown. The *Fermi*-LAT spectrum, derived below 80 GeV, can be considered as a proxy for the intrinsic spectrum in the VHE regime, or at least, as a solid UL (assuming no hardening of the spectrum).

Following the method used by Abramowski et al. (2013a), it has been assumed that the intrinsic spectrum of the source in the H.E.S.S. energy range cannot be harder than the extrapolation of the *Fermi*-LAT measurement. From this, one can conclude that the optical depth cannot be greater than  $\tau_{\text{max}}(E)$ , given by:

$$\tau_{\text{max}}(E) = \ln \left[ \frac{\phi_{\text{int}}}{(1 - \alpha)(\phi_{\text{obs}} - 1.64\Delta\phi_{\text{obs}})} \right], \quad (1)$$

where  $\phi_{\text{int}}$  is the extrapolation of the *Fermi*-LAT measurement toward the H.E.S.S. energy range.  $\phi_{\text{obs}} \pm \Delta\phi_{\text{obs}}$  is the flux measured by H.E.S.S. The factor  $(1 - \alpha) = 0.8$  accounts for the systematic uncertainties of the H.E.S.S. measurement and the number 1.64 has been calculated to have a confidence level of 95% (Abramowski et al. 2013a). The comparison is made at the H.E.S.S. decorrelation energy where the flux is best measured.

Figure 4 shows the 95% UL on  $\tau_{\text{max}}$ . The resulting UL on the redshift is  $z < 0.43$ . This method does not allow the statistical and systematic uncertainties of the *Fermi*-LAT measurement to be taken into account and does not take advantage of the spectral features of the absorbed spectrum (see Abramowski et al. 2013b).

A Bayesian approach has been developed with the aim of taking all the uncertainties into account. It also uses the fact that EBL-absorbed spectra are not strictly power laws. The details of the model are presented in Appendix A and only the main assumptions and results are recalled here. Intrinsic curvature between the HE and VHE ranges that naturally arises due to either curvature of the emitting distribution of particles or emission effects (e.g., Klein–Nishina effects) is permitted by construction of the prior (Equation (A.1)). A spectral index softer than the *Fermi*-LAT measurement is allowed with a constant probability, in contrast with the previous calculation. It is assumed that the observed spectrum in VHE  $\gamma$ -rays cannot be harder than the *Fermi*-LAT measurement by using a prior that follows a Gaussian for indices harder than the *Fermi*-LAT one. The prior on the index is then:

$$P(\Gamma) \propto \mathcal{N}_G(\Gamma, \Gamma_{\text{Fermi}}, \sigma_{\Gamma}) \quad (2)$$

if  $\Gamma < \Gamma_{\text{Fermi}}$  and

$$P(\Gamma) \propto 1$$

otherwise.  $\Gamma_{\text{Fermi}}$  is the index measured by *Fermi*-LAT and  $\sigma_{\Gamma}$  is the uncertainty on this measurement that takes all the systematic and statistical uncertainties into account.

<sup>52</sup> For sake of simplicity it is assumed here that the best-fit model is a power law, an assumption which is true for most of the cases due to limited statistics in the VHE range.



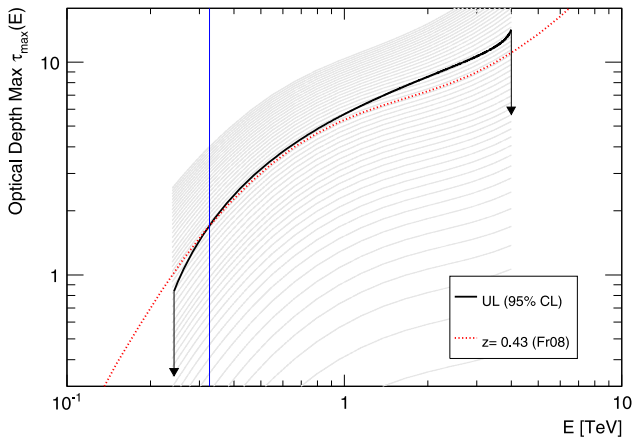
**Table 4**Parametrization Results of the Two Time Periods (First Column) Obtained by Combining H.E.S.S. and *Fermi*-LAT

Period	$N$ ( $E = 100$ GeV) ( $10^{-11}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	$\Gamma$	$\log_{10}(E_c/1$ GeV)	$\log_{10}(E_{\max}/1$ GeV)
Pre-flare	$9.6 \pm 0.7_{\text{stat}} \pm 1.7_{\text{sys}}$	$1.59 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{sys}}$	$2.03 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.04_{\text{sys}}$	$1.7 \pm 0.2_{\text{stat}} \pm 0.4_{\text{sys}}$
Flare	$13.0 \pm 3.5_{\text{stat}} \pm 5.7_{\text{sys}}$	$1.56 \pm 0.08_{\text{stat}} \pm 0.11_{\text{sys}}$	$2.16 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.09_{\text{sys}}$	$1.8 \pm 0.7_{\text{stat}} \pm 1.3_{\text{sys}}$

**Note.** The second column gives the normalization at 100 GeV, while the third and the fourth present the spectral index and cut-off energy of the fitted power law with an exponential cut-off. The last column is the peak energy in a  $\nu f(\nu)$  representation.

**Table 5**Calibrated 95% 1-Sided LL and UL (including systematic errors) on the Dispersion Parameter  $\tau_n$  and Derived 95% one-sided Lower Limits on  $E_{\text{QG}}$ 

$n$	Limits on $\tau_n$ (s TeV $^{-n}$ )		Lower Limits on $E_{\text{QG}}$ (GeV)	
	LL $^{\text{calib+sys}}$	UL $^{\text{calib+sys}}$	$s = -1$	$s = +1$
1	-838.9	576.4	$2.83 \times 10^{17}$	$4.11 \times 10^{17}$
2	-1570.5	1012.4	$1.68 \times 10^{10}$	$2.10 \times 10^{10}$



**Figure 4.** Values of  $\tau_{\max}$  as a function of the photon energy. The black line is the 95% UL obtained with the H.E.S.S. data and the red line is the optical depth computed with the model of Franceschini et al. (2008) for a redshift of 0.43. The blue line is the decorrelation energy for the H.E.S.S. analysis. The gray lines are the value of optical depth for different redshifts.

The most probable redshift found with this method is  $z = 0.49 \pm 0.04$ , in good agreement with the independent measure of Danforth et al. (2010), who constrained the distance to be between  $0.43 < z < 0.58$ . Figure 5 gives the posterior probability obtained with the Bayesian method compared with other measurements of  $z$ . Lower and upper limits at a confidence level of 95% can also be derived as  $0.41 < z < 0.56$ . Note that this method allows the systematic uncertainties of both instruments (*Fermi*-LAT and H.E.S.S.) to be taken into account. The spectral index obtained when fitting the H.E.S.S. data with an EBL absorbed PWL using a redshift of 0.49 is compatible with the *Fermi* measurement below 80 GeV.

### 3.3. Lorentz Invariance Violation

As stated in Section 2.1, the H.E.S.S. data of the flare show an indication of intra-night variability, which is used here to test for a possible LIV. Some Quantum Gravity (QG) models predict a change of the speed of light at energies close to the Planck scale ( $\sim 10^{19}$  GeV). A review of such models can be

found in Mattingly (2005) and Liberati (2013). An energy-dependent dispersion in vacuum is searched for in the data by testing a correlation between arrival times of the photons and their energies. For two photons with arrival times  $t_1$  and  $t_2$  and energies  $E_1$  and  $E_2$ , the dispersion parameter of order  $n$  is defined as  $\tau_n = \frac{t_2 - t_1}{E_2^n - E_1^n} = \frac{\Delta t}{\Delta(E^n)}$ . Here only the linear ( $n = 1$ ) and quadratic ( $n = 2$ ) dispersion parameters are calculated. Assuming no intrinsic spectral variability of the source, the dispersion  $\tau_n$  can be related to the normalized distance of the source  $\kappa_n$  corrected for the expansion of the universe and an energy  $E_{\text{QG}}$  at which QG effects are expected to occur (Jacob & Piran 2008):

$$\tau_n = \frac{\Delta t}{\Delta(E^n)} \simeq s_{\pm} \frac{(1+n)}{E_{\text{QG}}^n 2H_0} \kappa_n \quad (3)$$

where  $H_0$  is the Hubble constant and  $s_{\pm} = -1$  (resp.  $+1$ ) in the superluminal (resp. subluminal) case, in which the high-energy photons arrive before (resp. after) low-energy photons. The normalized distance  $\kappa_n$  is calculated from the redshift of the source  $z$  and the cosmological parameters  $\Omega_m$ ,  $\Omega_{\Lambda}$  given in the introduction:

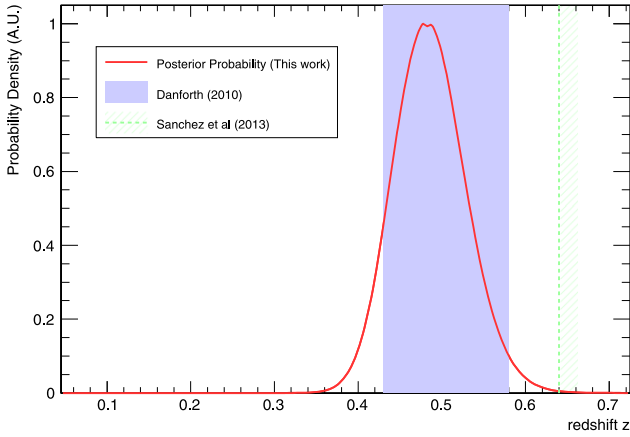
$$\kappa_n = \int_0^z \frac{(1+z')^n dz'}{\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_{\Lambda}}} \quad (4)$$

Using the central value of  $z = 0.49$  determined in Section 3.2, the distance  $\kappa_n$  for  $n = 1$  and 2 is  $\kappa_1 = 0.541$  and  $\kappa_2 = 0.677$ .

First, the dispersion measurement method will be described. It will then be applied to the H.E.S.S. flare dataset (Monte Carlo (MC) simulations and original dataset), in order to measure the dispersion and provide 95% 1-sided lower and upper limits on the dispersion parameter  $\tau_n$ . These limits on  $\tau_n$  will lead to lower limits (LLs) on  $E_{\text{QG}}$  using Equation (3).

#### 3.3.1. Modified Maximum Likelihood Method

A maximum likelihood method, following Martinez & Errando (2009), was used to calculate the dispersion parameter  $\tau_n$ . Albert et al. (2008) applied this method to a flare of Mkn 501, while Abramowski et al. (2011) applied it to a flare of PKS 2155-304. More recently, it was used by Vasileiou et al. (2013) to analyze *Fermi* data of four gamma-ray bursts. The data from Cherenkov telescopes are contaminated by  $\pi^0$  decay from proton showers, misidentified electrons, or heavy elements such as helium. In the case of PG 1553+113, and contrary to previous analyses, this background is not negligible: the signal-over-background ratio S/B is about 2, compared to 300 for the PKS 2155-304 flare event of 2006 July (Aharonian et al. 2007b). The background was included in the formulation of the probability density function (PDF) used in a likelihood maximization method. Given the times  $t_i$  and energies  $E_i$  of the gamma-like (ON) particles received by the



**Figure 5.** Posterior probability density as a function of redshift (red). The blue area represents the redshift range estimated by Danforth et al. (2010) while the green dashed line indicates the limit of Sanchez et al. (2013).

detector, the unbinned likelihood function of the dispersion parameter  $\tau_n$  is:

$$L(\tau_n) = \prod_{i=1}^{n_{\text{ON}}} P(E_i, t_i | \tau_n). \quad (5)$$

The PDF  $P(E_i, t_i | \tau_n)$  associated with each ON event is composed of two terms:

$$P(E_i, t_i | \tau_n) = w_s \cdot P_{\text{Sig}}(E_i, t_i | \tau_n) + (1 - w_s) \cdot P_{\text{Bkg}}(E_i, t_i) \quad (6)$$

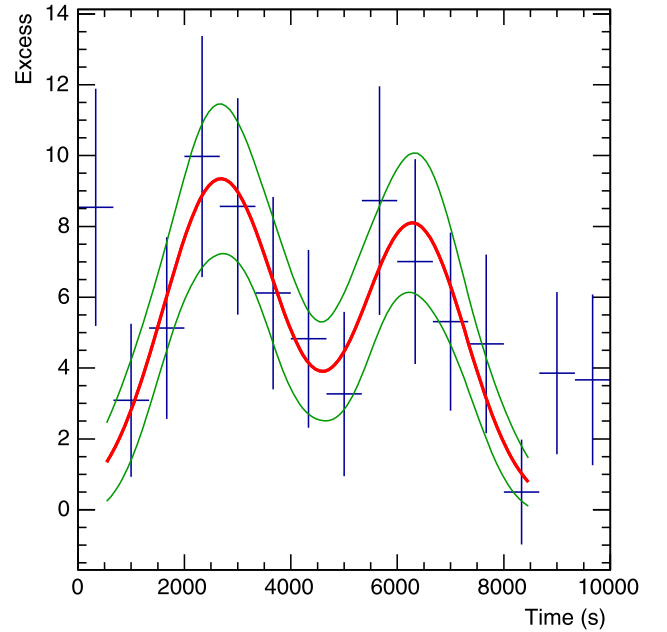
with

$$P_{\text{Sig}}(E_i, t_i | \tau_n) = \frac{1}{N(\tau_n)} A_{\text{eff}}(E_i, t_i) \times \Lambda_{\text{Sig}}(E_i) F_{\text{Sig}}(t_i - \tau_n \cdot E_i^n) \quad (7)$$

$$P_{\text{Bkg}}(E_i, t_i) = \frac{1}{N'} A_{\text{eff}}(E_i, t_i) \Lambda_{\text{Bkg}}(E_i) F_{\text{Bkg}} \quad (8)$$

$$w_s = \frac{n_{\text{ON}} - \alpha n_{\text{OFF}}}{n_{\text{ON}}}. \quad (9)$$

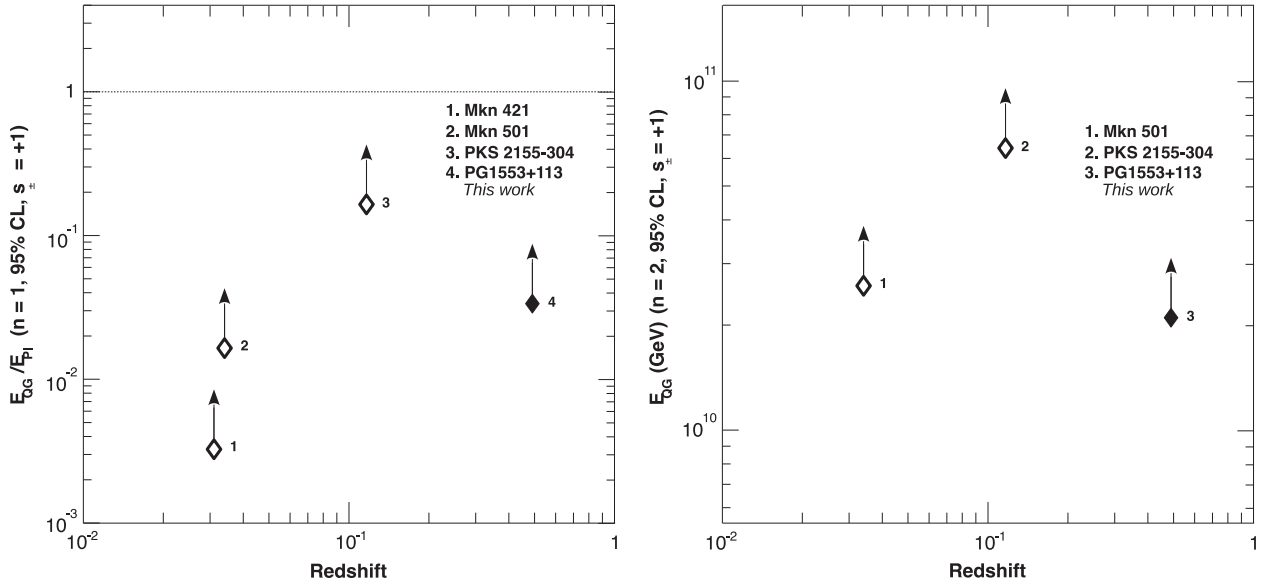
The PDF  $P_{\text{Sig}}$  includes the emission time distribution of the photons  $F_{\text{Sig}}$  determined from a parameterization of the observed light curve at low energies (discussed in the next section) and evaluated on  $t - \tau_n \cdot E^n$  to take into account the delay due to a possible LIV effect, the measured signal spectrum  $\Lambda_{\text{Sig}}$  and the effective area  $A_{\text{eff}}$ . The PDF  $P_{\text{Bkg}}$  is composed of the uniform time distribution  $F_{\text{Bkg}}$  of the background events, the measured background spectrum  $\Lambda_{\text{Bkg}}$  and the effective area  $A_{\text{eff}}$ . No delay due to a possible LIV effect is expected in the background events of the ON data set.  $N(\tau_n)$  and  $N'$  are the normalization factors of  $P_{\text{Sig}}$  and  $P_{\text{Bkg}}$  respectively, in the  $(E, t)$  range of the likelihood fit. The coefficient  $w_s$  corresponds to the relative weight of the signal events in the total ON data set, derived from the number of events in the ON region  $n_{\text{ON}}$  and the number of events in the OFF regions  $n_{\text{OFF}}$  weighted by the inverse number of OFF regions  $\alpha$ . More details on the derivation of this function are given in Appendix B.1.



**Figure 6.** Time distribution of the excess ON –  $\alpha$ OFF in the first six runs (70971–70976), with energies between 300 and 400 GeV.  $T = 0$  corresponds to the time of the first detected event in run 70971. The vertical bars correspond to  $1\sigma$  statistical errors; the horizontal bars correspond to the bin width in time. The best fit, in red, was used as the template light curve in the maximum likelihood method; the  $\pm 1\sigma$  error envelope is shown in green.

### 3.3.2. Specific Selection Cuts and Timing Model

The flare data set of the H.E.S.S. analysis (see Section 2.1) was used with additional cuts. To perform the dispersion studies, only uninterrupted data have been kept. Thus, the analysis was conducted on the first seven runs, taken during the night of April 26. Moreover, the cosmic ray flux increases substantially for the seventh run, due to a variation of the zenith angle during this night. This fact, along with its large statistical errors, leads us to discard this run from the analysis. The sixth run shows little to no variability and was therefore also removed from the LIV analysis. Since within the ON data set, the signal and the background spectra have different indices ( $\Gamma_{\text{Sig}} = 4.8$  for the signal and  $\Gamma_{\text{Bkg}} = 2.5$  for the background), the ratio S/B is expected to decrease with increasing energy. An upper energy cut at  $E_{\text{max}} = 789$  GeV was set, corresponding to the last bin with more than  $3\sigma$  significance in the reconstructed photon spectrum (see the differential flux during the flare in Figure 1). A lower cut on the energy at  $E_{\text{min}} = 300$  GeV was used in order to avoid large systematic effects arising from high uncertainties on the H.E.S.S. effective area at lower energies. The intrinsic light curve of the flare, needed in the formulation of the likelihood, can be obtained from a model of the timed emission or approximated from a subset of the data. To be as model-independent as possible, it was here derived from a fit of the measured light curve at low energies (with  $E < E_{\text{cut}}$ ). The high-energy events ( $E > E_{\text{cut}}$ ) were processed in the calculation of the likelihood to search for potential dispersion. Here  $E_{\text{cut}}$  was set to  $E_{\text{cut}} = 400$  GeV, which is approximately the median energy of the ON event sample. Other cuts on the energy did not introduce significant effects on the final results. The histogram and the fit (Figure 6) were obtained as follows: the main idea was to preserve the maximum detected variability



**Figure 7.** Lower limits on  $E_{QG,1}$  from linear dispersion (left) and on  $E_{QG,2}$  from quadratic dispersion (right) for the subluminal case ( $s = +1$ ) obtained with AGNs as a function of redshift. The limits are given in terms of  $E_{\text{Planck}}$ . The constraints from Mkn 421 have been obtained by Biller et al. (1999), from Mkn 501 by Albert et al. (2008), and from PKS 2155-304 by Abramowski et al. (2011).

in the PG 1553+113 flare, together with a significant response in each observed peak:

1. The binning was chosen so that at least two adjacent bins of the distribution yield a minimum of  $3\sigma$  excess with respect to the average value.
2. Simple parameterizations have been tested on the whole data set (all energies): constant ( $\chi^2/\text{dof} = 25/12$ ), single Gaussian ( $\chi^2/\text{dof} = 20/10$ ) and double Gaussian ( $\chi^2/\text{dof} = 8.5/7$ ) functions. The latter is preferred, since it improves the quality of the fit. This shape was chosen to fit the low energy subset of events. Choosing a single Gaussian parameterization would result in a decrease of the sensitivity to time-lag measurements by a factor of two.

There is a gap of  $\sim 2$  minutes between each two consecutive runs. We did not consider the effect of these gaps as it is small with respect to the bin width of  $\sim 10$  minutes. More importantly, their occurrence is not correlated with the binning: one gap falls in the rising part of the light curve, one is at a maximum, two fall in the decreasing parts and none of the gaps is at the minimum.

Table B1 in Appendix B.2 shows the number of ON and OFF events for the different cuts applied to the data.

### 3.3.3. Results: Limits on $\tau_n$ and $E_{QG}$

The maximum likelihood method was performed using high-energy events with  $E_i > E_{\text{cut}}$ . First, confidence intervals (CIs) corresponding to 95% confidence level (1-sided) were determined from the likelihood curve at the values of  $\tau_n$  where the curve reaches 2.71, which corresponds to the 90% CL quantile of a  $\chi^2$  distribution. However, these CIs are derived from one realization only and do not take into account the “luckiness” factor of this measurement. To get statistically significant CIs (“calibrated CIs”), several sets were generated with MC simulations, with the same statistical significance, light curve model and spectrum as the original data set. No

intrinsic dispersion was artificially added. Each simulated data set produces a LL and an UL on  $\tau_n$ . The calibrated lower (upper) limit of the confidence interval is obtained from the mean of the distribution of the per-set individual lower (upper) limits. Both CIs (from the data only and from the simulated sets) are listed in Table B2. Sources of systematic errors include uncertainties on the light curve parameterization, the background contribution, the calculation of the effective area, the energy resolution, and the determination of the photon index (see Appendix B.4).

The resulting limits on the dispersion  $\tau_n$  using the quadratic sum of the statistical errors from the simulations and the systematic errors determined from data and simulations were computed, leading to limits on the energy scale  $E_{QG}$  (Equation (3)). The 95% 1-sided LLs for the subluminal case ( $s = +1$ ) are:  $E_{QG,1} > 4.11 \times 10^{17}$  GeV and  $E_{QG,2} > 2.10 \times 10^{10}$  GeV for linear and quadratic LIV effects, respectively. For the superluminal case ( $s = -1$ ) the limits are:  $E_{QG,1} > 2.83 \times 10^{17}$  GeV and  $E_{QG,2} > 1.68 \times 10^{10}$  GeV for linear and quadratic LIV effects, respectively. Figure 7 shows a comparison of the different LLs on  $E_{QG,1}$  and  $E_{QG,2}$  for the subluminal case ( $s = +1$ ) obtained with AGNs at different redshifts studied at VHE. All these limits, including the present results, have been obtained under the assumption that no intrinsic delays between photons of different energies occur at the source. For the linear/subluminal case, the most constraining limit on  $E_{QG}$  with transient astrophysical events has been obtained with GRB 090510:  $E_{QG,1} > 6.3 \times 10^{19}$  GeV (Vasileiou et al. 2013). The most constraining limits on  $E_{QG}$  with AGN so far have been obtained by Abramowski et al. (2011) with PKS 2155-304 data observed with H.E.S.S.:  $E_{QG,1} > 2.1 \times 10^{18}$  GeV and  $E_{QG,2} > 6.4 \times 10^{10}$  GeV for linear and quadratic LIV effects, respectively (95% CL, 1-sided). Compared to the PKS 2155-304 limits, the limits on the linear dispersion for PG 1553+113 are one order of magnitude less constraining, but the limits on the quadratic dispersion are of the same order of magnitude since the source is located at a higher redshift. This highlights the interest in studying distant AGNs, in spite of the difficulties due to limited photon statistics.

#### 4. CONCLUSIONS

A VHE  $\gamma$ -ray flaring event of PG 1553+113 has been detected with the H.E.S.S. telescopes, with a flux increasing by a factor of 3. No variability of the spectral index has been found in the data set, but indication of intra-night flux variability is reported in this work. In HE  $\gamma$ -rays, no counterpart of this event can be identified, which may be interpreted as the sign of injection of high energy particles emitting predominantly in VHE  $\gamma$ -rays. Such particles might not be numerous enough to have a significant impact on the HE flux during either their acceleration or cooling phases.

The data were used to constrain the redshift of the source using a new approach based on the absorption properties of the EBL imprinted in the spectrum of a distant source. Taking into account all the instrumental systematic uncertainties, the redshift of PG 1553+113 is determined as being  $z = 0.49 \pm 0.04$ .

Flares of variable sources can be used to probe LIV effects, manifesting themselves as an energy-dependent delay in the photon arrival time. A likelihood method, adapted to flares with a large amount of background and modest statistics, was presented. To demonstrate the analysis power of this method, it was applied to the H.E.S.S. data of a flare of PG 1553+113. This analysis relies on the indication of the intra-night variability of the flare at VHE. No significant dispersion was measured, and limits on the  $E_{\text{QG}}$  scale were derived, in a region of redshift unexplored until now. Limits on the energy scale at which QG effects causing LIV may arise, derived in this work, are  $E_{\text{QG},1} > 4.11 \times 10^{17}$  GeV and  $E_{\text{QG},2} > 2.10 \times 10^{10}$  GeV for the subluminal case. Compared with previous limits obtained with the PKS 2155-304 flare of 2006 July, the limits for PG 1553+113 for a linear dispersion are one order of magnitude less constraining while limits for a quadratic dispersion are of the same order of magnitude. With the new telescope placed at the center of the H.E.S.S. array that provides an energy threshold of several tens of GeV, a better picture of the variability patterns of AGN flares should be obtained. The future Cherenkov Telescope Array will increase the number of flare detections (Sol et al. 2013) with better sensitivity, allowing for the extraction of even more constraining limits on the LIV effects.

The support of the Namibian authorities and of the University of Namibia in facilitating the construction and operation of H.E.S.S. is gratefully acknowledged, as is the support by the German Ministry for Education and Research (BMBF), the Max Planck Society, the French Ministry for Research, the CNRS-IN2P3 and the Astroparticle Interdisciplinary Programme of the CNRS, the UK Particle Physics and Astronomy Research Council (PPARC), the IPNP of the Charles University, the South African Department of Science and Technology and National Research Foundation, and the University of Namibia. We appreciate the excellent work of the technical support staff in Berlin, Durham, Hamburg, Heidelberg, Palaiseau, Paris, Saclay, and Namibia in the construction and operation of the equipment.

The *Fermi* LAT Collaboration acknowledges generous ongoing support from a number of agencies and institutes that have supported both the development and the operation of the LAT as well as scientific data analysis. These include the National Aeronautics and Space Administration and the

Department of Energy in the United States, the Commissariat à l'Énergie Atomique and the Centre National de la Recherche Scientifique/Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules in France, the Agenzia Spaziale Italiana and the Istituto Nazionale di Fisica Nucleare in Italy, the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology (MEXT), High Energy Accelerator Research Organization (KEK) and Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) in Japan, and the KA Wallenberg Foundation, the Swedish Research Council and the Swedish National Space Board in Sweden. Additional support for science analysis during the operations phase is gratefully acknowledged from the Istituto Nazionale di Astrofisica in Italy and the Centre National d'Études Spatiales in France. DS work is supported by the LABEX grant enigmass. The authors want to thank F. Krauss for her useful comments.

#### APPENDIX A BAYESIAN MODEL USED TO CONSTRAIN THE REDSHIFT

A Bayesian approach has been used to compute the redshift value of PG 1553+113 in Section 3.2. The advantage of such a model is that systematic uncertainties, which are important in Cherenkov astronomy, can easily be included in the calculation. In the following, the notation  $\Theta$  for the model parameters and  $Y$  for the data set is adopted. All normalization constants are dropped in the development of the model, and the final probability is normalized at the end.

Bayes' Theorem, based on the conditional probability rule, allows us to write the posterior probability  $P(\Theta|Y)$  for the model parameters  $\Theta$  as the product of the likelihood  $P(Y|\Theta)$  and the prior probability  $P(\Theta)$ :

$$P(\Theta|Y) \propto P(\Theta)P(Y|\Theta).$$

The likelihood is the quantity that is maximized during determination of the best-fit spectrum (Piron et al. 2001). It is at this step that the H.E.S.S. data, taken during the flare, were actually used. The spectrum model here is a simple power law corrected for the EBL absorption:

$$\phi = N \times (E/E_0)^{-\Gamma} \times e^{-\tau(E,z)}.$$

The model parameters are then  $N$ ,  $\Gamma$ , and  $z$ .

The prior is the most difficult and most interesting part of the model. To derive it,  $N$  and  $\Gamma$  are assumed to be independent from each other and independent of the redshift. In contrast, the prior on the redshift might depend on  $N$  and  $\Gamma$ . Then, the prior can be simplified using the conditional probability rule:

$$P(\Theta) = P(z|N, \Gamma)P(N)P(\Gamma)$$

As much as possible, weak assumptions should be made to write a robust prior then often flat priors (i.e.,  $P \propto \text{const}$ ) are used. Priors should also be based on a physical meaning and not contradict the physical and observed properties of the objects. For the purpose of this model, the prior on  $N$  is assumed to be flat and the prior on the spectral index is a truncated Gaussian  $P(\Gamma) \propto \mathcal{N}_G(\Gamma, \Gamma_{\text{Fermi}}, \sigma_\Gamma)$  if  $\Gamma < \Gamma_{\text{Fermi}}$  and  $P(\Gamma) = \propto \text{const}$  otherwise. The values of  $\Gamma_{\text{Fermi}}$  and  $\sigma_\Gamma$  are obtained by analyzing LAT data below 80 GeV (see Section 3 and Table 3). Here, it is assumed that the intrinsic spectrum in the VHE range cannot be harder than the *Fermi*-

LAT measurement.  $\sigma_\Gamma$  takes into account the statistical and systematic uncertainties on the *Fermi*-LAT measurement and also the systematic uncertainty on the H.E.S.S. spectrum ( $\sigma = 0.20$ , see Aharonian et al. 2006b) added quadratically and  $\sigma_\Gamma = 0.33$  for a mean value of  $\Gamma_{\text{Fermi}} = 1.72$ .

The prior on  $z$  is much more difficult to determine. A flat prior has no physical motivations since the probability to detect sources at TeV energy decreases with the redshift. The number of sources detected at TeV energy is not sufficient to use the corresponding redshift distribution as a prior.

A prior which takes into account the EBL can be derived assuming a population of sources with a constant spatial density. In the small space element  $4\pi z^2 dz$ , the number of such sources scales  $\propto z^2$ . For any given luminosity, their flux (which scales with the probability to detect them) is scaled by  $z^{-2} \exp(-\tau(z))$ . Lacking a proper knowledge of the intrinsic luminosity function of VHE  $\gamma$ -ray blazars, a reasonable assumption on the detection probability of a blazar at any redshift is a scaling proportional to the flux for a given luminosity, i.e.,  $\propto z^{-2} \exp(-\tau(z))$ . Putting everything together, the prior on the redshift reads  $P(z|N, \Gamma) = P(z) \propto \exp(-\tau(z))$ .

Finally, the prior we use for our analysis is:

$$P(\Theta) \propto \exp(-\tau(z)) \mathcal{N}_G(\Gamma, 1.72, 0.33) \quad (\text{A.1})$$

if  $\Gamma < 1.72$  and

$$P(\Theta) \propto \exp(-\tau(z))$$

otherwise. Putting all the components of the model together and marginalizing over the nuisance parameters  $N$  and  $\Gamma$ , the probability on the redshift can be computed numerically. The obtained mean value is  $z = 0.49 \pm 0.04$ . At a confidence level of 95%, the redshift is between  $0.41 < z < 0.56$ .

In this work, only the model of Franceschini et al. (2008) has been used. Other EBL models available in the literature predict slightly different absorption depths. This will lead to a small difference in the redshift. The use of a flat prior for the redshift distribution of the sources or a prior based on estimates of the HBLs luminosity function (Ajello et al. 2014) leads to changes of order of 0.01 on the resulting redshift.

## APPENDIX B

### DEVELOPMENT OF THE LIV METHOD

#### B.1 Modified Maximum Likelihood Method

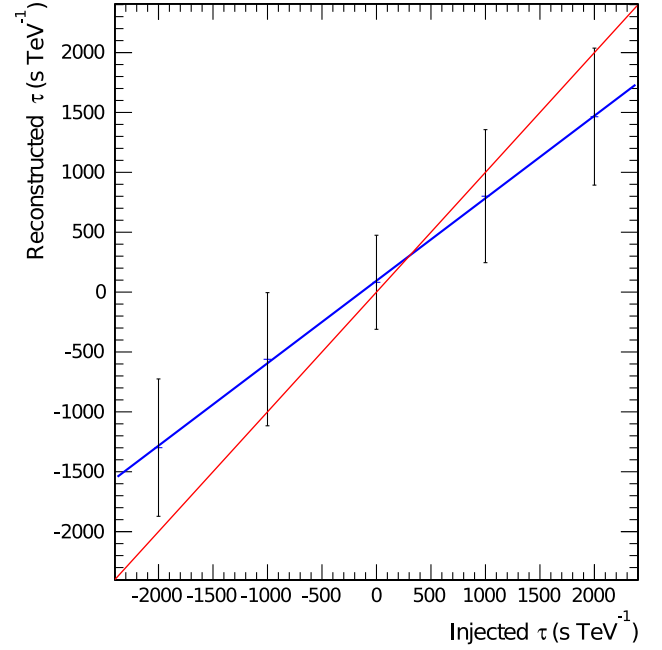
In previous LIV studies with AGN flares (Albert et al. 2008; Abramowski et al. 2011) the signal was clearly dominating over the background, whereas in the present study the signal-over-background ratio is about 2. The background has been included in the formulation of the PDF: in the most general case, for given numbers of signal and background events  $s$  and  $b$  in the observation region (“ON” region), for a given dispersion parameter  $\tau_n$ , the unbinned likelihood is:

$$L(n_{\text{ON}}, n_{\text{OFF}}|s, b, \tau_n) = \text{Pois}(n_{\text{ON}}|s+b) \cdot \text{Pois}\left(n_{\text{OFF}}\left|\frac{b}{\alpha}\right.\right) \cdot \prod_{i=1}^{n_{\text{ON}}} P(E_i, t_i|s, b, \tau_n) \quad (\text{B.1})$$

The PDF  $P(E_i, t_i|s, b, \tau_n)$  associated with each gamma-like particle characterized by its time  $t_i$  and energy  $E_i$  contains two

**Table B1**  
Selections Applied to the ON and OFF Data Sets

Selection	# of ON Events	Weighted # of OFF Events	S/B
Total sample	461 (100%)	144.3 (100%)	2.2
(1) = Time in 500–8500s	358 (77.7%)	95.8 (66.4%)	2.7
(1) and $E$ in 0.3–0.789 TeV	154 (33.4%)	36.3 (25.1%)	3.2
(1) and $E$ in 0.3–0.4 TeV (Template)	82 (17.8%)	14.2 (9.9%)	4.8
(1) and $E$ in 0.4–0.789 TeV (LH fit)	72 (15.6%)	21.9 (15.2%)	2.3



**Figure B1.** Means of the reconstructed dispersion vs. the real (injected dispersion) for the linear case  $n = 1$ ; for a given injected dispersion, errors bars correspond to the means of the distribution of the upper and lower limits (90% 2-sided  $\simeq$  95% 1-sided). The blue line is a linear fit to the points. The red line shows the ideally obtained curve  $\tau_{\text{reconstructed}} = \tau_{\text{injected}}$  obtained in the case  $S/B = \infty$ .

terms (signal and background):

$$P(E_i, t_i|s, b, \tau_n) = w_s \cdot P_{\text{Sig}}(E_i, t_i|\tau_n) + (1 - w_s) \cdot P_{\text{Bkg}}(E_i, t_i) \quad (\text{B.2})$$

with

$$w_s = \frac{s}{s+b}. \quad (\text{B.3})$$

$n_{\text{ON}}$  is the number of events detected in the source ON region included in the fit range  $[E_{\text{cut}}, E_{\text{max}}] \times [t_{\text{min}}, t_{\text{max}}]$ .  $n_{\text{OFF}}$  is the number of events in the OFF regions, in the same  $(E, t)$  range;  $\alpha$  is the inverse number of OFF regions.  $\text{Pois}(n_{\text{ON}}|s+b)$  ( $\text{Pois}(n_{\text{OFF}}|b/\alpha)$ ) is the Poisson distribution with index  $n_{\text{ON}}$  ( $n_{\text{OFF}}$ ) and parameter  $s+b$  ( $b/\alpha$ ). The likelihood function can be simplified by fixing  $s$  and  $b$  from a comparison of ON and OFF sets:  $s = n_{\text{ON}} - \alpha n_{\text{OFF}}$  and  $b = \alpha n_{\text{OFF}}$ . In this case, the Poisson terms in Equation (B.2) are equal to 1. The

**Table B2**

Linear (Top) and Quadratic (Bottom) Dispersion Parameters; from left to right: Best Estimate, LL and UL from Data (Cut on Likelihood Curve), LL and UL from MC Simulations (means of Per-set LL and UL Distributions), Calibrated LL and UL (Combination of Data and MC), Calibrated LL and UL Including Systematic Errors

$n$	$\tau_{n,\text{best}}^{\text{data}}$	LL $_n^{\text{data}}$	UL $_n^{\text{data}}$	$\tau_{n,\text{best}}^{\text{MC}}$	LL $_n^{\text{MC}}$	UL $_n^{\text{MC}}$	LL $_n^{\text{calib}}$	UL $_n^{\text{calib}}$	LL $_n^{\text{calib}}$	UL $_n^{\text{calib}}$
									With Systematics	
1	-131.7	-806.7	554.7	99.1	-526.3	725.6	-757.1	494.8	-838.9	576.4
2	-287.5	-1449.9	853.6	217.2	-942.0	1395.0	-1446.7	890.3	-1570.5	1012.4

**Note.** Dispersion Parameters  $\tau_{n,\text{best}}$ , LLs and ULs are in s TeV $^{-n}$ .

probabilities  $P_{\text{Sig}}$  and  $P_{\text{Bkg}}$  are defined as:

$$P_{\text{Sig}}(E_i, t_i | \tau_n) = \frac{1}{N(\tau_n)} \cdot R_{\text{Sig}}(E_i, t_i | \tau_n) \quad (\text{B.4})$$

$$P_{\text{Bkg}}(E_i, t_i) = \frac{1}{N'} \cdot R_{\text{Bkg}}(E_i, t_i) \quad (\text{B.5})$$

with

$$R_{\text{Sig}}(E, t | \tau_n) = \int_{E_{\text{true}}=0}^{\infty} D(E, E_{\text{true}}) A_{\text{eff}}(E_{\text{true}}, t) \times \Lambda_{\text{Sig}}(E_{\text{true}}) F_{\text{Sig}}(t - \tau_n \cdot E_{\text{true}}^n) dE_{\text{true}} \quad (\text{B.6})$$

$$R_{\text{Bkg}}(E, t) = \int_{E_{\text{true}}=0}^{\infty} D(E, E_{\text{true}}) \times A_{\text{eff}}(E_{\text{true}}, t) \Lambda_{\text{Bkg}}(E_{\text{true}}) F_{\text{Bkg}}(t) dE_{\text{true}}. \quad (\text{B.7})$$

$P_{\text{Sig}}(E_i, t_i | \tau_n)$  is the probability that the event  $(E_i, t_i)$  is a photon emitted at the source and detected on Earth with a delay  $\tau_n E_i^n$ . It takes into account the emission (time distribution  $F_{\text{Sig}}(t)$  and energy spectrum  $\Lambda_{\text{Sig}}(E)$  at the source), the propagation (delay  $\tau_n \cdot E_i^n$  due to possible LIV effect) and the detection of a photon by the detector (H.E.S.S. energy resolution  $D(E, E_{\text{true}})$  and effective area  $A_{\text{eff}}(E, t)$ ).  $P_{\text{Bkg}}(E_i, t_i)$  is the probability that the event  $(E_i, t_i)$  is a background event; it is not expected to be variable with time, thus  $F_{\text{Bkg}}(t)$  is a uniform time distribution:  $F_{\text{Bkg}}(t) = F_{\text{Bkg}}$ . The background energy distribution  $\Lambda_{\text{Bkg}}$  is measured from OFF regions.  $N(\tau_n)$  (resp.  $N'$ ) is the normalization factor of the PDF  $P_{\text{Sig}}$  (resp.  $P_{\text{Bkg}}$ ) in the range  $[E_{\text{cut}}; E_{\text{max}}] \times [t_{\text{min}}; t_{\text{max}}]$  where the likelihood fit is performed.

Also, the energy resolution  $D(E, E_{\text{true}})$  is assumed to be perfect in the range  $[E_{\text{cut}}; E_{\text{max}}]$ .<sup>53</sup> This leads to simplified expressions of  $P_{\text{Sig}}(E_i, t_i | \tau_n)$  and  $P_{\text{Bkg}}(E_i, t_i)$ :

$$P_{\text{Sig}}(E_i, t_i | \tau_n) = \frac{1}{N(\tau_n)} \cdot A_{\text{eff}}(E_i, t_i) \times \Lambda_{\text{Sig}}(E_i) F_{\text{Sig}}(t_i - \tau_n \cdot E_i^n) \quad (\text{B.8})$$

$$P_{\text{Bkg}}(E_i, t_i) = \frac{1}{N'} \cdot A_{\text{eff}}(E_i, t_i) \Lambda_{\text{Bkg}}(E_i) F_{\text{Bkg}} \quad (\text{B.9})$$

The best estimate of the dispersion parameter  $\hat{\tau}_n$  is obtained by maximizing the likelihood  $L(\tau_n)$ .

<sup>53</sup> The actual energy resolution is of the order of 10% in this range.

## B.2 Selection Cuts

Table B1 shows the effect of the selection cuts on the number of ON and OFF events. Other choices of  $E_{\text{min}}$  and  $E_{\text{cut}}$  did not introduce significant changes in the final results.

## B.3 Test of the Method, CIs

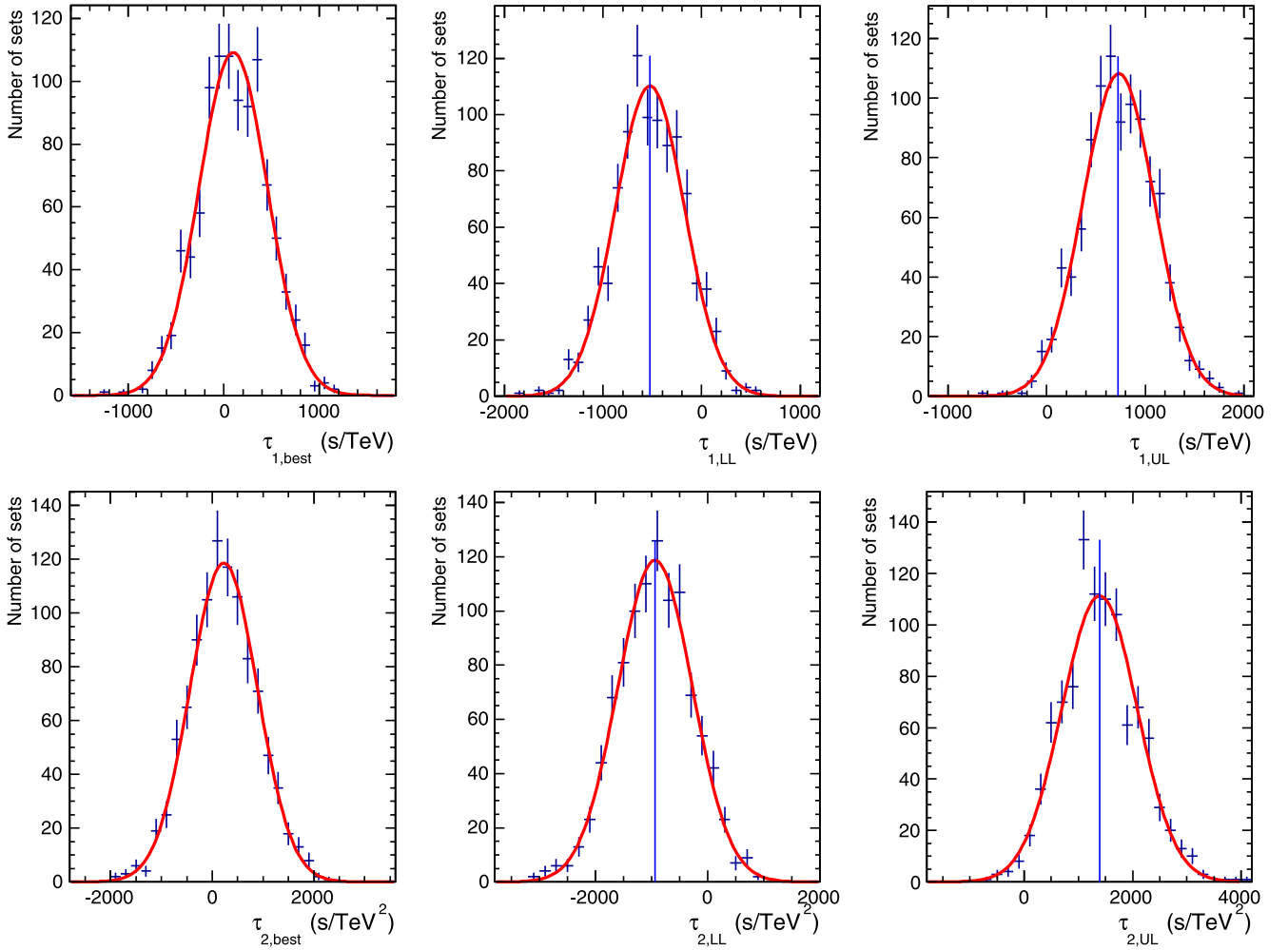
The method has been tested on MC simulated sets. Each set was composed of  $n_{\text{ON}} = 72$  ON events, as in the real data sample:

- $s = 50$  signal events with times following the template light curve (Figure 6) shifted by a factor  $\tau_{n,\text{inj}} \cdot E_i$ ; energies follow a power law spectrum of photon index  $\Gamma_{\text{Sig}} = 4.8$ , degraded by the acceptance and convolved with the energy resolution.
- $b = 22$  background events with times following a uniform distribution and energies drawn from a power law spectrum of index  $\Gamma_{\text{Bkg}} = 2.5$ , degraded by the acceptance and convolved with the energy resolution.

For a given injected dispersion, the maximum likelihood method is applied to each MC-simulated set. The initial light curve and energy spectrum were used as templates in the model instead of fitting them for each set.

Figure B1 shows the means of the reconstructed dispersion versus the real (injected) dispersion for  $n = 1$ ; for a given injected dispersion, error bars correspond to the rms of the distribution of the best estimates  $\hat{\tau}_1$ . The blue line shows the result of a linear fit. The slope roughly corresponds to the percentage of signal in the total ON data set. It is due to the loss of sensitivity resulting from the part of the data sets with no dispersion. A systematic shift is observed of about 100 s TeV $^{-1}$ , well below  $1\sigma$  value—the rms of the best estimate distribution is 361 s TeV $^{-1}$ . The results in this paper have not been corrected for this bias.

The coverage is not necessarily proper, i.e. the number of sets for which the injected dispersion value  $\tau_{n,\text{inj}}$  lies between the set's LL and UL does not match the required 95% 1-sided confidence level. The common cut used on the likelihood curves to get the LLs/ULs has been iteratively adjusted to ensure a correct statistical coverage: using this new cut, 95% of the realizations provide CIs that include the injected dispersion  $\tau_{n,\text{inj}}$ . The initial coverage was about 85% for a cut on  $2 \ln L$  of 2.71. The new common cut, found iteratively at 3.5, ensures the desired 90% 2-sided CL (approx. 95% one-sided CL). Figure B2 shows the distributions of the best estimates, the 95% 1-sided LLs and ULs for  $\tau_{1,\text{inj}} = 0$  s TeV $^{-1}$  (linear case) and  $\tau_{2,\text{inj}} = 0$  s TeV $^{-2}$  (quadratic case); the means of the lower and upper limit distributions, shown as a



**Figure B2.** Distributions of the best estimates, the 95% one-sided lower and upper limits from simulations in case of no injected dispersion ( $\tau_{n,\text{inj}} = 0 \text{ s TeV}^{-n}$ ), for  $n = 1$  (top) and  $n = 2$  (bottom); dispersion values are in  $\text{s TeV}^{-n}$ . The blue vertical line on the LL (resp. UL) distribution shows  $\text{LL}^{\text{MC}}$  (resp.  $\text{UL}^{\text{MC}}$ ), defined as the mean of the distribution.

blue vertical line, are used to construct the “calibrated confidence interval.”

To get CIs from data, a maximum likelihood method is applied to the original data set and gives a best estimate  $\tau_{\text{best}}^{\text{data}}$ . The cut value determined from the simulations to ensure proper coverage is applied on the original data set to obtain  $\text{LL}^{\text{data}}$  and  $\text{UL}^{\text{data}}$ . The “calibrated” limits  $\text{LL}^{\text{calib}}$  and  $\text{UL}^{\text{calib}}$ , combining  $\tau_{\text{best}}^{\text{data}}$  from data together with MC results, are taken as

$$\begin{aligned} \text{LL}^{\text{calib}} &= \tau_{\text{best}}^{\text{data}} - |\tau_{\text{best}}^{\text{MC}} - \text{LL}^{\text{MC}}| \\ \text{UL}^{\text{calib}} &= \tau_{\text{best}}^{\text{data}} + |\tau_{\text{best}}^{\text{MC}} - \text{UL}^{\text{MC}}| \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

with  $\tau_{\text{best}}^{\text{MC}}$ ,  $\text{LL}^{\text{MC}}$  and  $\text{UL}^{\text{MC}}$  defined as the means of the per-set best-estimate distribution, LL distribution, and UL distribution respectively.

Table B2 lists the CIs determined in both ways, i.e., data-only and calibrated ones:  $\text{LL}_n^{\text{data}}$  and  $\text{LL}_n^{\text{calib}}$  (resp.  $\text{UL}_n^{\text{data}}$  and  $\text{UL}_n^{\text{calib}}$ ) are compatible within 10%. In this work, calibrated CIs have been used to derive the final LLs on  $E_{\text{QG}}$ . They are preferred over data-only CIs as they provide statistically well defined confidence levels. They also ensure coherent comparison with previous published results, e.g., with PKS 2155-304

**Table B3**

Summary of all Studied Systematic Contributions. The Main Systematic Errors are due to the Uncertainties on the Light Curve Parametrization

	Estimated Error on Input Parameters	$\tau_1$ ( $\text{s TeV}^{-1}$ )	$\tau_2$ ( $\text{s TeV}^{-2}$ )
Background contribution	...	<45	<80
Acceptance factors	10%	<1	<1
Energy resolution	10%	<55	<85
Photon index	5%	<55	<50
Light curve parameterization	...	<300	<500
Systematic bias	...	~100	~200
Total: $\sqrt{\sum_i \text{syst}_i^2}$		<330	<555

by Abramowski et al. (2011) and GRB studies by Vasileiou et al. (2013).

#### B.4 Estimation of the Systematics

Estimations of the systematic effects on the dispersion measurement were performed. It was found that the main

systematic errors are due to the uncertainties on the light curve parameterization. Other sources of systematic errors include the contribution of the background, effect of the change of photon index, the energy resolution and the effective area determination of the detector. To study the following four contributions, new simulated data sets have been built, each one with different input parameters:

1. background contribution: photons and background events have been reallocated within the ON data set in the fit range  $[E_{\text{cut}}, E_{\text{max}}]$ , introducing a  $1\sigma$  fluctuation in the number of signal event  $s$  in the ON data set;
2. effective area: set to a constant, equal to  $120000 \text{ m}^2$  for all energies and all times, which corresponds to a maximum shift of 10% (the actual effective area increases with energy);
3. energy resolution: reconstructed energies have been replaced by the true energies; this corresponds to a shift of about 10% on the reconstructed energy values;
4. photon index: changed by one standard deviation ( $\pm 0.25$ ).

For the determination of systematic errors arising from the light curve parameterization, the calibration of the CIs has been redone using successively the upper  $1\sigma$  and the lower  $1\sigma$  contours of the template, shown in Figure 6. The change in mean lower and ULs on the dispersion parameter  $\tau_n$  gives an estimate of the systematic error associated to each contribution.<sup>54</sup> An additional systematic contribution comes from the shift arising from the method found with simulation (see Appendix B.3). Table B3 summarizes all studied systematic contributions. The overall estimated systematic error on  $\tau_n$  is  $330 \text{ s TeV}^{-1}$  for the linear case ( $n = 1$ ) and  $555 \text{ s TeV}^{-2}$  for the quadratic case ( $n = 2$ ); they were included in the calculation of the limits on  $E_{\text{QG}}$  by adding the statistical and the systematic errors in quadrature.

## REFERENCES

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009a, *ApJ*, 707, 1310  
 Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009b, *ApJS*, 183, 46  
 Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010a, *ApJ*, 708, 1310  
 Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010b, *ApJ*, 722, 520  
 Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., et al. 2011, *APh*, 34, 738  
 Abramowski, A., Acero, F., Akhperjanian, A. G., et al. 2013a, *A&A*, 552, A118  
 Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., et al. 2013b, *A&A*, 550, A4  
 Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., et al. 2014, *A&A*, submitted  
 Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., et al. 2012a, *ApJS*, 203, 4  
 Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2012b, *Sci*, 338, 1190  
 Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006a, *A&A*, 448, L19  
 Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006b, *A&A*, 457, 899  
 Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007a, *ApJL*, 664, L71  
 Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007b, *ApJL*, 664, L71  
 Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., et al. 2008, *A&A*, 477, 481  
 Ajello, M., Romani, R. W., Gasparri, D., et al. 2014, *ApJ*, 780, 73  
 Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2008, *PhLB*, 668, 253  
 Aleksić, J., Alvarez, E. A., Antonelli, L. A., et al. 2012, *ApJ*, 748, 46  
 Aleksić, J., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., et al. 2014, arXiv:1408.1975  
 Aliu, E., Archer, A., Aune, T., et al. 2015, *ApJ*, 799, 7  
 Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1071  
 Becherini, Y., Djannati-Ataï, A., Marandon, V., Punch, M., & Pita, S. 2011, *APh*, 34, 858  
 Berge, D., Funk, S., & Hinton, J. 2007, *A&A*, 466, 1219  
 Biller, S. D., Breslin, A. C., Buckley, J., et al. 1999, *PhRvL*, 83, 2108  
 Bregeon, J., Charles, E., & Wood, M. for the Fermi-LAT collaboration 2013, arXiv:1304.5456  
 Cortina, J. 2012a, ATel, 3977, 1  
 Cortina, J. 2012b, ATel, 4069, 1  
 Danforth, C. W., Keeney, B. A., Stocke, J. T., Shull, J. M., & Yao, Y. 2010, *ApJ*, 720, 976  
 de Naurois, M., & Rolland, L. 2009, *Aph*, 32, 231  
 Franceschini, A., Rodighiero, G., & Vaccari, M. 2008, *A&A*, 487, 837  
 Gaidos, J. A., Akerlof, C. W., Biller, S. D., et al. 1996, *Natur*, 383, 319  
 Giommi, P., Ansari, S. G., & Micol, A. 1995, *A&AS*, 109, 267  
 Green, R. F., Schmidt, M., & Liebert, J. 1986, *ApJS*, 61, 305  
 Hauser, M. G., & Dwek, E. 2001, *ARA&A*, 39, 249  
 Hinton, J. A. The H.E.S.S. Collaboration 2004, *NewAR*, 48, 331  
 Jacob, U., & Piran, T. 2008, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2008, 031  
 Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., et al. 2011, *ApJS*, 192, 18  
 Li, T.-P., & Ma, Y.-Q. 1983, *ApJ*, 272, 317  
 Liberati, S. 2013, *CQGra*, 30, 133001  
 Martínez, M., & Errando, M. 2009, *Aph*, 31, 226  
 Mattingly, D. 2005, LRR 8  
 Mattox, J. R., Bertsch, D. L., Chiang, J., et al. 1996, *ApJ*, 461, 396  
 Osterman, M. A., Miller, H. R., Campbell, A. M., et al. 2006, *AJ*, 132, 873  
 Piron, F., Djannati-Ataï, A., Punch, M., et al. 2001, *A&A*, 374, 895  
 Prandini, E., Dorner, D., Mankuzhiyil, N., et al. 2009, arXiv:0907.0157  
 Rector, T. A., Gabuzda, D. C., & Stocke, J. T. 2003, *AJ*, 125, 1060  
 Reimer, A., Costamante, L., Madejski, G., Reimer, O., & Dorner, D. 2008, *ApJ*, 682, 775  
 Sanchez, D. A., & Deil, C. 2013, arXiv:1307.4534  
 Sanchez, D. A., Fegan, S., & Giebels, B. 2013, *A&A*, 554, A75  
 Scargle, J. D. 1998, *ApJ*, 504, 405  
 Sol, H., Zech, A., Boisson, C., et al. 2013, *Aph*, 43, 215  
 Treves, A., Falomo, R., & Uslenghi, M. 2007, *A&A*, 473, L17  
 Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803  
 Vasileiou, V., Jacholkowska, A., Piron, F., et al. 2013, *PhRvD*, 87, 122001  
 Vaughan, S., Edelson, R., Warwick, R. S., & Uttley, P. 2003, *MNRAS*, 345, 1271

<sup>54</sup> In particular the errors on the peak positions constitute the most important part of the uncertainty on the template light curve contributing to the likelihood fit—see previous works, e.g., Abramowski et al. (2011). Therefore, the covariance matrix of the fit of the template was studied in detail; the peak positions were varied by values of  $\pm 1\sigma$  extracted from the covariance matrix. This study led to an increase in overall systematics of the order of 20% for  $\tau_1$  and 40% for  $\tau_2$ , and a decrease of maximum 7% and 2% of limits on  $E_{\text{QG},1}$  and  $E_{\text{QG},2}$  respectively.



### 4.5.3 Test du prior sur le redshift

La fonction de luminosité  $\phi(L_\gamma, z, \Gamma)$  des BL Lac, qui donne le nombre de sources en fonction de leur luminosité  $L_\gamma$ , leur indice spectral  $\Gamma$  et leur distance  $z$ . Cette fonction de luminosité peut être estimée sur la base des données *Fermi*-LAT (Ajello et al., 2014). Dans ce cas,  $L_\gamma$  et  $\Gamma$  sont estimés dans la gamme en énergie du LAT. Par définition, la fonction de luminosité est :

$$\frac{\partial^3 N}{\partial L_\gamma \partial z \partial \Gamma} = \frac{\partial^3 N}{\partial L_\gamma \partial V \partial \Gamma} \times \frac{dV}{dz} = \phi(L_\gamma, z, \Gamma) \times \frac{dV}{dz},$$

avec  $\frac{dV}{dz}$  l'élément de volume co-moving par unité de redshift et d'angle solide (Hogg, 1999). Le nombre de sources avec une luminosité  $L_\gamma$ , un redshift  $z$  et un indice spectral est  $\Gamma$  :

$$\lambda(L_\gamma, z, \Gamma) dL_\gamma dz d\Gamma = \phi(L_\gamma, z, \Gamma) \times \frac{dV}{dz} dL_\gamma dz d\Gamma.$$

Le nombre de sources par unité de redshift est obtenu par intégration de  $\lambda$  sur  $L_\gamma$  et  $\Gamma$ . La luminosité et l'indice de PG 1553+113 dans la gamme du LAT est  $L_0 \pm \sigma_{L_0}$  et  $\Gamma_{\text{Fermi}} \pm \sigma_\Gamma$ . Le prior s'écrit alors :

$$P(z|N, \Gamma) \propto \frac{dN}{dz} = \int_{L_0} \int_{\Gamma} \phi(L_\gamma, z, \Gamma) \times \frac{dV}{dz} dL_\gamma N(\Gamma, \Gamma_{\text{Fermi}}, \sigma_\Gamma) N(L_\gamma, L_0, \sigma_{L_0}) dL_\gamma d\Gamma,$$

qu'il est possible de calculer numériquement. Ce prior est présenté dans la figure 4.12 et comparé au prior utilisé dans la publication. Les résultats donnent un redshift et une limite supérieure plus basse que ceux de la publication mais ce calcul est moins conservatif. L'estimation de la fonction de luminosité est difficile et on fait de plus l'hypothèse que celle-ci est valable aux énergies de H.E.S.S..

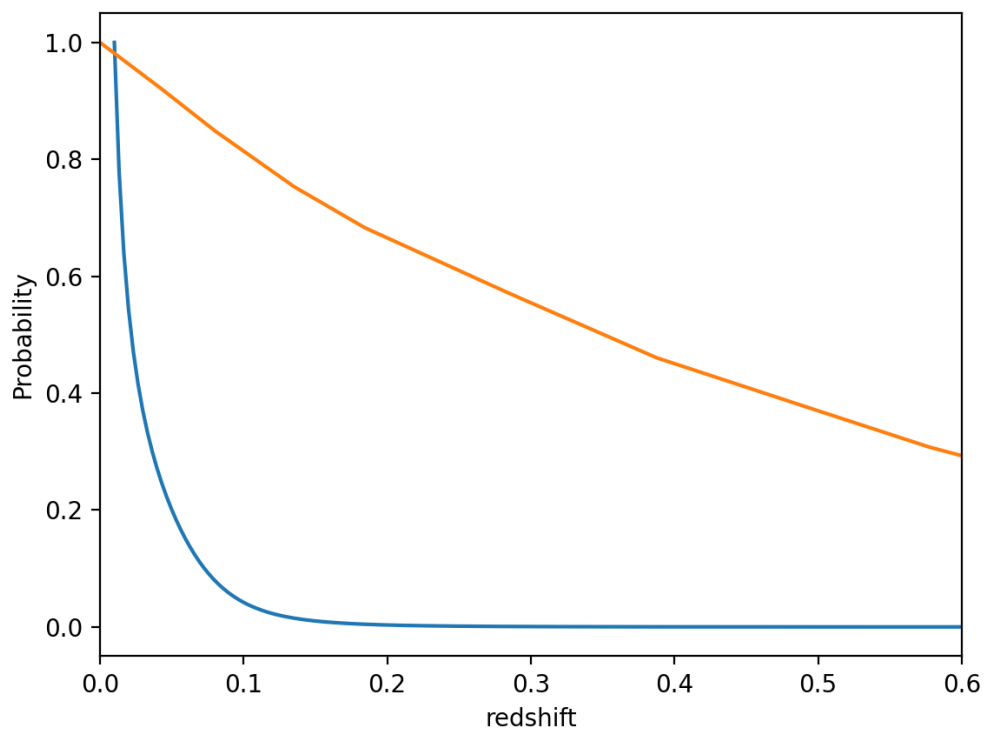


FIGURE 4.12 – Prior utilisé dans la publication (orange) et prior obtenu avec la fonction de luminosité des BL LAC (bleu).

# Chapitre 5

## Variabilité des blazars

### Sommaire

---

<b>5.1 Définition et mesure</b>	<b>130</b>
<b>5.2 Variabilité en fonction de l'énergie</b>	<b>132</b>
<b>5.3 Variabilité en fonction du flux</b>	<b>133</b>
<b>5.4 Quasi-Périodicité</b>	<b>134</b>
<b>5.5 Étude de population</b>	<b>134</b>
<b>5.6 Observations long-terme du HBL PKS 2155-304</b>	<b>135</b>
5.6.1 Résultat <i>Fermi</i> -LAT et H.E.S.S.	135
5.6.2 "Variability studies and modeling of the blazar PKS 2155-304 in the light of a decade of multi-wavelength observations"	135
<b>5.7 Conclusions</b>	<b>148</b>
<b>5.8 Cherenkov Telescope Array CTA</b>	<b>153</b>
5.8.1 Design et sensibilité des réseaux	153
5.8.2 Small-Sized Telescopes (SST)	153
5.8.3 Medium-Sized Telescopes (MST)	154
5.8.4 Large-Sized Telescopes (LST) : construction du LST-1	154
<b>5.9 Recherche d'événements transitoires</b>	<b>157</b>
5.9.1 Les sursauts gamma aux THE	158
5.9.2 Premières observations avec les LST	161
5.9.3 Ondes gravitationnelles et lien avec les rayons $\gamma$	162

---

Une des caractéristiques les plus marquantes des AGN en général et des blazars en particulier est la variabilité du flux de ces sources en fonction du temps et ce dans toutes les longueurs d'onde du spectre électromagnétique et sur des échelles de temps de la minute à l'année.

Aux THE, on a souvent cherché à détecter des éruptions, c'est-à-dire une élévation importante du flux, cependant le faible champ de vue des télescopes cherenkov (5 degrés) est un grand handicap. Ainsi, la stratégie alors repose sur des alertes externes dans d'autres longueurs d'onde. Avec le lancement de *Fermi-LAT*, les astrophysiciens ont pensé que le nombre de nouvelles éruptions détectées augmenterait significativement. Il se trouve que les BL Lac, les sources les plus détectées au TeV, sont moins variables dans la gamme en énergie du LAT (voir section 2). Même si avec de bons outils d'analyse en continu (Lenain, 2018) et une réaction rapide, plusieurs événements ont pu être suivis au TeV, il n'en reste pas moins que la moisson n'a pas eu lieu.

Ces espoirs se basaient sur l'hypothèse que la variabilité aux HE serait la même qu'en THE ce qui ne semble pas être le cas. Il est possible d'imaginer une explication phénoménologique "avec les mains", en regardant la figure 5.1. L'augmentation du flux, visible qu'en THE pourrait être due, par exemple, à une injection de particules très énergétiques mais très peu nombreuses vis à vis du nombre de particules de plus basse énergie, les premières ne comptant que peu quand elles se seront refroidies. On voit ainsi une forte variabilité aux THE qui ne se reflète pas aux HE.

L'origine de la variabilité est encore un mystère. Les éruptions des AGN ne sont pas prédictibles mais certains instruments à grand champ de vue servent pour monitorer les sources et ainsi permettre des observations THE lors d'un regain d'activité. L'étude de ces événements permet de contraindre la physique des jets et les processus en place, la taille de la zone d'émission et mène à de nombreux efforts de modélisation (voir Rieger, 2019, pour une revue).

Néanmoins, l'étude et la caractérisation de la variabilité sur le long terme par des observations sur plusieurs mois voire plusieurs années n'est pas à oublier. Ici on cherche à caractériser la variabilité en tant que phénomène stochastique et non en tant que succession d'éruptions. C'est un travail qui fut mené au sein du LAPP avec un étudiant en thèse sous ma direction.

## 5.1 Définition et mesure

Quand on parle de la variabilité d'une source, il est fait référence aux variations de son flux de lumière en fonction du temps. La série temporelle associée est nommée courbe de lumière et présente simplement le flux de photons en fonction du temps. Les instruments n'étant pas infiniment sensibles, des intervalles en temps assez grands sont définis pour mesurer le flux de façon précise.

Afin de détecter de la variabilité, une première méthode consiste en un ajustement avec une fonction constante et un test de  $\chi^2$ . Un faible  $\chi^2$  marquera alors la variabilité d'une source. Une autre méthode, introduite par Vaughan et al. (2003), permet de plus de quantifier la variabilité. Considérons une observable  $x$ , dans notre cas le flux, de moyenne  $\bar{x}$  de variance  $S^2$  et associée à une erreur  $\sigma_{\text{err}}$ . L'excès de variance est défini par :

$$\sigma_{\text{excess}}^2 = S^2 - \text{Var}_{\text{err}}$$

où  $\text{Var}_{\text{err}}$  est la moyenne du carré des erreurs  $\sigma_{\text{err}}^2$  :

$$\text{Var}_{\text{err}} = \frac{1}{N} \sum \sigma_{\text{err}}^2.$$

Il est alors possible de définir l'excès de variance normalisé :

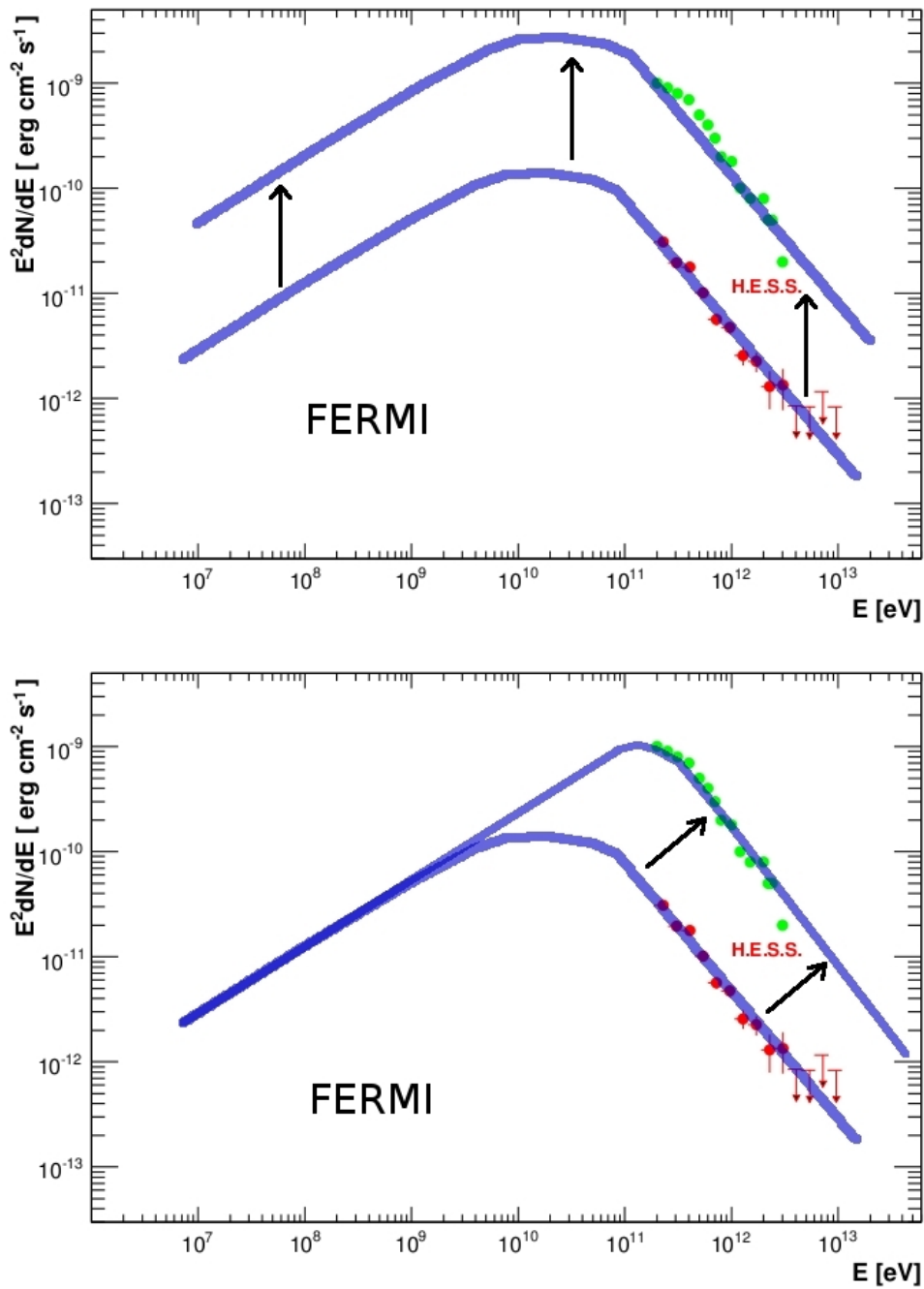


FIGURE 5.1 – Possible explication phénoménologique de la plus grande variabilité des blazars aux THE en comparaison de la variabilité aux HE. Le spectre aux THE est celui de PKS 2155-304 dans un état bas (Aharonian et al., 2009b) et en période d'éruption (Aharonian et al., 2007a).

$$F_{\text{var}} = \sqrt{\frac{S^2 - \text{Var}_{\text{err}}}{\bar{x}^2}} = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{excess}}^2}{\bar{x}^2}}$$

A l'instar de  $F_{\text{var}}$ ,  $\sigma_{\text{excess}}^2$  peut être négatif et ainsi marquer que les incertitudes de mesure sont plus grandes que la variabilité de l'objet : aucune variabilité n'est détectée. Il est alors possible de poser une limite supérieure sur cette quantité grâce à Feldman & Cousins (1998). Ainsi  $\sigma_{\text{excess}}^2$  et  $F_{\text{var}}$  sont des outils bien plus puissants statistiquement qu'un simple ajustement avec une fonction constante. D'autres méthodes plus poussées, basées sur le temps d'arrivée des événements, peuvent aussi être utilisées pour étudier et mesurer la variabilité d'un objet (voir par ex : Scargle, 1998; Brun et al., 2020) mais cela va au delà de ce manuscrit.

## 5.2 Variabilité en fonction de l'énergie

Les blazars présentent de la variabilité dans toutes les longueurs d'onde mais celle-ci est plus ou moins importante. Pour étudier cette dépendance en énergie, nous avons introduit un diagramme de variabilité spectrale (Spectral Variability Distribution, SVD Chevalier, 2017) qui présente  $F_{\text{var}}$  en fonction de l'énergie. Proche de la SED dans sa conception, ce diagramme permet d'étudier des comportements et des liens entre les différentes gammes en énergie.

Entre l'optique et les rayons X,  $F_{\text{var}}$  croît avec l'énergie, les sources présentant ainsi une plus ample variabilité aux plus hautes énergies (Fig. 5.2, à gauche). Cette dépendance est bien décrite par une loi de puissance  $F_{\text{var}} \propto E^\alpha$ . Une dépendance similaire a été mise en évidence pour Mrk 421 (Giebels et al., 2007) et PKS 2155-304 avec des indices  $\alpha$  proches. Ce phénomène n'est pas encore expliqué mais un modèle simple SSC peut reproduire cet effet (Sanchez, 2010). Dans la partie des rayons  $\gamma$  (Fig. 5.2, à droite), la variabilité augmente aussi avec l'énergie créant ainsi une structure en double bosses similaire aux SED de ces objets (Chevalier, 2017).

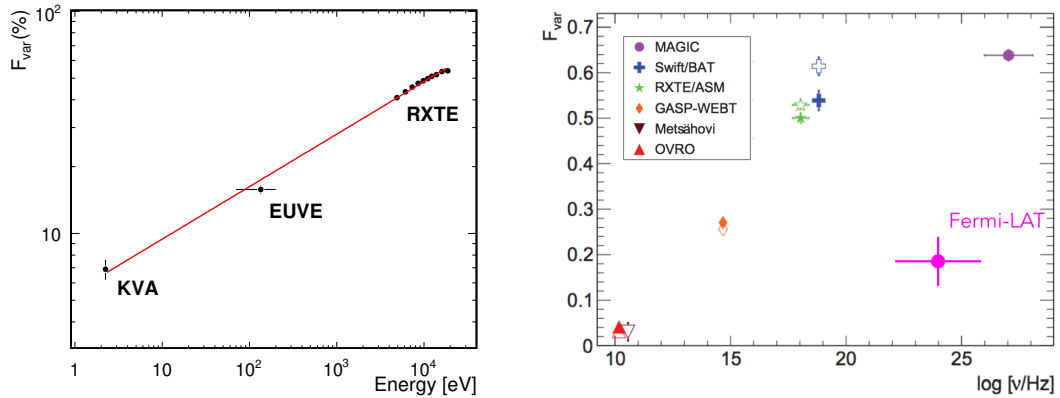


FIGURE 5.2 – Dépendance de  $F_{\text{var}}$  en fonction de l'énergie. A gauche, entre l'optique et les rayons X pour la source Mrk 421. Extrait de Giebels et al. (2007). A Droite, extrait de (Ahnen et al., 2016). Les données aux TeV montrent aussi une grande variabilité. Les données du LAT, ajoutées après, indiquent une plus faible variabilité que les rayons X ou les THE (Chevalier, 2017).

Une telle structure se retrouve aussi bien sur des échelles de temps long (Acciari et al., 2021b,b) qu'à l'échelle de quelques jours (Acciari et al., 2020).

### 5.3 Variabilité en fonction du flux

Une dépendance entre la variabilité et le flux de certaines sources galactiques comme les Binaires X, a depuis longtemps été mise en évidence en rayon X (Uttley et al., 2005). Ceci se traduit par une relation linéaire entre l'excès de variance  $\sigma_{\text{excess}}$  et le flux de la source. Ainsi plus celui-ci est important, plus la variabilité est grande. Ceci va de paire avec une distribution du flux log-normal c'est-à-dire de la forme :

$$f(\phi) \propto e^{-\frac{(\ln(\phi) - \ln \bar{\phi})^2}{2\sigma^2}}$$

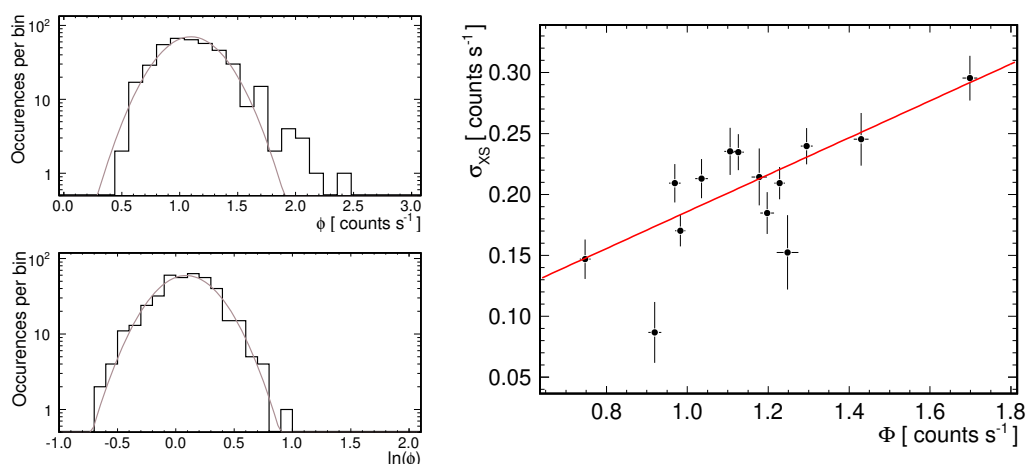


FIGURE 5.3 – Variabilité de BL Lacertae. A gauche, les distributions du flux et du log du flux en rayon X ajustées par une gaussienne dans les deux cas. A droite, excès de variance en fonction du flux. Extrait de Giebels & Degrange (2009)

Outre les sources galactiques, un exemple intéressant est le cas de BL Lacertae (Giebels & Degrange, 2009) qui présente un comportement dit "log-normal". C'est la deuxième source extragalactique à présenter un tel comportement avec la galaxie Seyfert IRAS 13244-3809 (Gaskell, 2004). Depuis, en rayons X, d'autres comportements similaires furent mis en évidence (Bhattacharyya et al., 2020). En rayon  $\gamma$ , quand la statistique est suffisante, des comportements log-normaux sont mis en évidence (Chevalier et al., 2015; Romoli et al., 2018; Shah et al., 2018). Ce comportement rejette des processus additifs pour la variabilité mais favorise des processus multiplicatifs.

Il est intéressant de noter que ce comportement non-linéaire se retrouve dans des objets comme les binaires X, les Galaxies Seyfert et pourrait provenir du disque d'accrétion lui-même. Ainsi des modulations du jet pourraient se propager sous certaines conditions (McHardy, 2008) et se coupler pour produire un processus multiplicatif qui peut se transmettre dans le jet (Fig. 5.4). D'autres auteurs ont suggéré que les processus d'émission en cascade (Levinson & Rieger, 2011) ou d'accélération eux-mêmes (Sinha et al., 2018) soient responsables du comportement log-normal.

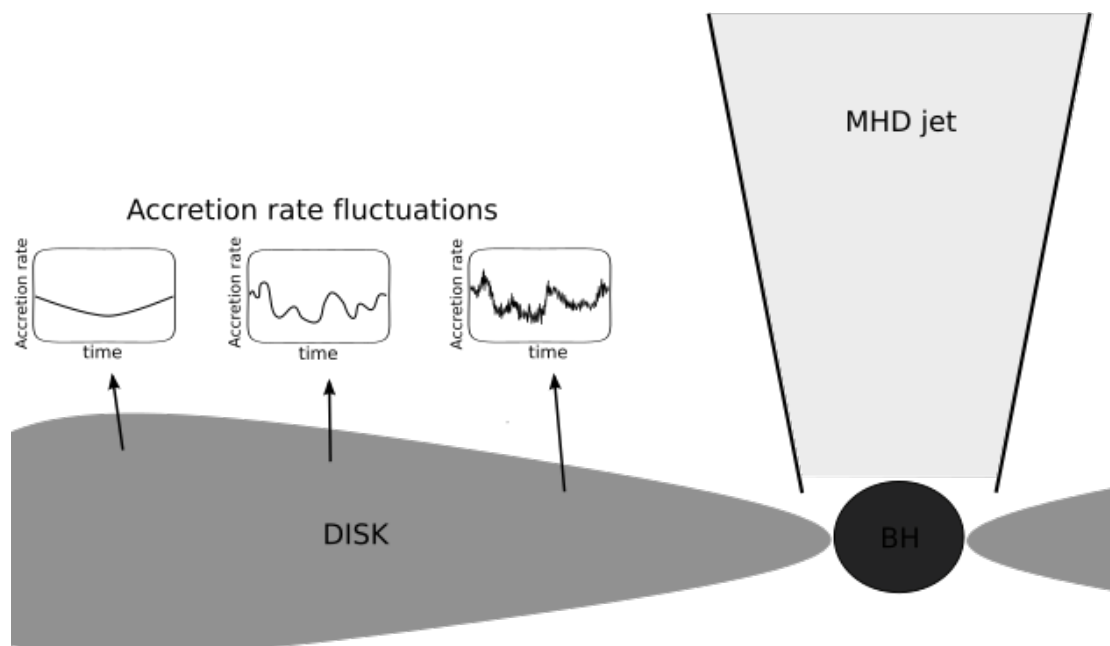


FIGURE 5.4 – Possible origine de la variabilité log-normal par interaction disque-jet. Les fluctuations dans le disque se propagent et se couplent dans une accréation multiplicative. Extrait de Rieger (2019)

## 5.4 Quasi-Périodicité

Une des découvertes les plus surprenantes faites grâce à *Fermi-LAT* est probablement la périodicité de l'émission  $\gamma$  de certains blazars. Grâce à ses capacités de monitoring, le LAT peut observer le ciel en continu et produire des courbes de lumière non-biaisées. Le premier objet dont la périodicité fut mis en avant est PG 1553+113 (Ackermann et al., 2015) avec une période de 2.2 ans. Cette découverte est encore controversée pour certains auteurs (Covino et al., 2019, 2020) alors que d'autres ont étendu l'étude à d'autres sources (Peñil et al., 2020).

Différentes causes à cette quasi-périodicité peuvent être imaginées (voir Bhatta & Dhital, 2020, et références données). Un système binaire de trous noirs peut être à l'origine de cette quasi-périodicité. Considérant un ratio de masse de 0.1 – 0.01 entre les deux trous noirs, ce système pourrait émettre des ondes gravitationnelles détectables par les futurs instruments.

L'origine pourrait aussi être dans le jet avec un point chaud brillant tournant autour du trou noir à une distance de quelques dizaines de rayons gravitationnels.

Enfin, une précession du jet ou de la zone d'émission dans le jet autour les lignes de champs est possible. Une différence de  $1^\circ$  dans l'angle de vue de la zone d'émission pourrait rendre compte des variations de flux observées.

Une fois de plus, le lecteur intéressé est invité à lire la très complète revue Rieger (2019).

## 5.5 Étude de population

Récemment, Bhatta & Dhital (2020) ont étudié les courbes de lumière de plusieurs blazars (FSRQ et BL Lac) en rayons gamma. Cette généralisation permet de mettre en évidence des



comportements collectifs et donc de mieux sonder les mécanismes fondamentaux. Les principales conclusions de ces auteurs sont proches de celles que nous avons mis en lumière pour PKS 2155-304 :

- corrélation entre  $F_{\text{var}}$  et l'indice spectral en rayon gamma,
- la plupart des sources montre un flux log-normal et une quasi périodicité du flux,
- une différence dans la pente de la corrélation RMS/Flux semble être présente entre les BL Lac et les FSRQ.

Ce genre d'études profite des capacités du LAT et la généralisation à d'autres longueurs d'onde pose de nombreux défis.

## 5.6 Observations long-terme du HBL PKS 2155-304

### 5.6.1 Résultat *Fermi*-LAT et H.E.S.S.

Cette section se propose de résumer certains résultats présentés dans des publications (H.E.S.S. Collaboration et al., 2017; Chevalier, 2017) précédant la publication reproduite en section 5.6.2.

PKS 2155-304 est une des sources les plus observées par H.E.S.S. avec un total de 328 heures entre 2014 et 2012 et des observations effectuées chaque année. Il est ainsi possible de présenter la plus grande courbe de lumière aux THE d'un objet extragalactique (Fig. 5.5). La figure 5.6 donne le spectre H.E.S.S. obtenu par année. On note, outre la variabilité du flux, une variabilité spectrale à l'échelle de l'année.

En plus de la courbe de lumière de H.E.S.S. (Fig. 5.5), celle de *Fermi*-LAT est présentée en figure 5.7. Aux THE, un comportement log-normal de la courbe de lumière a été mis en évidence sur toute la période d'observation. Ce résultat fut rapporté par le passé pour cette source (H. E. S. S. Collaboration et al., 2010) sur des échelles de temps bien plus petites. Le manque de statistique cependant ne permet pas de conclure dans la gamme en énergie du LAT (voir figure 5.8).

En ce qui concerne la périodicité, seule la gamme HE montre un tel comportement en rayon  $\gamma$  avec une période d'environ 680 jours (Fig. 5.9). Plus de détails sont donnés dans la section 5.6.2

### 5.6.2 "Variability studies and modeling of the blazar PKS 2155-304 in the light of a decade of multi-wavelength observations"

# Variability studies and modeling of the blazar PKS 2155-304 in the light of a decade of multi-wavelength observations

J. Chevalier,<sup>1</sup> D.A. Sanchez,<sup>1\*</sup> P. D. Serpico,<sup>2</sup> J.-P. Lenain,<sup>3</sup> G. Maurin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Univ. Grenoble Alpes, Univ. Savoie Mont Blanc, CNRS, LAPP, 74000 Annecy, France

<sup>2</sup>Univ. Grenoble Alpes, USMB, CNRS, LAPTh, F-74940 Annecy, France

<sup>3</sup>Sorbonne Université, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, CNRS/IN2P3, Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies, LPNHE,

<sup>4</sup>Place Jussieu, F-75252 Paris, France

8 January 2019

## ABSTRACT

The variability of the high-frequency peaked BL Lac object PKS 2155–304 is studied using almost 10 years of optical, X-ray and  $\gamma$ -rays data. Publicly available data have been gathered and analyzed with the aim to characterize the variability and to search for log-normality or periodic behavior. The optical and X-ray range follow a log-normal process; a hint for a periodicity of about  $\approx 700$  days is found in optical and in the high energy ( $100 \text{ MeV} < E < 300 \text{ GeV}$ ) range. A one zone, time-dependent, synchrotron self-Compton model is successfully used to reproduce the evolution with energy of the variability and the tentatively reported periodicity.

**Key words:** gamma rays: observations – Galaxies : active – Galaxies : jets – BL Lacertae objects: individual objects: PKS2155-304

## 1 INTRODUCTION

Blazars are a subclass of active galactic nuclei with a relativistic jet pointed towards the Earth. The observed emission, from radio up to TeV energies, is dominated by their jet. Nevertheless, the precise composition of the jet as well as the acceleration and emission processes involved are not known. If the jet is dominated by leptons ( $e^\pm$  pairs), leptonic models such as the synchrotron self-Compton (Band & Grindlay 1985, SSC) or the external Compton (Dermer & Schlickeiser 1993) are invoked to reproduce the electromagnetic emission. These models differ essentially in the target photon field for the inverse Compton emission. Alternatively, hadronic models have been considered, where  $\gamma$ -rays are emitted through photo-production of pions (e.g. Mannheim 1993) or synchrotron emission of protons (e.g. Aharonian 2000). Unfortunately, to disentangle between these models, fits of the time-averaged spectral energy distribution (SED) are insufficient.

However, one of the striking properties of blazars is their variability<sup>1</sup>. Their brightness can vary at time scales ranging from minutes to years, and this behavior has been observed at all wavelengths, from radio waves to X-rays and gamma rays. The two classes of models predict different variability patterns. Hence, long-term observations and statistical studies of the variability are key tools in the comprehension of these objects.

PKS 2155–304 (redshift  $z = 0.116$ ; Falomo et al. 1993) is a very well known blazar detected at TeV energies for the first time in 1999 (Chadwick et al. 1999) and later confirmed by Aharonian et al. (2005). It has been classified as high-frequency peaked (HBL) thanks to X-ray observations from the HEAO-1 satellite (Schwartz et al. 1979). At TeV energies, this object exhibits large flares on minutes timescale (Aharonian et al. 2007) but also variation on longer timescales (H.E.S.S. Collaboration et al. 2017). At lower energy, *Fermi*-LAT reported variability on monthly timescale (Acero et al. 2015) as well as much more rapid flares (Cutini 2014, 2013). In X-ray, the source exhibits variability (see e.g. Gupta 2015) and even intra-day variability was reported (Pandey et al. 2017).

PKS 2155–304 variability in optical and X-ray can be deeply studied thanks to systematic observations by SMARTS, *RXTE*, *Swift*/*XRT* and *XMM-Newton*. With the impressive dataset recorded by H.E.S.S. in the TeV range over 9 years (H.E.S.S. Collaboration et al. 2017) and the constant monitoring of the *Fermi*-LAT, such studies can be extended to the  $\gamma$ -ray band as well.

This article is structured as follows: Section 2 presents the multiwavelength dataset used. Section 3 details our analyses on the variability of PKS 2155–304. A time-dependent modeling is presented in Section 4. In Section 5, we summarize our results and conclude.

\* david.sanchez@lapp.in2p3.fr

<sup>1</sup> Another diagnostic tool is provided by multimessenger studies, notably in high-energy neutrinos, which till now is however limited to the single spectacular case of the blazar TXS 0506+056 (Aartsen et al. 2018).

## 2 OBSERVATIONS AND ANALYSIS

### 2.1 $\gamma$ -rays datasets

In the very high energy (VHE,  $E \gtrsim 100$  GeV) range, this work makes use of the H.E.S.S. data presented in [H.E.S.S. Collaboration et al. \(2017\)](#), reporting on 9 years of observations of PKS 2155–304. In the high energy (HE,  $100 \text{ MeV} < E \lesssim 300$  GeV) range, the *Fermi* data presented in [Chevalier et al. \(2015\)](#), where the light curves have been computed in two energy bands, are also used.

The possibility to extend the *Fermi* (as well as X-ray, and optical) light curve to further data taking periods was considered since—contrarily to H.E.S.S. data for an article external to the collaboration as this one—the former are available. Nevertheless, we deemed very important the role of the H.E.S.S. instrument for the phenomenological interpretation, since probing a unique spectral range, and thus more helpful than the added value of a data taking extension limited to the lower energies.

### 2.2 X-ray datasets

PKS 2155–304 has been regularly observed by the X-ray observatories *RXTE*, *Swift/XRT* and *XMM-Newton*. Preliminarily, we have gathered both monitoring and target of opportunity (ToO) observations of PKS 2155–304. However, since ToO observations bias the dataset towards high flux values, only monitoring data have been considered. Further, we applied a correction for the Galactic absorption with  $n_{\text{H}} = 1.48 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ , according to [Kalberla et al. \(2005\)](#).

*RXTE* data consist in publicly available<sup>2</sup> pre-analyzed light curves in four energy ranges: the full range from 2 to 10 keV and three subranges 2–4, 4–7 and 7–10 keV.

*Swift/XRT* data in the energy bands 0.3–2, 2–4, 4–7, 7–10 and 2–10 keV have been analyzed using the package HEASOFT 6.16. The data were recalibrated using the last update of CALDB and reduced using the standard procedures *xrtpipeline* and *xrtproducts*. Caution has been taken to properly account for pile-up effects for corresponding affected exposures, and spectral fits were performed using Xspec 12.8.2 assuming a power-law spectrum.

*XMM-Newton* public EPIC (European Photon Imaging Camera) data in the energy ranges 0.3–2, 2–4, 4–7, 7–10 and 2–10 keV have been reduced using the SAS software package (version 14.0) and analyzed following [Tatischeff et al. \(2012\)](#).

Figure 1 presents the X-ray light curves in the total 2–10 keV range as well as in the 4 energy sub-ranges.

### 2.3 Optical dataset

SMARTS (Small and Moderate Aperture Research Telescope System, [Bonning et al. 2012](#)) data are publicly available<sup>3</sup>. Magnitudes have been corrected for the absorption of the Galactic foreground following [Schlafly & Finkbeiner \(2011\)](#) and converted to a spectral flux density using the zero flux values of [Cohen et al. \(1992\)](#). The light curves, shown in Fig. 2, are taken in four bands (J, R, V and B) in the same time windows as *Fermi* (MJD 54603 to 56622).

<sup>2</sup> <http://cass.ucsd.edu/rxteagn/>

<sup>3</sup> <http://www.astro.yale.edu/smarts/glast/home.php>

## 3 RESULTS

### 3.1 Fractional variability

To study the variability of PKS 2155–304, the fractional variability  $F_{\text{var}}$  as defined in [Vaughan et al. \(2003\)](#) has been computed for each energy bin (Table 1). Figure 3 presents the evolution of  $F_{\text{var}}$  as a function of the energy (hereafter variability energy distribution). The value in the TeV range computed in [H.E.S.S. Collaboration et al. \(2017\)](#) is also reported. There is a clear trend, with  $F_{\text{var}}$  increasing with energy from the optical range to X-ray. In  $\gamma$ -rays,  $F_{\text{var}}$  is lower than in X-ray but also increases with energy. This bimodal structure has been already reported for this source in [Aharonian et al. \(2009b\)](#) but is shared also by other objects, e.g. Mrk421 ([Giebels et al. 2007](#); [Ahnen et al. 2016](#)).

### 3.2 Log-normality of the flux

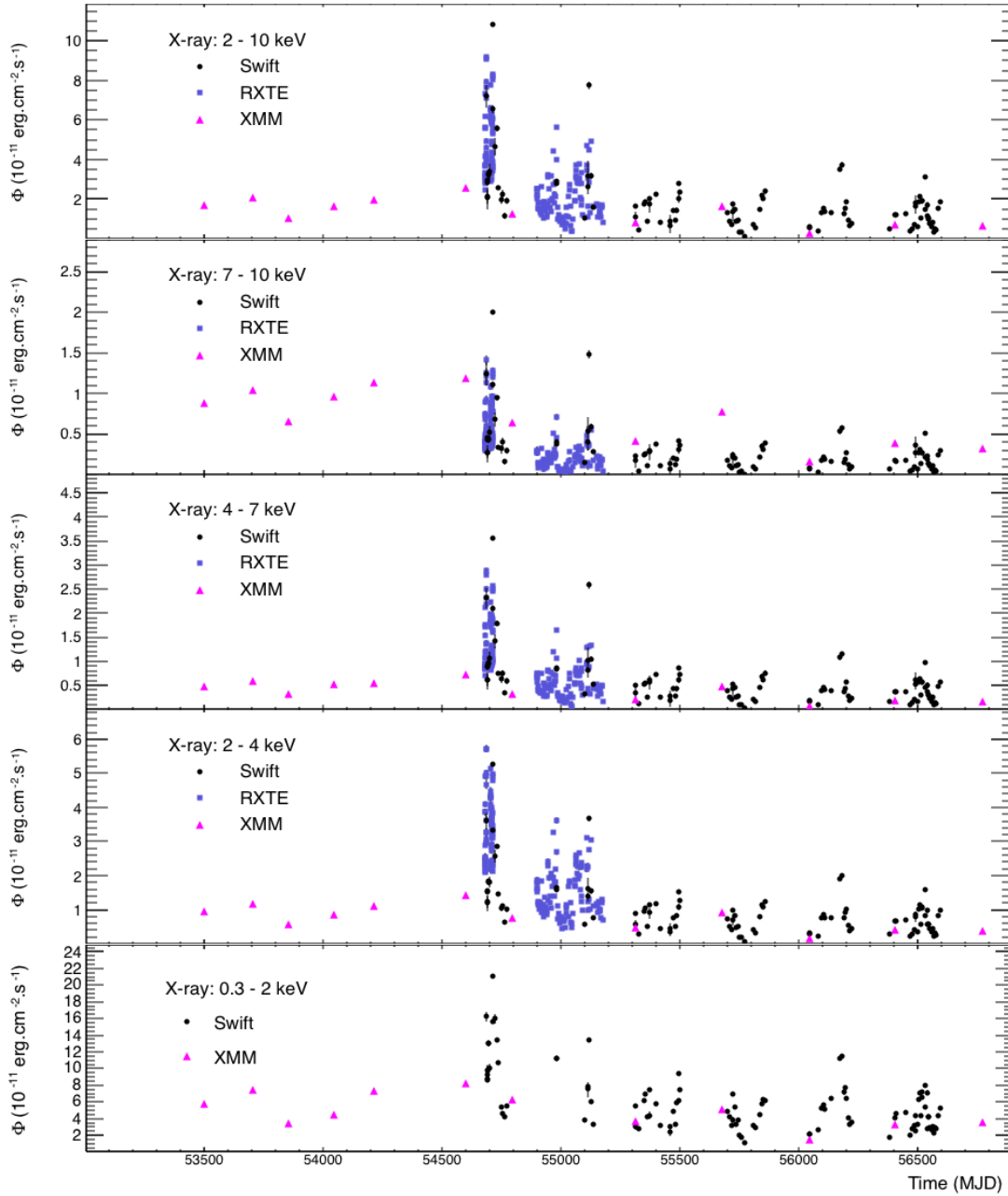
We fit the X-ray and optical flux distribution  $\Phi$  and its logarithm  $\log(\Phi)$  with a Gaussian. The results are summarized in Table 2, also reporting the  $\chi^2$  values. All light curves present a  $> 3\sigma$  preference for a log-normal distribution, i.e. the distribution of  $\log(\Phi)$  is better described by a Gaussian than the distribution of  $\Phi$ .

The excess variance  $\sigma_{\text{XS}}$  as defined in [Vaughan et al. \(2003\)](#) vs. the average flux  $\bar{\Phi}$  is shown in Figure 4. Each light curve is split in several bins with at least 20 points to ensure sufficient statistics to compute  $\sigma_{\text{XS}}$  and  $\bar{\Phi}$ . These two quantities are clearly correlated, and linear fit is found to better reproduce the data than a constant fit (see Table 2). Although insufficient statistics has prevented to reach firm conclusions in the HE range, [H.E.S.S. Collaboration et al. \(2017\)](#) has reported a similar behavior in the VHE range. Overall, these results are suggestive of multiplicative processes as main responsible for the variability of PKS 2155–304 through the whole spectrum. In such a stochastic process, a high flux leads to an increased variability which, in turn, possibly leads to higher flux.

Evidence for log-normality on different time scales has been reported for different sources: BL Lacertae in X-ray ([Giebels & Degrange 2009](#)), in the VHE for the BL Lac Mrk5 01 ([Tluczykont et al. 2010](#); [Chakraborty et al. 2015](#)) or for PKS 2155–304, during flaring event in VHE ([Aharonian et al. 2009a](#)). This behavior was also observed for non-blazar objects, such as for the Seyfert 1 galaxy IRAS 13244–3809 in X-rays ([Gaskell 2004](#)). There are growing evidences that this behavior is a common feature of accreting systems. In the context of galactic X-ray binaries, where log-normal flux variability has first been established, such a behavior is thought to be linked to the underlying accretion process ([Uttley & McHardy 2001](#)). The detection of log-normality in a Seyfert 1 galaxy, a class of radio quiet AGN lacking a relativistic jet and whose emission line emission correlates with the amount of gas surrounding the central engine, strengthens the link between accretion disk and log-normal behavior.

### 3.3 Search for periodicity

[Sandrinelli et al. \(2014\)](#) reported a possible periodic behavior in the optical and HE light curves of PKS 2155–304 and an intriguing coincidence of a period in HE roughly double the one in optical was noted. To study further such periodic features, the multi-wavelength light curves are analyzed with a Lomb Scargle periodogram (LSP; [Lomb 1976](#); [Scargle 1982](#)). The LSP is a method to estimate the Power Spectrum Density (PSD) of a time series based



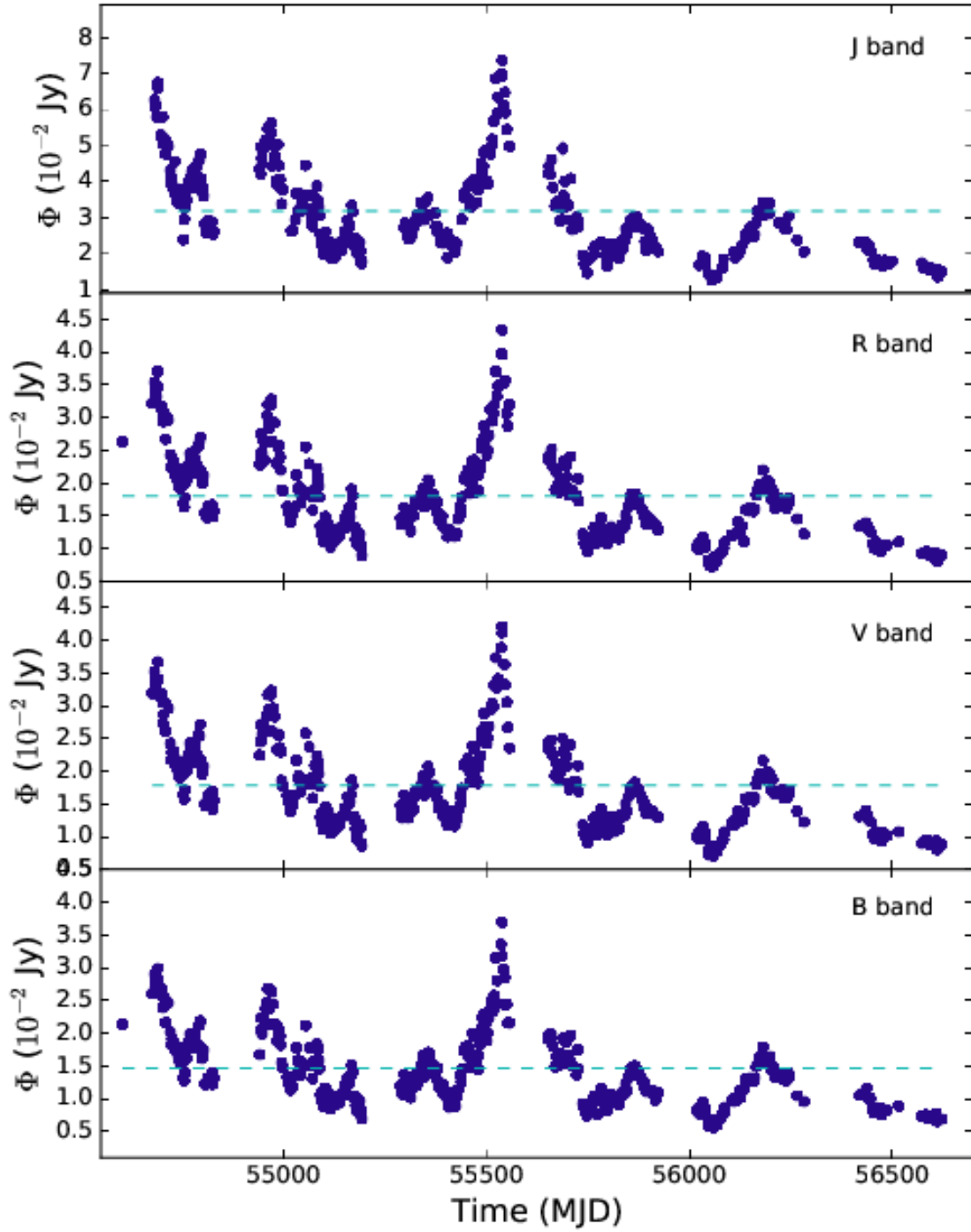
**Figure 1.** X-ray light curves in the different energy ranges presented in Section 2.2. Black points: *Swift*/XRT, pink triangles: *XMM*-Newton, blue squares: *RXTE*. From bottom to top: 0.3–2 keV, 2–4 keV, 4–7 keV, 7–10 keV and the full common range 2–10 keV.

on a least squares fit of sinusoids to the data sample. The advantage of the LSP compared to a classical Fourier analysis is that it takes into account the uneven spacing of the data. The standard LSP was used (section 5 of VanderPlas 2018), as implemented in the *astropy* package (Astropy Collaboration et al. 2018).

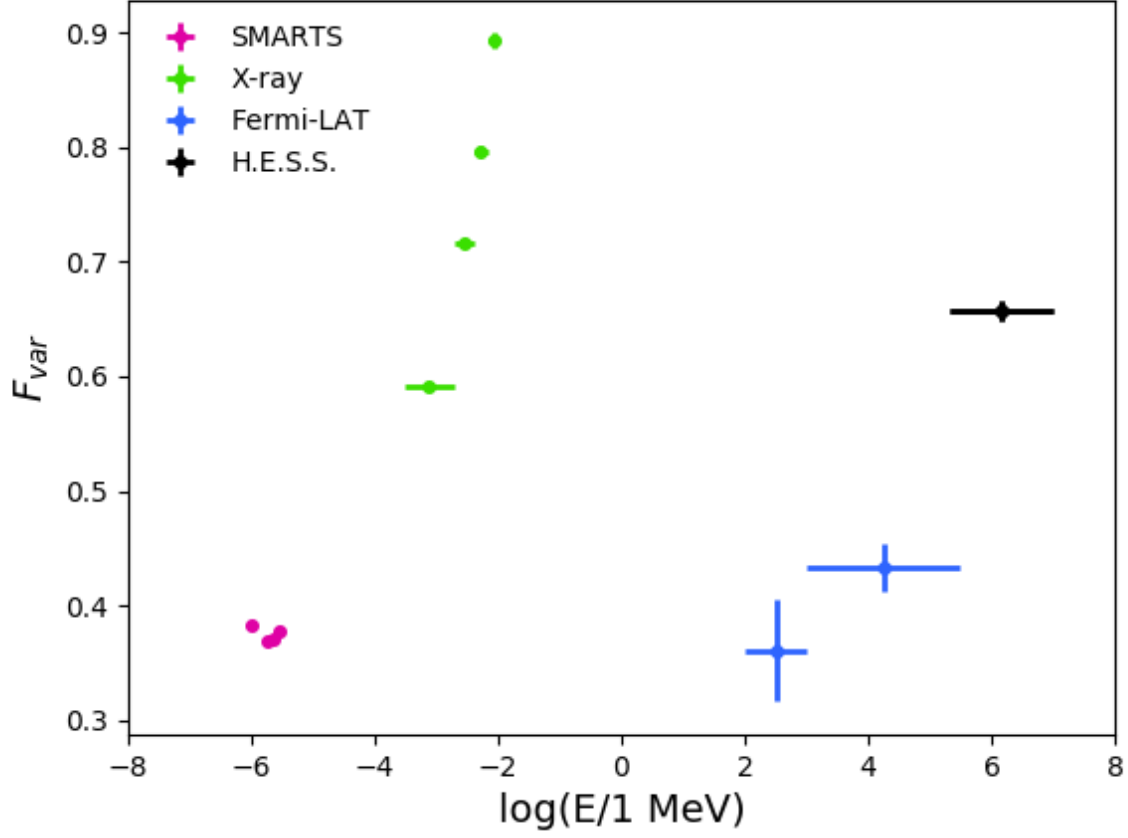
In this work, the light curves are not evenly sampled and binned differently. Moreover, gaps between observations - appearing from the impossibility to observe the source during some period of the year - have to be taken into account. For all the analyses, the maximum frequency is set following section 4.1.3. of VanderPlas (2018) to  $f_{\min} = 1/(2\delta t)$  where  $\delta t$  is the typical integration time. To

have uniform results, this has been set according to the most constraining data set, i.e. the *Fermi*-LAT integration time (10 days).

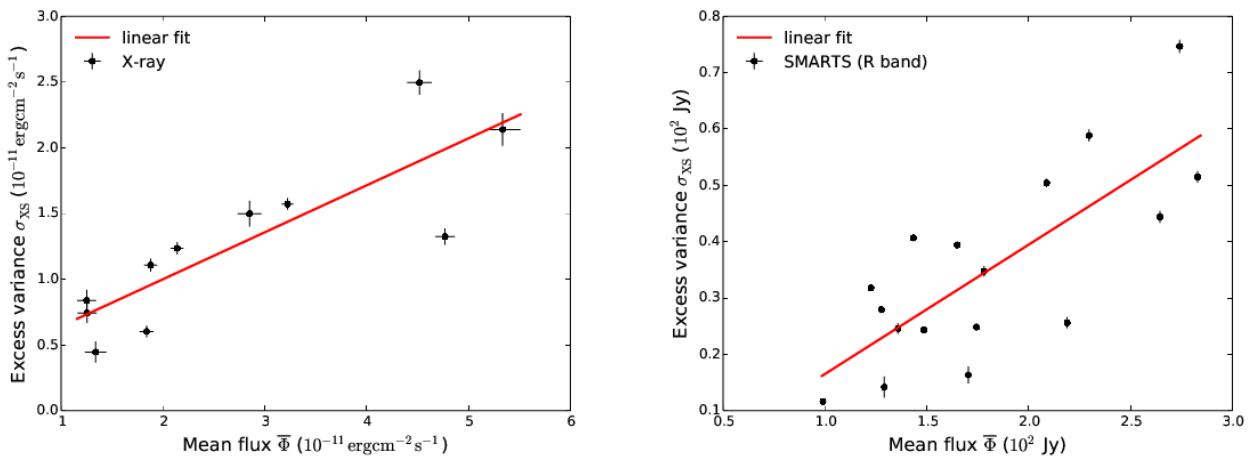
The LSPs of the SMARTS (in the R band only for the sake of clarity), X-ray, *Fermi*-LAT and H.E.S.S. light curves are shown in Fig. 5 along with the  $1\sigma$  and  $2\sigma$  confidence intervals. The X-ray and H.E.S.S. light curves do not show any periodic feature. In optical, the B,R,V and J bands exhibit a significant periodicity, with the best fit period ranging from 715 to 733 days depending on the band, while the HE light curve is found to have a periodicity of  $685 \pm 9$  days. Sandrinelli et al. (2014) found a similar period in the HE range as the one reported here, but a  $T \approx 315$  day period for the optical light curve. While we do confirm the presence of a peak in



**Figure 2.** SMARTS light curves in the different available bands (from top to bottom): J, R, V and B.



**Figure 3.** Variability energy distribution of PKS 2155–304. SMARTS, *RXTE*, *Swift*/XRT and *XMM*-Newton data were analysis in this work. *Fermi*-LAT and H.E.S.S. data were extracted from [Chevalier et al. \(2015\)](#) and [H.E.S.S. Collaboration et al. \(2017\)](#), respectively.



**Figure 4.** Excess variance  $\sigma_{XS}$  as a function of the mean flux  $\bar{\Phi}$  in X-ray and in the SMARTS R band. The red line is the result of a linear fit to the data.

**Table 1.**  $F_{\text{var}}$  values for each energy range of the PKS 2155–304 data set presented in this work.

Energy range	$F_{\text{var}}$
0.2–10 TeV <sup>a</sup>	0.657 ± 0.008
0.1–1 GeV <sup>a</sup>	0.36 ± 0.04
1–300 GeV <sup>a</sup>	0.43 ± 0.02
0.3–2 keV	0.591 ± 0.004
2–4 keV	0.716 ± 0.003
4–7 keV	0.796 ± 0.004
J	0.383 ± 0.005
R	0.369 ± 0.003
V	0.371 ± 0.004
B	0.378 ± 0.004

<sup>a</sup>From H.E.S.S. Collaboration et al. (2017)<sup>b</sup>From Chevalier et al. (2015)**Table 2.** Left: Values of  $\chi^2$  for the Gaussian fit of  $\Phi$  and  $\log(\Phi)$ , with values for the significance  $\sigma$ . Right: Values of the reduced  $\chi^2$  of the constant and linear fits of the scatter plots shown in Fig. 4 for each light curve.  $\rho$  is the correlation factor. The corresponding data set is named in the first column.

	$\Phi$ $\chi^2/\text{d.o.f.}$	$\log(\Phi)$ $\chi^2/\text{d.o.f.}$	$\sigma$	constant $\chi^2/\text{d.o.f.}$	linear increase $\chi^2/\text{d.o.f.}$	$\rho$
X-ray	80.0/12	12.5/9	7.69	782/10	260/9	0.85 ± 0.02
SMARTS (J)	56.6/13	5.1/12	7.18	3077/13	865/12	0.81 ± 0.01
SMARTS (R)	29.9/13	8.7/11	4.22	22462/16	7858/15	0.93 ± 0.02
SMARTS (V)	65.1/12	9.1/11	7.48	3800/15	1746/14	0.76 ± 0.01
SMARTS (B)	30.2/13	15.4/12	3.85	3676/15	2234/14	0.72 ± 0.01

the LSP of optical data around 300 days, the most intriguing excess of the power is at  $\approx 700$  days (see Fig. 5), since it is found both in optical and HE light curves.

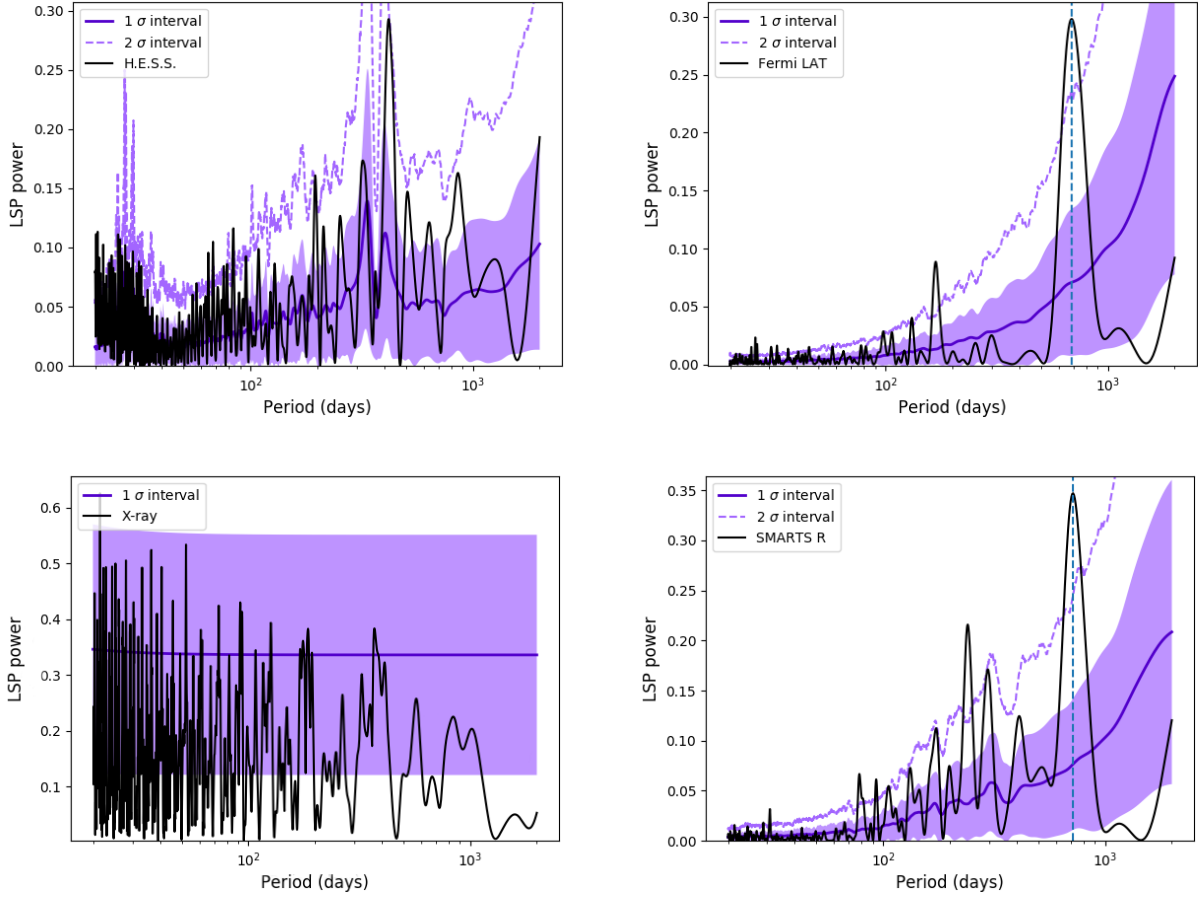
In order to assess the significance of our results, light curves without periodicity have been simulated and rebinned according to the observational time binning. This allows one to factor out instrumental effects such as windowing due to sparse observation and/or binning in time due to limited sensitivity. Each simulated light curve has been obtained by inverse Fourier transform of power-law noise, without adding a constant term, adopting a different spectral index for each energy ranges. In VHE, an index of 1.1 has been taken while in HE, the used value is 1.2. (H.E.S.S. Collaboration et al. 2017). In optical and X-ray, an index of 1.2 has been used. We have also checked that the results are robust with respect to slight ( $\sim 10 - 20\%$ ) changes of the spectral index, representative of typical fit uncertainties. Then, for each period, the range of LSP power spanned by 68% (95%) of the realizations is used to derive the  $1\sigma$  ( $2\sigma$ ) contours shown in Fig. 5.

One limitation of the visual inspection of Fig. 5 is that it cannot obviously account for the trial factor effect, coming from a scan over different frequencies tested. Note that the astropy python package used here can provide an estimate of a false alarm probability (FAP) taking into account the trial factor; however, it implicitly assumes non-varying data with Gaussian noise, while the real data follow a red noise behavior. As such, this estimator cannot be taken at face value. We merely use it to perform some sanity checks, e.g. to verify that the FAP computation following Baluev (2008) yields more conservative results than the method (VanderPlas 2018), as expected.

Despite this limitation, our results remain intriguing: While taken separately each of the peaks found in the right panels of Fig. 5 might not be statistically very significant, by interpreting e.g. the

*Fermi*-LAT results as a test search to suggest the most interesting periods to search *a priori* in the optical bands, the  $\sim 3\sigma$  excess found in SMARTS data sample at comparable period of  $\approx 700$  days can be taken more or less at face value, since (most of) the trial factor is basically accounted for in the *Fermi*-LAT sample search. Albeit heuristic, this argument is also what singles out this period compared to others, for which no matching is seen in the multi-wavelength comparison.

Besides the above-mentioned technical difficulties, these kinds of long-term periodicity analyses suffer from physical limitations, such as the fact that only a few periods are probed. It is also worth noting that in a recent article, Covino et al. (2018) warned that for none of the blazars whose periodicity in *Fermi*-LAT band is reported in (Prokhorov & Moraghan 2017; Sandrinelli et al. 2017; Zhang et al. 2017a,b) a strong statistical case can be made. However, Covino et al. (2018) only used *Fermi* data; one comforting cross-check from the multiwavelength data presented here is that cross-correlations between LAT and optical data are significant both at times  $\tau = 0$  (no delay) and at a timescale approximately equal to the reported periodicity. We take the *simultaneous* hints for a periodicity around 700 days in both *Fermi* and optical datasets as the most intriguing indication of our analysis. While awaiting a definitive confirmation in *a priori* searches in future independent datasets, in the next section we will tentatively considering the implications of including or not this periodicity for the interpretations in the context of a simple SSC model.



**Figure 5.** Lomb Scargle periodogram for the R band of SMARTS (top left), the full range X-ray light curve (top right), the full range *Fermi*-LAT data (bottom left) and the H.E.S.S. full range (bottom right). The black line represents LSP applied to the data, while the purple area is the local  $1\sigma$  confidence interval coming from the simulations, with the mean value represented by the solid purple line. The dashed purple line encloses the local  $2\sigma$  confidence interval coming from the simulations. The vertical, dashed blue line marks the most prominent periodicity.

## 4 TIME-DEPENDENT MODELING

### 4.1 The synchrotron self-Compton model and the steady-state of PKS 2155-304

In order to reproduce the results found in this work and especially the variability evolution with energy, a one-zone synchrotron SSC model has been considered (Band & Grindlay 1985). In this model, the first bump of the SED is produced by the synchrotron radiation of electrons spinning into the uniform magnetic field  $B$  of the jet. The second bump of the SED is explained by inverse Compton scattering of the same electrons population on the previous synchrotron photon field. The emission is assumed to be produced by a homogeneous region of radius  $R$  propagating in the jet with a Doppler factor  $\delta$ .

If electrons are injected with a time dependent function  $Q(E, t)$  and radiate their energy via synchrotron or inverse Compton processes, the electron density  $N_e$  is given by the diffusion equation:

$$\frac{dN_e(E, t)}{dt} = \frac{\partial}{\partial E} [(\gamma_s + \gamma_{ic}) N_e(E, t)] + Q(E, t),$$

where  $\gamma_s$  and  $\gamma_{ic}$  are the synchrotron and inverse Compton cooling rates of the electrons. The escape of the electrons is not taken into account in this model. If the escape time scale is larger than the cooling time scale, this has no effect in the model. Lower time

scales will lead to an achromatic decrease of the variability. The injection of the electrons  $Q(E, t)$  is chosen to be a power-law with exponential cut-off:

$$Q(E, t) = N_0(t) E^{-\alpha(t)} \exp\left(\frac{-E}{\gamma_{cut}(t)}\right),$$

where  $N_0$  is the injection normalization,  $\alpha$  the power-law index and  $\gamma_{cut}$  the energy of the exponential cut-off.

The equation is solved numerically using the algorithm of Chang & Cooper (1970) for each time step, which allows us to follow the evolution of the electron density and hence of the emitted flux. The time-averaged SED has been modeled by reaching the steady state of the diffusion equation for  $Q(E, t) \equiv Q(E)$ . The parameters used are given in Table 3.

### 4.2 Simulation of the variability

To introduce the variability in the model used in this work, one of the parameters of the model was chosen to vary with time. Giebels et al. (2007) modeled the emission of Mrk 421 with a similar model and an injection function being a relativistic Maxwellian function. They found that two flux states (high flux and low flux) can be reproduced by merely changing the characteristic energy. Most in-



**Table 3.** SSC model parameters of the steady state of PKS 2155–304.

Normalisation	$N_0$	$2.7 \times 10^{47}$ electrons
Index	$\alpha$	2.3
Cut off energy	$\log(\gamma_{\text{cut}}/1 \text{ eV})$	5.3
Magnetic field	$B$	0.1 G
Radius	$R$	$2 \times 10^{16}$ cm
Doppler factor	$\delta$	35

interesting is that they predicted small flux variations in optical and GeV ranges and high variations in X-ray and TeV range. In the modeling presented here,  $\gamma_{\text{cut}}$  is similar to their Maxwellian characteristic energy. Since the number of injected particles increases exponentially with  $\gamma_{\text{cut}}$ , the relevant parameter is then  $\log(\gamma_{\text{cut}})$ .

AGN light curves generally show power-law noise of the form  $1/f^\beta$  (Lawrence & Papadakis 1993). To reproduce this property,  $\log(\gamma_{\text{cut}})$  is varied during the simulations following a power-law noise of index  $\beta$  and total variance  $\sigma$ , and a mean of  $\log(\gamma_{\text{cut}}) = 5.3$ . Simulations of the variation of  $\log \gamma_{\text{cut}}$  are drawn following Timmer & Koenig (1995). Note that time series of  $\log \gamma_{\text{cut}}$  were constructed on a timescale ten times longer than the needed amount, to ensure that long term variations are well reproduced using this technique.

Simulations with  $\beta \in [1.0, 1.5, 2.0]$  and  $\sigma \in [10\%, 15\%, 20\%, 25\%]$  were performed to find the couple that best reproduces the variability energy distribution. In total, 200 simulations of 10 years each with a binning of 9.5 minutes in the observer rest frame (to ensure that small variations are simulated) were performed. Values of  $\beta = 1.0$  (i.e. flicker noise) and  $\sigma = 20\%$  were found to best match the variability energy distribution. The results of the simulations are found to be mostly sensitive to  $\sigma$ . Indeed, increasing this parameters increases the measured variability mainly in optical and Fermi energy ranges.

Figure 6 shows again the variability energy distribution (black points as from Table 1) but also reports the simulated  $F_{\text{var}}$  as an orange band. The variability increases from the lowest energy up to the X-ray domain, then drops in the HE range, and eventually increases towards TeV energies, following the same trend as the data, albeit quantitative discrepancies are noticeable.

To take into account the differences between each instrument, each simulated light curve is rebinned in time and energy following the observations of each instrument. The cyan points/boxes represent the variability of the simulated light curves after rebinning. Such binning does not change much the pattern in optical, X-ray and TeV energies. However, the variability in the Fermi-LAT ranges is sensibly reduced, now matching the data within errors. This is likely due to the important time bins (10 days) used for the Fermi-LAT analysis. The only band which appears in clear disagreement with the model is the optical range, where the variability of the SMARTS data is not reproduced; another source of variability has to be invoked.

### 4.3 Power spectral density

In H.E.S.S. Collaboration et al. (2017), both the HE and VHE power spectral density were computed. It was found that they can be quite well characterized by a flicker noise, the best-fit power-law indexes being  $\beta_{\text{HE}} = 1.20^{+0.21}_{-0.23}$  and  $\beta_{\text{VHE}} = 1.10^{+0.10}_{-0.13}$ , respectively. For completeness, we report in Figure 7 a comparison of PSD obtained in the simulations (orange-shaded areas) vs. the multiwavelength data (VHE, HE, X-ray and optical/R band). The cyan band

accounts for the correct binning in time, according to the actual observations: notice how this effect is crucial for the simulation to match the data. It is noticeable that this is an important consistency check, since nothing in the simulation was tuned to reproduce the PSD.

### 4.4 Adding a periodic component

The hinted periodicity of PKS 2155–304 in the optical band (and, to some extent, at HE) could be explained by different physical effects.

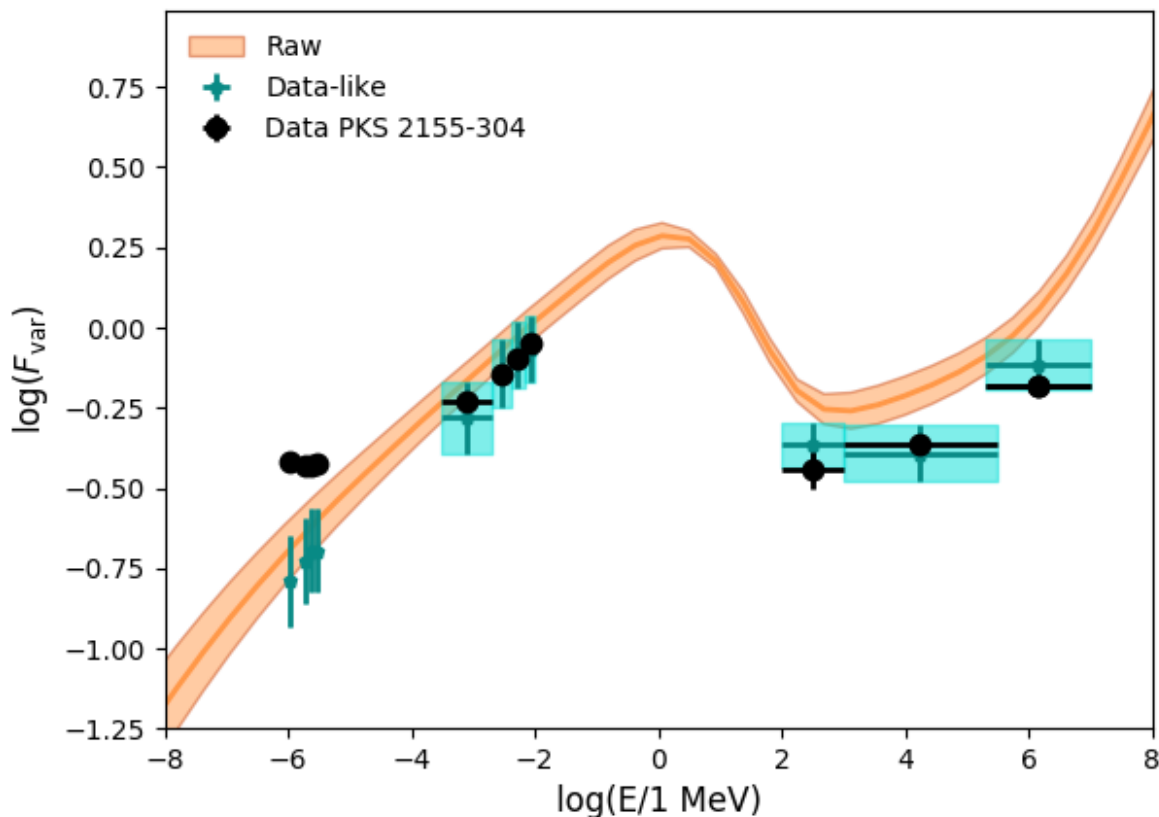
The most frequently discussed culprit for quasi-periodic behavior in blazars are quasi-periodic modifications of the Doppler effect. A fascinating possibility is that a binary supermassive black hole (SMBH) system could be at the center of these AGN, instead of just one SMBH as assumed in the general AGN picture (Begelman et al. 1980). This binary system could cause a periodic change in the accretion rate of the matter coming from the disk and even misalign the accretion disk (Doğan et al. 2015, and references therein). A similar outcome may be due to the Lense-Thirring effect, breaking the central regions of tilted accretion disks around spinning black holes, see e.g. (Doğan et al. 2015, , and references therein). These scenarios however face the difficulty that jet precession is expected to happen on too long time scales,  $\sim 10^6$  years according to the analyses of King et al. (2008) and Nixon & King (2013). A recent study (Sandrinelli et al. 2018) also points out the tension that a binary SMBH origin associated to (the relatively common) blazar periodicity may have with pulsar timing array limits on the gravitational wave emission of such close SMBH binaries. In Raiteri & Villata (2017), optical-to-radio monitoring of the blazar CTA 102 has been argued to support a scenario where magnetohydrodynamic instabilities or the rotation of a twisted jet cause different jet regions to change their orientation<sup>4</sup>, hence their relative Doppler factors. Other observational evidence in the AGN BL Lacertae and M 81 suggesting a precession motion of their jets looking at radio knots with VLBI observations can be found in Stirling et al. (2003); Caproni et al. (2013); Marti-Vidal et al. (2013).

With the aim to test if a periodic variation of the Doppler factor can account for the observations of PKS 2155–304, we performed simulations analogous to what previously described, but adding on top of the stochastic variation of  $\log(\gamma_{\text{cut}})$  a sinusoidal time series  $\delta(t) = \delta_{\text{steady state}} + 5 \times \sin(t + T)$ . We fix  $\delta_{\text{steady state}} = 35$  from what is found in Section 4.1. The amplitude is an had-oc value.

This addition yields an increase of the global variability in an achromatic way. To compensate for this effect, the simulations were redone with  $\sigma_{\text{cut}} = 15\%$ , keeping  $\beta = 1$ .

The resulting variability energy distribution is shown in Figure 8. The shape of the variability energy profile stays roughly

<sup>4</sup> however see e.g. Zacharias et al. (2017) for an alternative interpretation of the recent variability exhibited in CTA 102.



**Figure 6.** Variability energy distribution  $F_{\text{var}}(E)$  for the best configuration of the power-law noise of  $\log(\gamma_{\text{cut}}(t))$  with  $\beta = 1$  and  $\sigma = 20\%$ . The black points are the  $F_{\text{var}}$  of the data presented in Sec. 2. The orange curve is the  $F_{\text{var}}(E)$  for the simulated light curves while the cyan points represent the  $F_{\text{var}}$  for the simulated light curves rebinned in energy and in time.

the same, with however a flatter part in the optical range around  $F_{\text{var}} = 0.20 - 0.25$ , rising the variability levels of the simulation in this range compared to the non periodic one (Figure 6).

It is clear that the periodicity can (at least partially) explain why the SMARTS data are more variable than the previously considered model. Within this new scenario, this energy range would be dominated by the variability of the periodicity and not by the one of the stochastic process. This is not surprising, since a modification of the value of the cut-off energy has a small impact on the electrons producing the optical photons. It is also encouraging that a minor deviation between low-energy *Fermi* data and our simulations present in Figure 6 shrinks to an irrelevant difference in presence of periodicity.

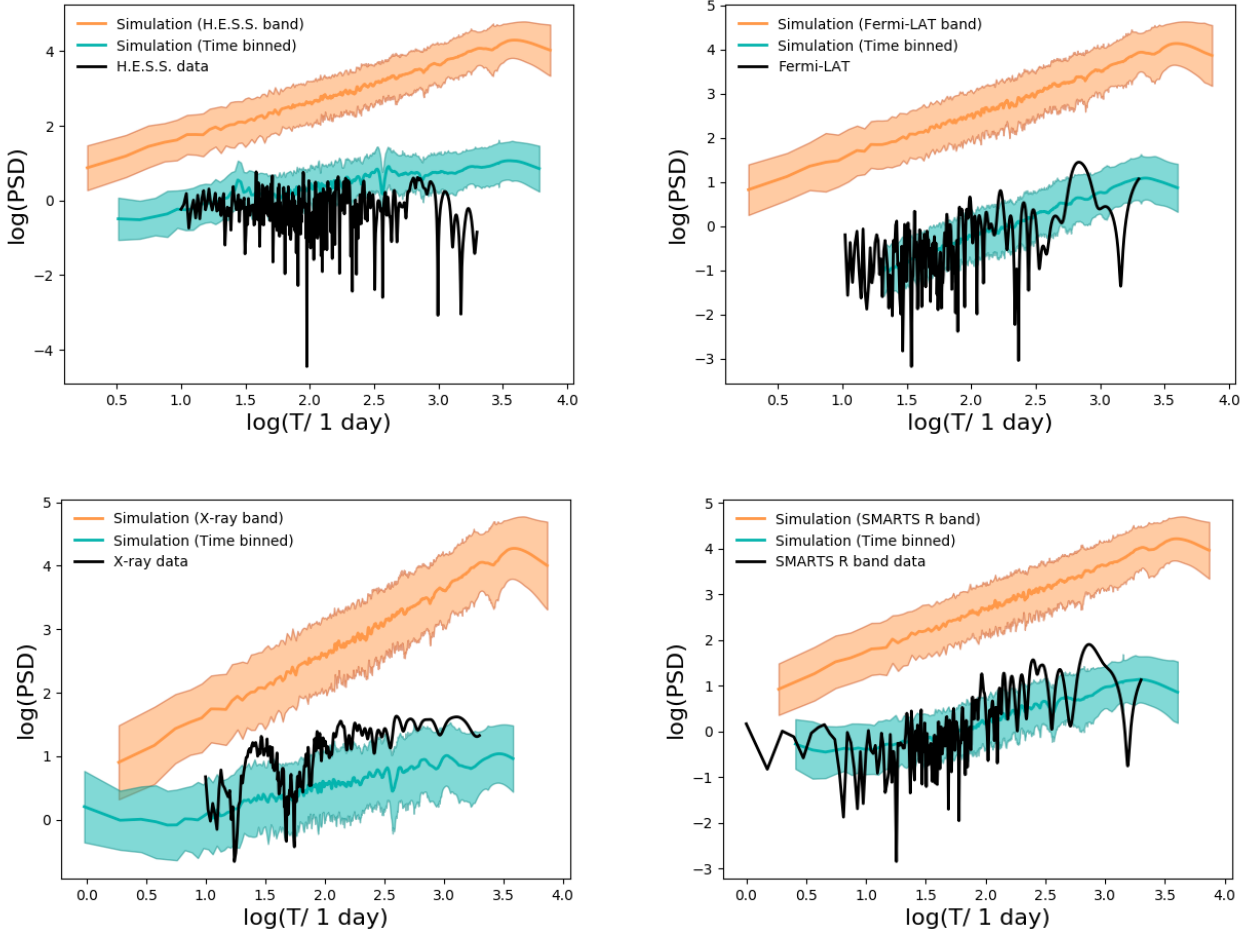
Figure 9 displays the periodograms of the simulated light curves in the SMARTS, X-ray, *Fermi*-LAT and H.E.S.S. ranges, without applying any temporal binning on the short term simulated light curves. The optical and GeV simulated light curves have a clear and strong bump around 600-700 days, being appreciably (if not dominantly, for the optical) sensitive to the periodic variation of  $\delta$ , while the X-ray and TeV light curves show a less significant bump, since they are especially sensitive to the stochastic change of  $\gamma_{\text{cut}}(t)$ . This is qualitatively consistent with the lack of detection of periodicity in X-ray or VHE ranges till now.

## 5 DISCUSSION AND CONCLUSIONS

Multiwavelength data spanning up to 10 years of observations of the blazar PKS 2155-304 have been gathered and studied in this work. SMARTS optical, *RXTE*, *Swift*/XRT and *XMM*-Newton have been analyzed, as well as HE and VHE gamma-ray data taken from *Fermi* and H.E.S.S. Collaboration et al. (2017), respectively. Optical and HE ranges shows only little variability with respect to the variability found in X-ray or in VHE. This seems to be a characteristic shared with other BL Lac (e.g. Mrk 421) and indicate a close link in the population of particles that emits the low and high energy parts of the SED.

As in VHE (H.E.S.S. Collaboration et al. 2017), X-ray and optical bands exhibit a log-normal behavior, indicative of a multiplicative process. This is also an argument for a link in the origin of the variability of both bands. Nevertheless, the tentative indication for periodicity around 700 days found in optical and HE is observed neither in X-ray nor in VHE.

The time-dependent SSC model used in this work explains well the evolution of the variability with energy, except for the optical band. Adding a periodic component in the model helps in better describing this energy range, and also improves the agreement in the HE range. Although model-dependent, this is another encouraging indication that stimulates further studies to confirm the hint of a periodicity reported here with future, independent datasets. Our



**Figure 7.** PSD of the H.E.S.S., *Fermi*-LAT, X-ray and SMARTS energy ranges (from top to bottom). The black curve is the PSD of the data. The orange curve represents the PSD of the simulated light curves with no time-binning applied while the blue one is for the rebinned simulated light curves.

model also reproduces the non-detection of the periodic behavior in X-ray and VHE bands. Independently of how realistic the models discussed are, our results are a healthy reminder that depending on the energy range of interest, the mechanism(s) dominating the observed variability can be different.

Still, some questions remain on the origin of the variability of the whole spectrum of PKS 2155–304. For instance, it is worth keeping in mind that the observed log-normal behavior is not explained in the models discussed in this article, and a consensual quantitative theory of its microscopic origin is still lacking. Definitely, more long-term observations of different blazars would be needed to extract common features and differences between objects, in turn helping refining the theoretical models.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

This work has been done thanks to the facilities offered by the Université Savoie Mont Blanc MUST computing center, as well as by CC-IN2P3 ([cc.in2p3.fr](http://cc.in2p3.fr)).

This research has made use of NASA’s Astrophysics Data System, as well as data and/or software provided by the High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (HEASARC), which is a service of the Astrophysics Science Division at

NASA/GSFC and the High Energy Astrophysics Division of the Smithsonian Astrophysical Observatory.

#### REFERENCES

- Aartsen M. G., et al., 2018, *Science*, 361, eaat1378  
 Acero F., et al., 2015, *ApJS*, 218, 23  
 Aharonian F. A., 2000, *New Astron.*, 5, 377  
 Aharonian F., et al., 2005, *A&A*, 430, 865  
 Aharonian F., et al., 2007, *ApJ*, 664, L71  
 Aharonian F., et al., 2009a, *A&A*, 502, 749  
 Aharonian F., et al., 2009b, *ApJ*, 696, L150  
 Ahnen M. L., et al., 2016, *A&A*, 593, A91  
 Astropy Collaboration et al., 2018, *AJ*, 156, 123  
 Baluev R. V., 2008, *MNRAS*, 385, 1279  
 Band D. L., Grindlay J. E., 1985, *ApJ*, 298, 128  
 Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J., 1980, *Nature*, 287, 307  
 Bonning E., et al., 2012, *ApJ*, 756, 13  
 Caproni A., Abraham Z., Monteiro H., 2013, *MNRAS*, 428, 280  
 Chadwick P. M., et al., 1999, *ApJ*, 513, 161  
 Chakraborty N., et al., 2015, Proceedings of the 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015), ArXiv e-prints (arXiv:1509.04893),  
 Chang J. S., Cooper G., 1970, *Journal of Computational Physics*, 6, 1

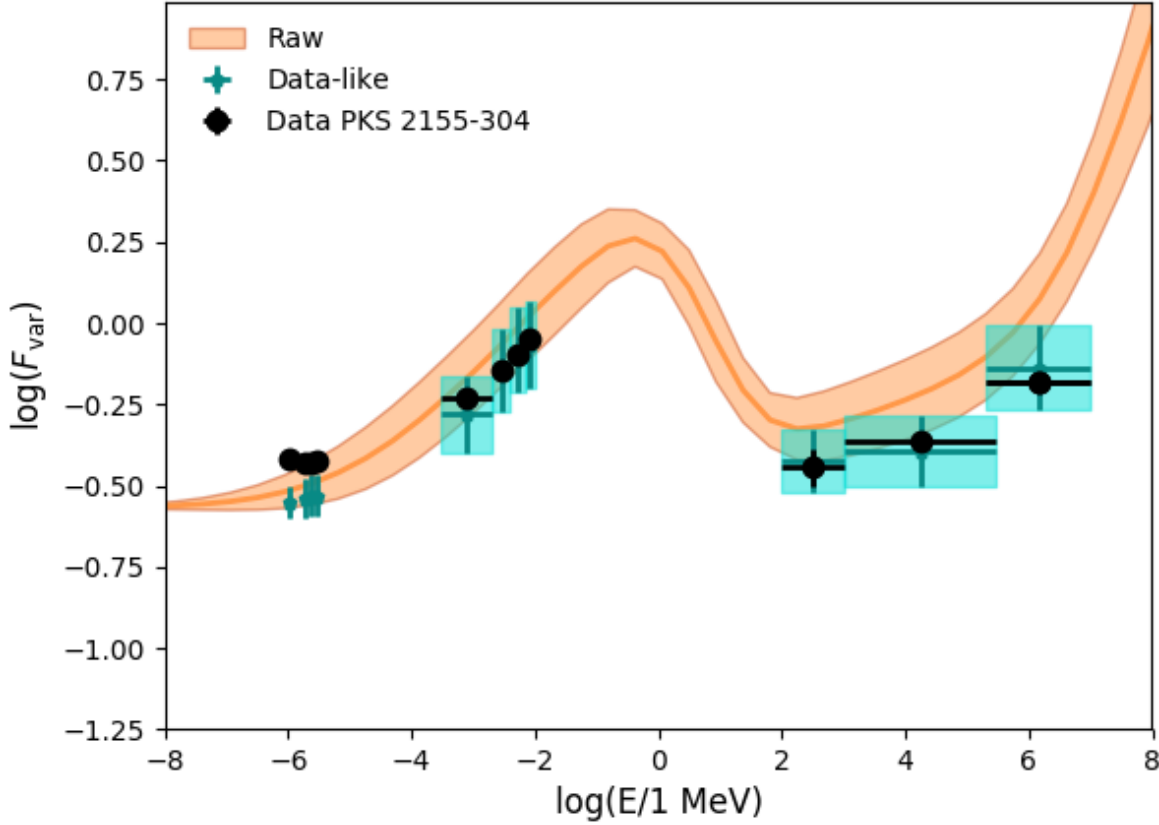


Figure 8. Same as Figure 6 but with periodic change in the Doppler factor and with  $\sigma = 15\%$ .

Chevalier J., Kastendieck M. A., Rieger F., Maurin G., Lenain J.-P., Giovanni Lamanna for the H. E. S. S. collaboration 2015, preprint, ([arXiv:1509.03104](https://arxiv.org/abs/1509.03104))

Cohen M., Walker R. G., Witteborn F. C., 1992, *AJ*, **104**, 2030

Covino S., Sandrinelli A., Treves A., 2018, preprint, ([arXiv:1810.02409](https://arxiv.org/abs/1810.02409))

Cutini S., 2013, *The Astronomer's Telegram*, 4755

Cutini S., 2014, *The Astronomer's Telegram*, 6148

Dermer C. D., Schlickeiser R., 1993, *ApJ*, **416**, 458

Doğan S., Nixon C., King A., Price D. J., 2015, *MNRAS*, **449**, 1251

Falomo R., Pesce J. E., Treves A., 1993, *ApJ*, **411**, L63

Gaskell C. M., 2004, *ApJ*, **612**, L21

Giebels B., Degrange B., 2009, *A&A*, **503**, 797

Giebels B., Dubus G., Khélifi B., 2007, *A&A*, **462**, 29

Gupta A. C., 2015, in *Astronomical Society of India Conference Series*, ([arXiv:1510.02307](https://arxiv.org/abs/1510.02307))

H.E.S.S. Collaboration et al., 2017, *A&A*, **598**, A39

Kalberla P. M. W., Burton W. B., Hartmann D., Arnal E. M., Bajaja E., Morras R., Pöppel W. G. L., 2005, *A&A*, **440**, 775

King A. R., Pringle J. E., Hofmann J. A., 2008, *MNRAS*, **385**, 1621

Lawrence A., Papadakis I., 1993, *ApJ*, **414**, L85

Lomb N. R., 1976, *Ap&SS*, **39**, 447

Mannheim K., 1993, *A&A*, **269**, 67

Marti-Vidal I., Marcaide J. M., Alberdi A., Brunthaler A., 2013, preprint, ([arXiv:1301.4782](https://arxiv.org/abs/1301.4782))

Nixon C., King A., 2013, *ApJ*, **765**, L7

Pandey A., Gupta A. C., Wiita P. J., 2017, *ApJ*, **841**, 123

Prokhorov D. A., Moraghan A., 2017, *MNRAS*, **471**, 3036

Raiteri C. M., Villata M., 2017, *Nature*, **552**, 374

Sandrinelli A., Covino S., Treves A., 2014, *ApJ*, **793**, L1

Sandrinelli A., et al., 2017, *A&A*, **600**, A132

Sandrinelli A., Covino S., Treves A., Holgado A. M., Sesana A., Lindfors E., Ramazani V. F., 2018, *A&A*, **615**, A118

Scargle J. D., 1982, *ApJ*, **263**, 835

Schlafly E. F., Finkbeiner D. P., 2011, *ApJ*, **737**, 103

Schwartz D. A., Griffiths R. E., Schwarz J., Doxsey R. E., Johnston M. D., 1979, *ApJ*, **229**, L53

Stirling A. M., et al., 2003, *MNRAS*, **341**, 405

Tatischeff V., Decourchelle A., Maurin G., 2012, *A&A*, **546**, A88

Timmer J., Koenig M., 1995, *A&A*, **300**, 707

Tluczykont M., Bernardini E., Satalecka K., Clavero R., Shayduk M., Kalekin O., 2010, *A&A*, **524**, A48

Uttley P., McHardy I. M., 2001, *MNRAS*, **323**, L26

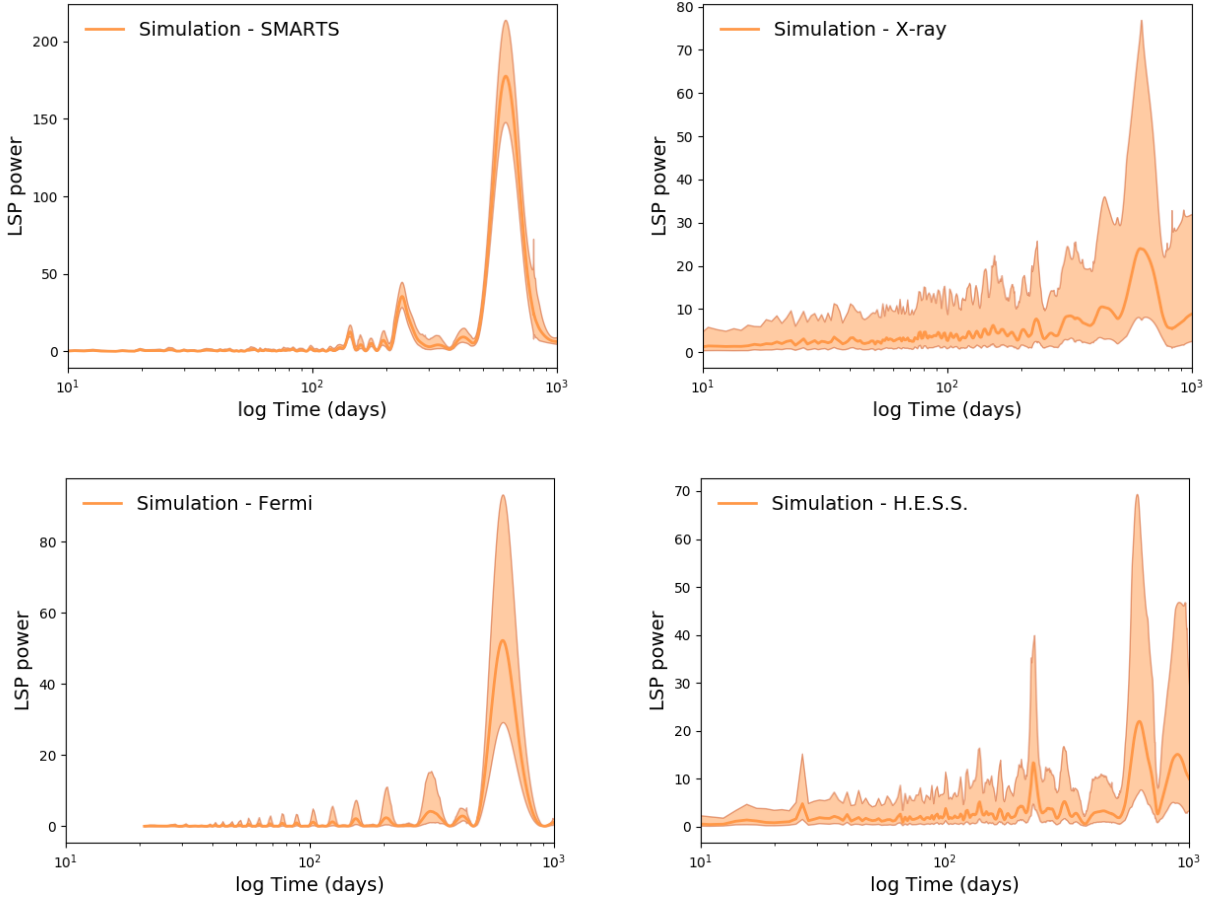
VanderPlas J. T., 2018, *ApJS*, **236**, 16

Vaughan S., Edelson R., Warwick R. S., Uttley P., 2003, *MNRAS*, **345**, 1271

Zacharias M., Böttcher M., Jankowsky F., Lenain J.-P., Wagner S. J., Wiercholska A., 2017, *ApJ*, **851**, 72

Zhang P.-f., Yan D.-h., Liao N.-h., Zeng W., Wang J.-c., Cao L.-J., 2017a, *ApJ*, **842**, 10

Zhang P.-F., Yan D.-H., Zhou J.-N., Fan Y.-Z., Wang J.-C., Zhang L., 2017b, *ApJ*, **845**, 82



**Figure 9.** LSP of the simulated light curves with a periodicity of 600 days injected in the Doppler factor for the optical R, X-ray, *Fermi*-LAT and H.E.S.S. bands (from top to bottom).

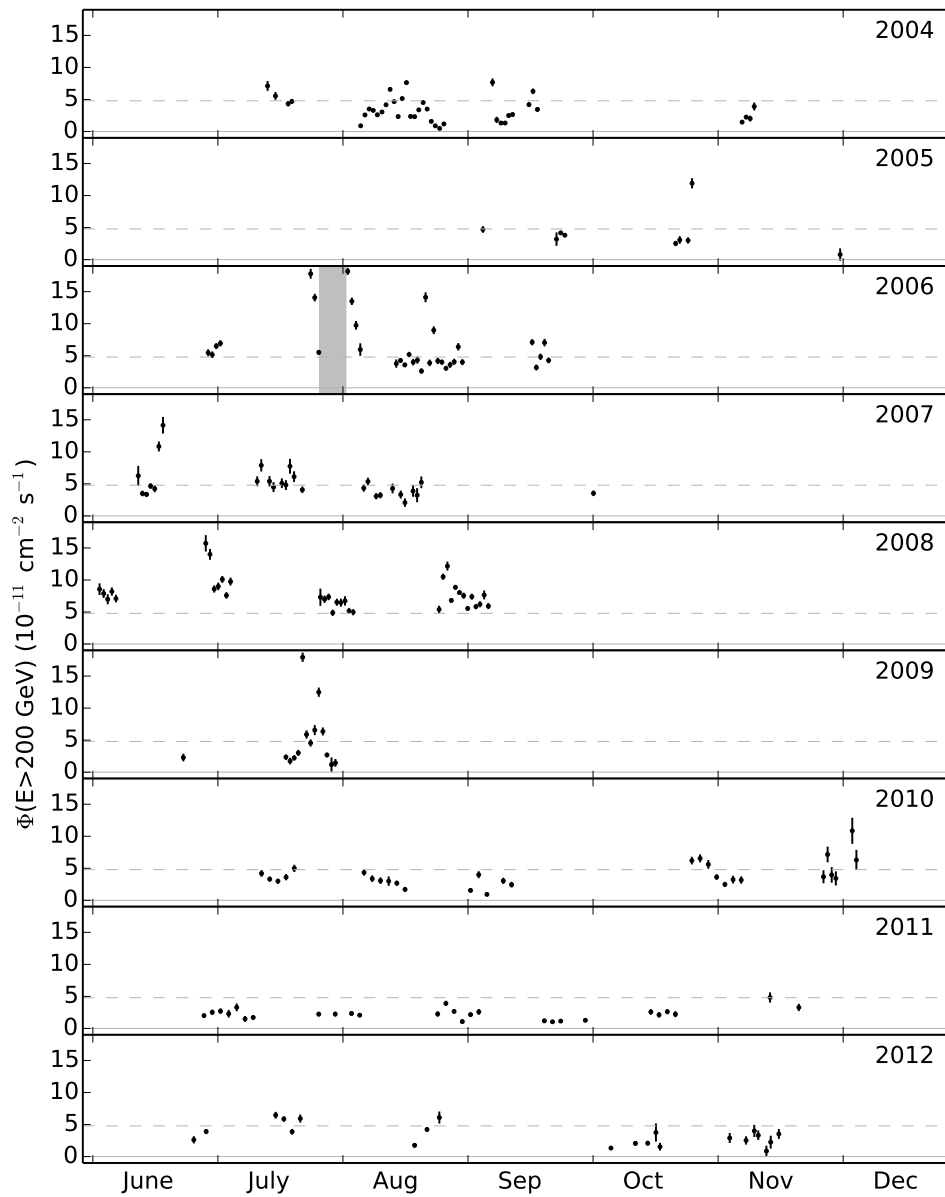


FIGURE 5.5 – Courbe de lumière H.E.S.S. nuit par nuit au dessus 200 GeV. L'éruption de 2016 est marquée par la zone grisée et non prise en compte. La ligne en tirets montre le flux moyen. Extrait de Chevalier (2017)

## 5.7 Conclusions

De cette étude, on peut tirer quelques conclusions simples et relativement robustes.

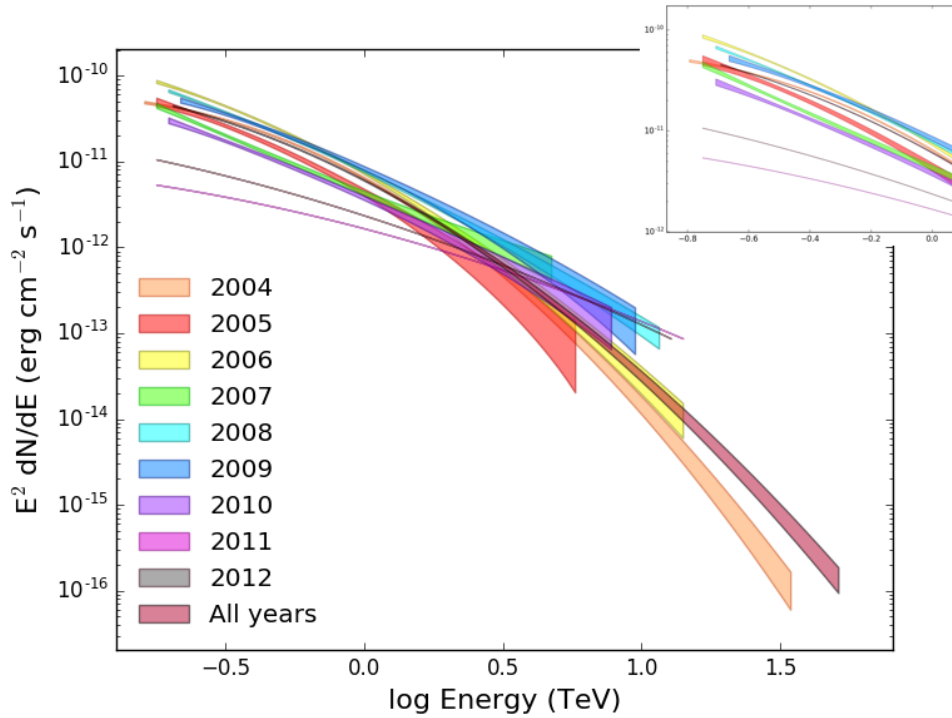


FIGURE 5.6 – SED de PKS 2155-304 obtenue par H.E.S.S. pour chaque année d’observation. Extrait de Chevalier (2017)

La moindre variabilité des BL Lac aux HE est ici visible, pour PKS 2155-304, dans la distribution de variabilité que nous avons construite avec plusieurs années d’observations dans différentes longueurs d’onde. Un modèle SSC permet de simplement reproduire ce comportement. Le taux de variabilité peut ainsi être utilisé pour contraindre certains paramètres du modèle et notamment sur le comportement stochastique des variations de la densité d’électrons.

Cette conclusion n’est pas supportée par les travaux de Polkas et al. (2021) qui ont étudié les effets de différents paramètres d’un modèle SSC sur les mêmes variables mais aussi sur d’autres comme les diagrammes de couleur en optique mais sans les données aux THE. Pour eux, la luminosité des électrons injectés est le meilleur paramètre mais ne semble pas être dans la capacité de reproduire tous les résultats.

Les observations en continu aux THE ont souvent pour but de définir un état de flux bas, voire minimum d’un objet, afin de pouvoir définir ce qu’est une éruption ou un état de flux relativement haut. Ceci aiderait aussi à comprendre les mécanismes de base dans le jet en opposition aux mécanismes éruptifs. La variabilité stochastique et log-normale mise en évidence dans presque toutes les longueurs d’onde, empêche de définir un tel état bas pour PKS 2155-304. En généralisant cela, il pourrait en être de même pour tous les BL LAC voire aussi les FSRQ. La conséquence est qu’une éruption ou un flux bas doit se voir comme la réalisation d’un même processus aléatoire.

Le taux de variabilité en rayon X et aux THE masque toute quasi-périodicité dans ces gammes. Ce qui est indéniable est le lien fort entre ces deux composantes de la SED et ce même dans la variabilité, ce qui marque une possible origine commune -mêmes particules, même accélération,

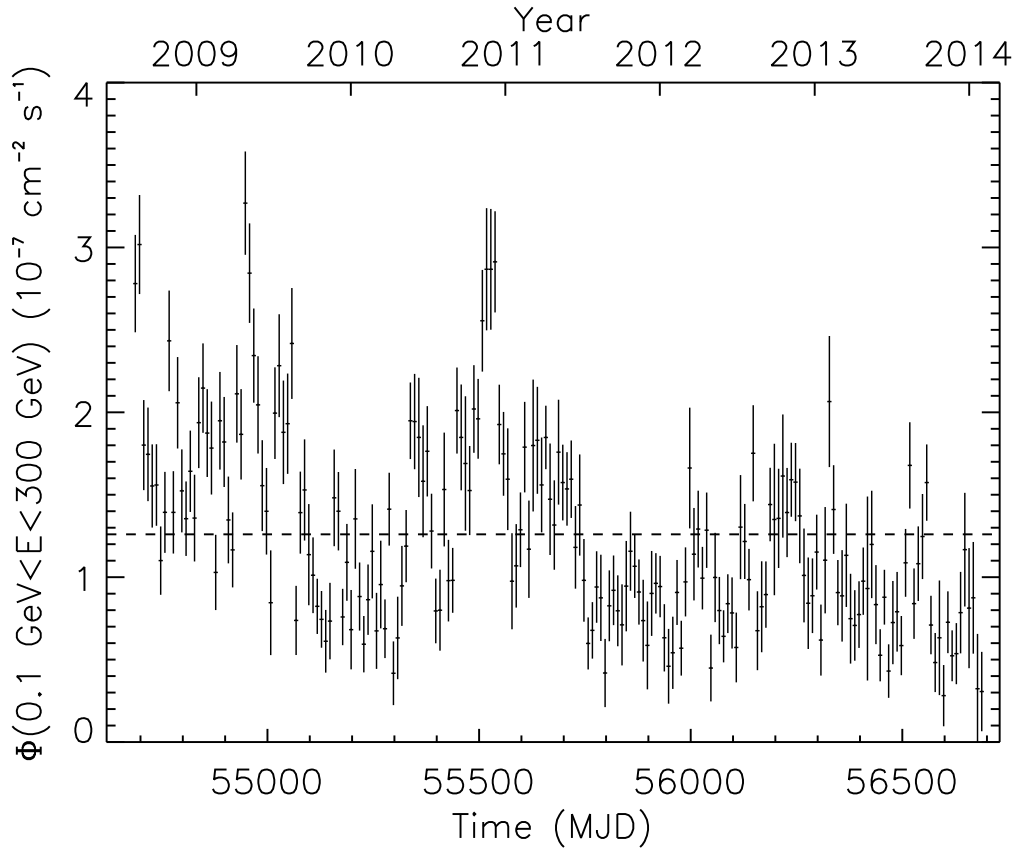


FIGURE 5.7 – Courbe de lumière *Fermi*-LAT entre 0.1 and 300 GeV dans des intervalles de 10 jours. La ligne montre le flux moyen.

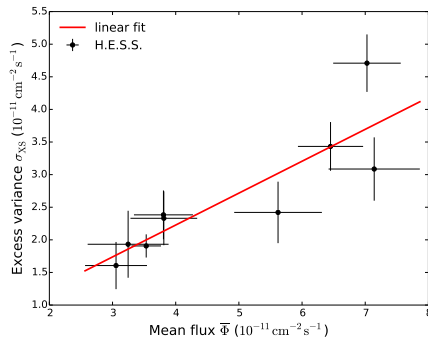


TABLE 9.8: Values of the reduced  $\chi^2$  and associated probability for the Gaussian fits to be worse for the flux and log flux distributions for each light curve.  $\sigma$  is the significance level on which a log-normal distribution is preferred to a normal one.

	$\Phi$		log $\Phi$		$\sigma$
	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	Prob	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	Prob	
H.E.S.S.	50.8/17	$10^{-5}$	11.9/13	0.54	5.39
<i>Fermi</i> -LAT	21.6/12	0.04	15.0/11	0.18	2.57
X-ray	80.0/12	$10^{-10}$	12.5/9	0.20	7.69
SMARTS (B)	56.6/13	$10^{-7}$	5.1/12	0.95	7.18
SMARTS (V)	29.9/13	$4.9 \times 10^{-3}$	8.7/11	0.65	4.22
SMARTS (R)	65.1/12	$10^{-9}$	9.1/11	0.62	7.48
SMARTS (J)	30.2/13	$4.4 \times 10^{-3}$	15.4/12	0.22	3.85

FIGURE 5.8 –  $\sigma_{\text{excess}}$  en fonction du flux moyen au dessus de 200 GeV. La ligne rouge est un ajustement avec une fonction linéaire. La table, reproduit de Chevalier (2017), donne la probabilité que la distribution du flux dans une bande en énergie soit compatible avec une gaussienne ou une fonction log-normale.



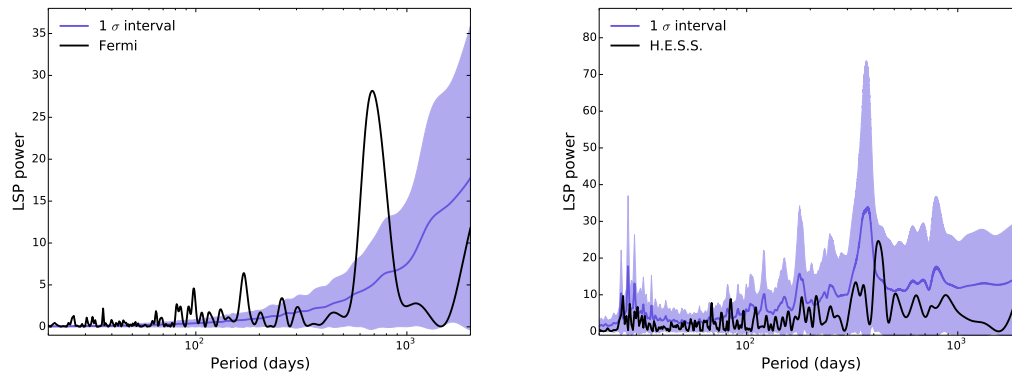


FIGURE 5.9 – Périodogramme de Lomb-Scargle pour, à gauche, *Fermi*-LAT et à droite H.E.S.S. La zone violette présente le contour à  $1\sigma$  obtenu par simulations de courbes de lumière non-périodiques.

etc... , un fait qui doit être pris en compte dans les modèles de toutes natures.

## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Définition et mesure</b>	<b>130</b>
<b>5.2</b>	<b>Variabilité en fonction de l'énergie</b>	<b>132</b>
<b>5.3</b>	<b>Variabilité en fonction du flux</b>	<b>133</b>
<b>5.4</b>	<b>Quasi-Périodicité</b>	<b>134</b>
<b>5.5</b>	<b>Étude de population</b>	<b>134</b>
<b>5.6</b>	<b>Observations long-terme du HBL PKS 2155-304</b>	<b>135</b>
5.6.1	Résultat <i>Fermi</i> -LAT et H.E.S.S.	135
5.6.2	"Variability studies and modeling of the blazar PKS 2155-304 in the light of a decade of multi-wavelength observations"	135
<b>5.7</b>	<b>Conclusions</b>	<b>148</b>
<b>5.8</b>	<b>Cherenkov Telescope Array CTA</b>	<b>153</b>
5.8.1	Design et sensibilité des réseaux	153
5.8.2	Small-Sized Telescopes (SST)	153
5.8.3	Medium-Sized Telescopes (MST)	154
5.8.4	Large-Sized Telescopes (LST) : construction du LST-1	154
<b>5.9</b>	<b>Recherche d'événements transitoires</b>	<b>157</b>
5.9.1	Les sursauts gamma aux THE	158
5.9.2	Premières observations avec les LST	161
5.9.3	Ondes gravitationnelles et lien avec les rayons $\gamma$	162

---

## 5.8 Cherenkov Telescope Array CTA

Les succès de H.E.S.S. (dans l'hémisphère sud), MAGIC et VERITAS (dans l'hémisphère nord) ont permis l'avènement d'un projet international du nom de Cherenkov Telescope Array (CTA). Ce réseau sans précédent sera déployé sur 2 sites, au sud et au nord, afin de couvrir tout le ciel. Au sud, c'est le site de Paranal au Chili qui accueillera dans sa version actuelle 37 Small-Sized Telescopes (SST) pour les plus hautes énergies et 14 Medium-Sized Telescopes (MST) pour le cœur de gamme. Au nord, la construction se fera sur l'île de La Palma dans les Canaries, où déjà un Large-Sized Telescope (LST), pour les basses énergies, est construit. Suivront 3 autres ainsi que plusieurs MST (Fig. 5.10).



FIGURE 5.10 – Rendu artistique du site nord de CTA avec 4 LST et 19 MST. Crédit : Gabriel Pérez Diaz, IAC

### 5.8.1 Design et sensibilité des réseaux

Des études de sensibilité, pour déterminer la disposition des télescopes en fonction du site, ont été menées par le consortium CTA (Hassan et al., 2017) pour optimiser le placement. Sur le site sud, il est prévu 14 Medium-Sized Telescopes et 37 Small-Sized Telescopes sur un total de 3 km<sup>2</sup>. Au nord, il y aura aussi 4 LST et 9 MST sur 0.25 km<sup>2</sup>.

Des simulations ont permis de déterminer la sensibilité de chaque réseau pour une détection à 5 $\sigma$  d'une source ponctuelle. Celle-ci est donnée pour 0.5, 5 et 50 heures d'observation en figure 5.11 ainsi que la sensibilité à différentes énergies en fonction du temps. Celle-ci est particulièrement importante pour la détection et la caractérisation de phénomènes transitoires comme les éruptions d'AGN ou les GRB.

### 5.8.2 Small-Sized Telescopes (SST)

Les Small-Sized Telescopes seront les plus nombreux dans le réseau, avec 37 télescopes en tout. Conçus pour étudier les sources présentes dans notre Galaxie, ils couvriront les plus hautes énergies entre 1 TeV et 300 TeV. Ils seront présents sur plusieurs kilomètres carré. Possédant un miroir de 4 mètres, leur champ de vue pourra atteindre 9 degrés. La figure 5.12, à gauche, présente un schéma des SST. Étant donné que le centre galactique et une large partie du plan galactique ne sont pas facilement visibles de l'hémisphère nord avec un angle zénithal approprié, il a ainsi été décidé de ne pas construire de SST au nord.

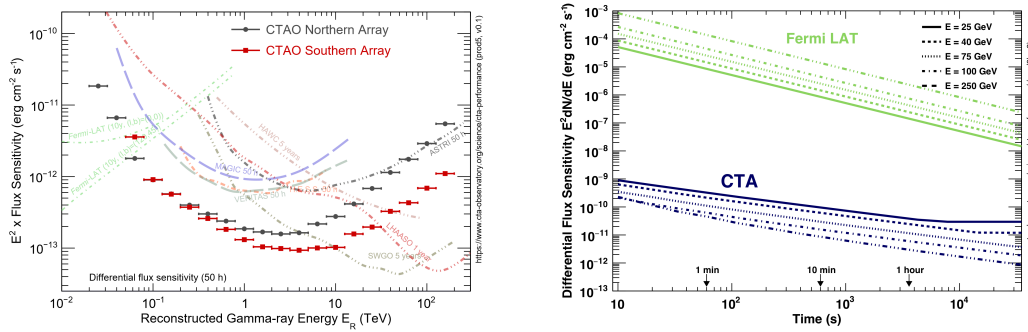


FIGURE 5.11 – Sensibilité différentielle en fonction de l'énergie pour le site nord et le site sud (Droite, voir <https://www.cta-observatory.org/science/cta-performance>). Le graphique de gauche, donne la sensibilité en fonction du temps. Extrait de Hassan et al. (2017).

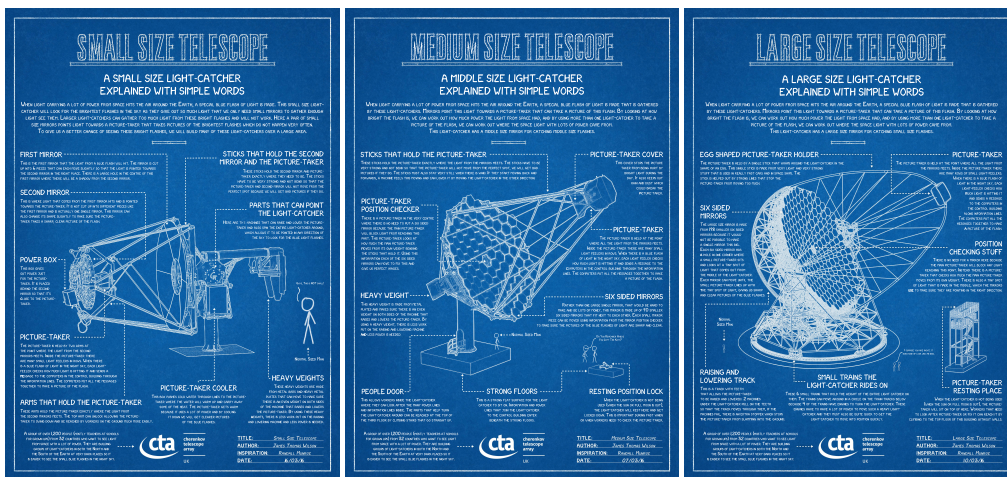


FIGURE 5.12 – De gauche à droite, design des SST, des MST et enfin des LST.

### 5.8.3 Medium-Sized Telescopes (MST)

Les Medium-Sized Telescopes possèdent un design proche de la génération actuelle comme H.E.S.S. et surtout VERITAS. Leur miroir de 12 mètres de diamètre sur monture polaire et leur focale de 16 mètres, leur permettront de couvrir le cœur de gamme de CTA (80 GeV-50 TeV). La figure 5.12, au centre, présente un schéma des MST.

### 5.8.4 Large-Sized Telescopes (LST) : construction du LST-1

Le LAPP est très impliqué dans la construction et la mise en oeuvre des LST. Dans cette partie, je décris le design du télescope et les travaux effectués par mon étudiant et moi-même sur le modèle de déformation du télescope.

## État des lieux

Les Large-Sized Telescopes, dont le premier prototype LST-1 est construit à La Palma, sont des télescopes sur monture alt-az avec un miroir de 23 mètres de diamètre. Ils sont en fait plus petits que le télescope H.E.S.S. II mais il y aura 4 télescopes sur le site nord. D'un poids de 100 tonnes, soit 6 fois moins que H.E.S.S. II, ils sont capables de se repositionner en 20 secondes, ce qui en fait des outils parfaits pour étudier les sursauts gamma et les éruptions d'AGN. La figure 5.12, à droite, présente un schéma des LST.

Le premier grand télescope de CTA, Large Size Telescope LST-1, est actuellement construit à La Palma. C'est le premier des 4 LST du site nord. Actuellement le LST-1 est en phase de commissioning et les premières données ont été prises en observation Mono permettant la détection du Crabe<sup>1</sup>, des noyaux actifs de galaxies (Cortina & CTA LST Collaboratoin, 2021) ont aussi été suivis ainsi que quelques sursauts gamma.

Une vue aérienne du télescope est donnée en figure 5.13 et un schéma du télescope est donné en Fig. 5.14.



FIGURE 5.13 – Vue aérienne du LST-1 situé sur l'île de La Palma.

### Déformation du télescope : bending model

Le LST-1 possède une focale de 28m pour un poids total de 103 tonnes. La structure est faite de tubes en acier et l'arche qui porte la caméra Cherenkov est en fibre de carbone. Cette structure, bien que solide, se déforme notamment sous l'effet du poids de la caméra. La déformation dépend donc de la position de pointé. Il faut corriger cette dernière car elle induit une légère erreur dans la direction de pointé. De plus, avec le temps, la structure vieillira inévitablement entraînant une déformation différente de celle lors de la construction. Ainsi, des mesures régulières de cette déformation sont primordiales.

1. voir <https://lapp.in2p3.fr/spip.php?article2834>.

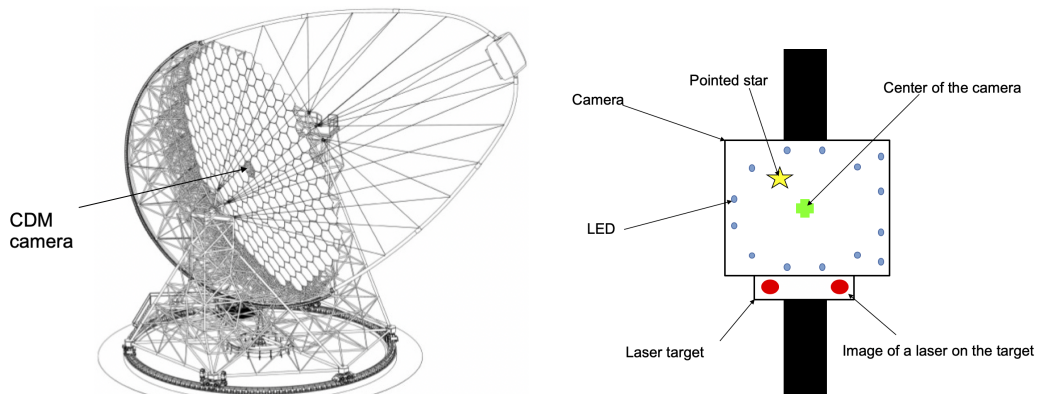


FIGURE 5.14 – A gauche, schéma du LST et à droite, vue schématique de ce que voit la caméra CDM au centre du miroir.

A titre d'exemple, la figure 5.15 présente le placement vertical du centre de la caméra Cherenkov en fonction de l'angle zénithale de pointé. On note un déplacement de quelques millimètres et qui augmente plus l'on pointe proche de l'horizon.

Afin de mesurer cette déformation dans différentes positions de pointé, des observations de calibration seront effectuées permettant de construire ce que l'on appelle le *bending model*. Ce travail est effectué par mon étudiant en thèse sous ma direction.

Pour cela, on observe une étoile dont la lumière se réfléchit sur une cible placée au centre de la caméra Cherenkov. Des LED et des lasers permettent de connaître la position du centre de la caméra et de l'axe optique et ainsi mesurer la déformation du télescope (Fig. 5.14) qui n'est autre que la distance entre le centre de la caméra et la position de l'étoile dans la cible.

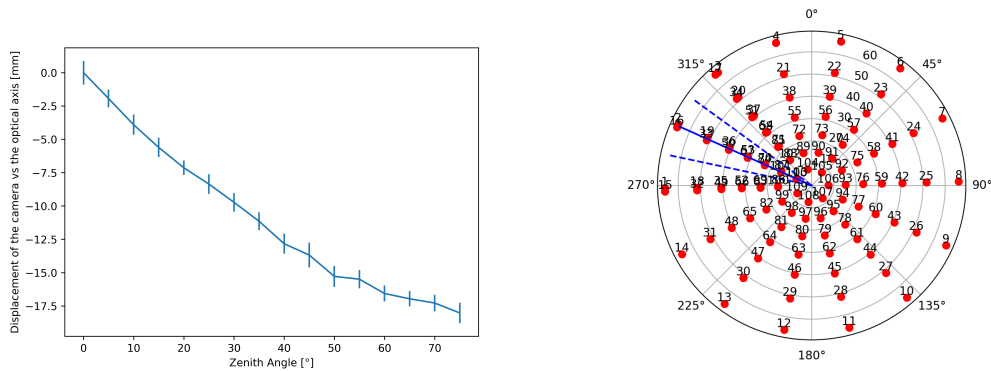


FIGURE 5.15 – (Gauche) Déplacement vertical de la caméra, en fonction de l'angle zénithal. (Droite) Grille d'observation en coordonnées polaires.

Des images sont prises par la caméra CDM au centre du miroir (Fig. 5.16) mais celle-ci possède quelques limitations techniques :

- les expositions sont limitées à 1 seconde,
- la camera ne possède pas d'obturateur.

Afin de remédier à ces problèmes, nous avons décidé de mettre en œuvre des techniques

bien connues en astro-photographie. Entre 60 et 400 images sont prises suivant la magnitude de l'étoile ainsi qu'un nombre équivalent de photos "dark", images prises dans une zone sans étoile. Les deux séries sont alors empilées, les "darks" soustrait ce qui permet de grandement augmenter le ratio signal sur bruit. La figure 5.17 présente le résultat final pour deux étoiles de magnitude différente. À gauche, Homan (Magnitude 3.39) est visible en une image mais l'utilisation de 60 images et 60 darks permet d'obtenir une image parfaite. Pour 85Peg (Magnitude 5.87) une seule photo ne suffit pas et nous avons opté pour 400 images et 400 "darks" ce qui représente un temps conséquent de prise de données.

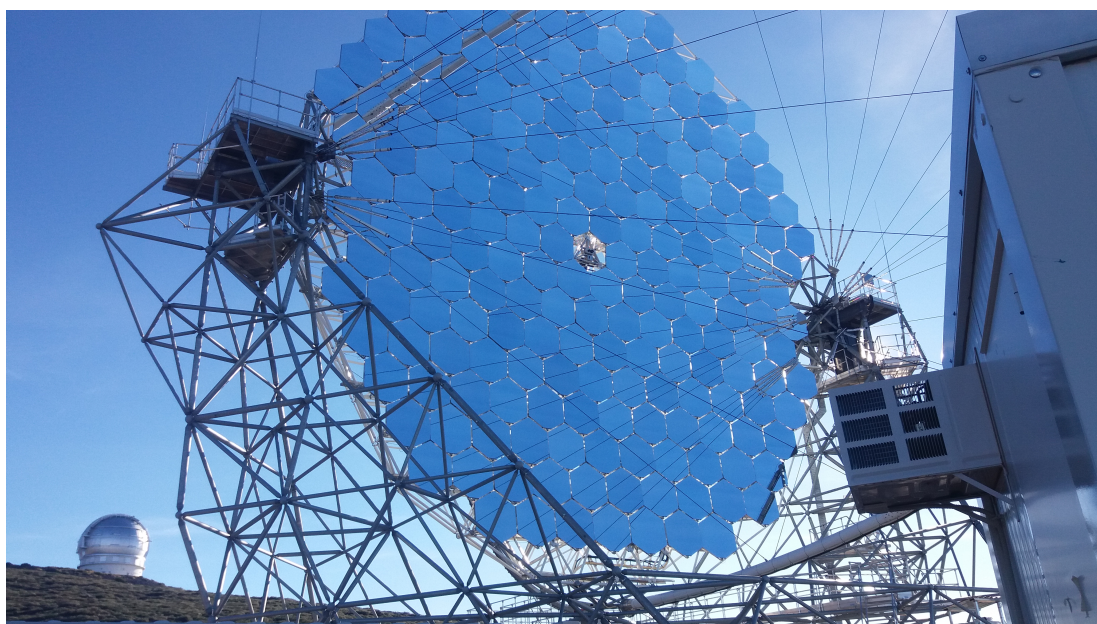


FIGURE 5.16 – Vue du centre de LST où se trouve la CDM.

De plus, le code trouve la position de l'étoile dans l'image, des LED et des lasers pour en déduire la déformation et remplit une base de données. Actuellement, l'automatisation de la prise de donnée - de la sélection de l'étoile cible à la prise des images - et de l'analyse est presque terminée. Des tests sont aussi en cours pour mesurer la déformation du télescope par rapport aux spécifications. La collaboration LST octroie 6 heures de prise de données par mois avec la Lune levée. La question en suspens est de savoir si ce temps par mois suffira pour couvrir tout l'espace des phases. De possibles optimisations de la prise de données, de la sélection des sources vis à vis de leur magnitude, de la position du télescope au moment de la section (le temps de trajet d'un point à un autre n'est pas négligeable) seront peut-être à prévoir.

Durant les derniers mois, les premières données du bending model ont été obtenues et analysées. La figure 5.18 présente les données à gauche et le modèle obtenu décrivant les déformations.

## 5.9 Recherche d'événements transitoires

Avec son implication dans le télescope H.E.S.S. II (CT5) mais aussi dans la collaboration LST, le LAPP s'est depuis quelques années tourné vers les sources extragalactiques et les phénomènes

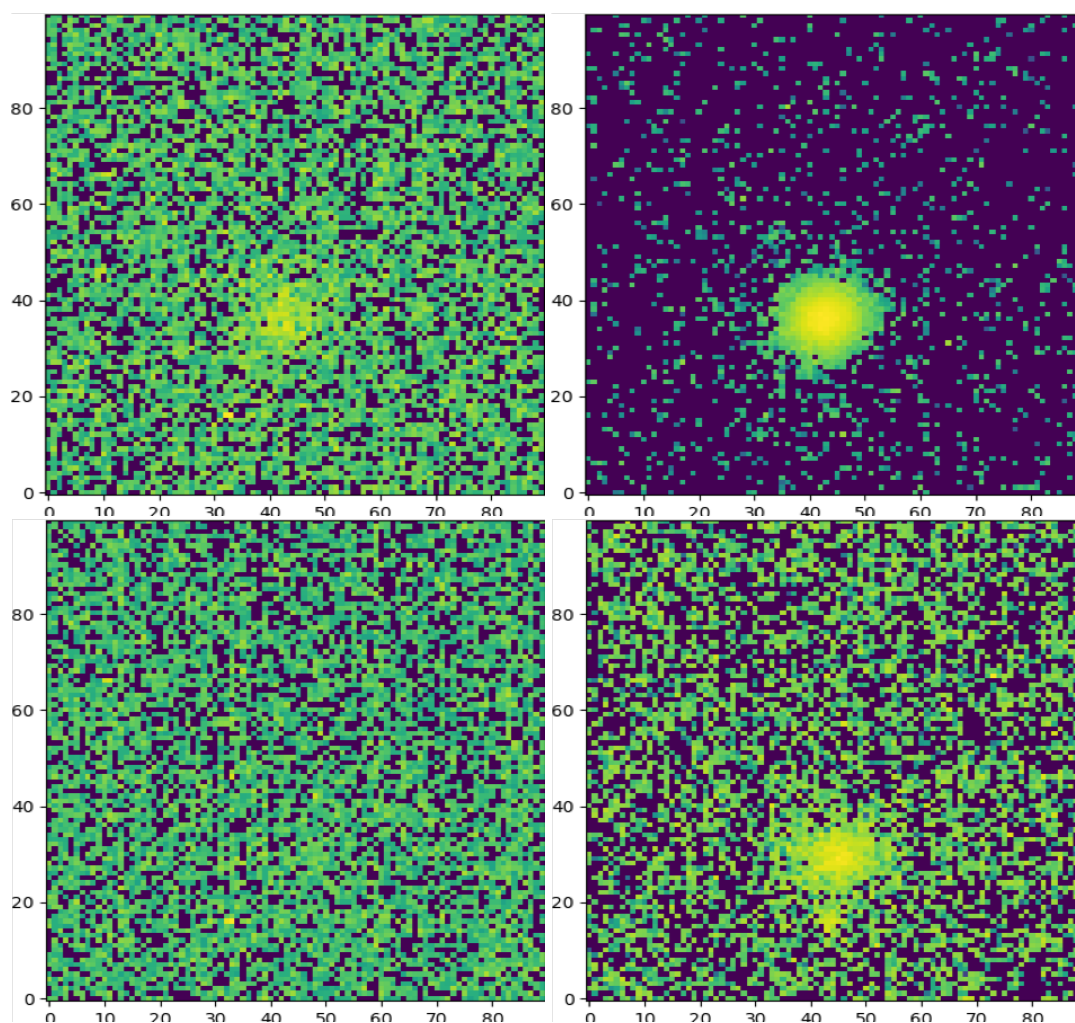


FIGURE 5.17 – A gauche : une image prise sur Homan (haut) et 85Peg (bas) et pour la série cumulée, à droite, sur les mêmes étoiles.

transitoires. A ce titre, nous commençons à bâtir un groupe expert en sursauts gamma notamment avec des étudiants en thèse et des post-doc. De plus, une équipe de travail Virgo-CTA se met en place.

### 5.9.1 Les sursauts gamma aux THE

Les sursauts gamma ou Gamma-ray burst (GRB en anglais) sont des flashes de rayons  $\gamma$  très courts et intenses libérant l'équivalent isotropique de  $10^{52} - 10^{54}$  erg. Découverts fortuitement dans les années 60 par les satellites militaires Vela, ils font partie des événements les plus brillants et violents de l'Univers et sont un des candidats pour la production de rayons cosmiques de ultra-haute énergie (Waxman, 1995; Vietri, 1995; Biehl et al., 2018).

Un sursaut gamma présente deux phases distinctes : Une émission courte, quelques secondes, très variable, nommée émission "prompt" suivi d'une phase plus longue et moins brillante



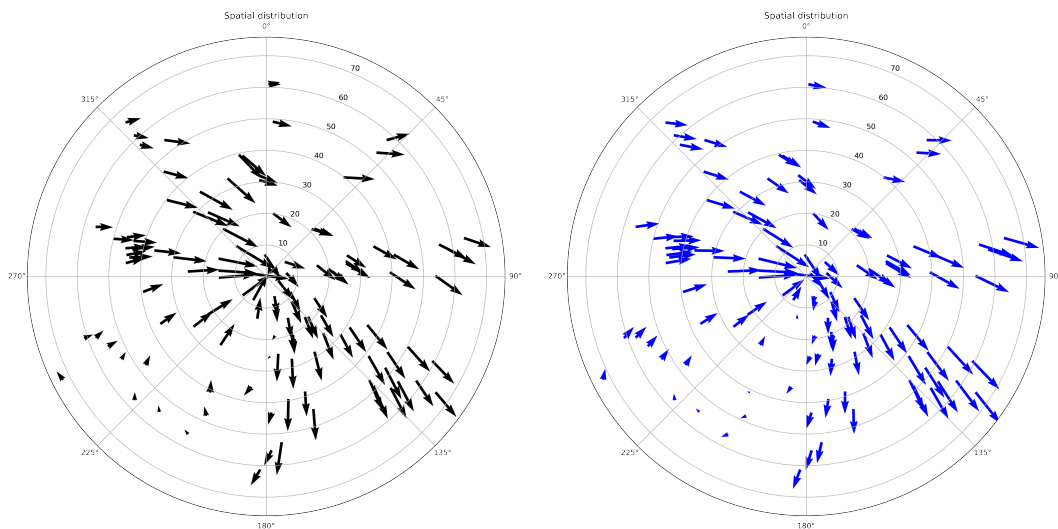


FIGURE 5.18 – A gauche : Données du bending model et à droite, ajustement des données par un modèle analytique.

nommée émission "afterglow". La courbe de lumière de la phase d'afterglow est bien décrite par un loi de puissance dans toutes les longueurs d'onde (Fig. 5.19).

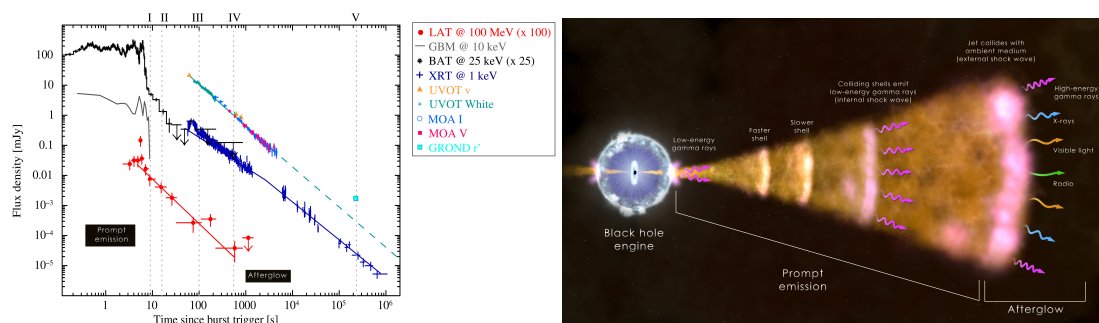


FIGURE 5.19 – Courbes de lumière du GRB 110731A. La partie prompt a été observée par BAT et GBM. La partie afterglow est bien représentée par une loi de puissance dans toutes les longueurs d'onde. Extrait de Ackermann et al. (2013). Le panneau de droite présente le modèle actuellement admis de jet ainsi que l'origine des phases prompt et afterglow.

Il existe deux types de sursauts : les longs - plus de 2 secondes - provenant de l'effondrement d'une étoile massive et les courts - moins de 2 secondes - provenant de la fusion d'un système binaire (trou noir - étoile à neutron ou deux étoiles à neutron). Dans tous les cas, un jet de matière relativiste est produit, émettant le rayonnement électromagnétique observé sur Terre. La phase prompt est due à des chocs internes ou à de la reconnection magnétique. Le jet est par la suite affecté par le milieu produisant la phase d'afterglow.

La nature de l'émission (synchrotron, IC) dans ces deux phases est encore débattue et la présence même de deux composantes dans la SED (de façon similaire aux blazars) n'est pas encore certaine. Les récentes découvertes au TeV sont ici d'une aide précieuse.

Une grande partie de l'émission d'un GRB se fait au keV ou au MeV. Certains sont détectés jusqu'aux énergies du GeV voire la dizaine de GeV par les satellites (Ajello et al., 2019) mais il y a encore peu, aucun GRB n'avait été détecté au sol par un observatoire Cherenkov.

La première détection d'un GRB au sol fut faite par H.E.S.S. avec le GRB 180720B. Pour un GRB, le redshift est assez modeste  $z = 0.6$  mais reste important pour une détection au TeV. Les observations de H.E.S.S. prirent place 10 heures après le GRB soit dans la phase d'afterglow (Abdalla et al., 2019a). Ce signal ne fut pas détecté lors d'observations postérieures indiquant la nature transitoire du phénomène (fig. 5.20). Les télescopes MAGIC ont détecté le sursaut GRB 190114C une minute après l'exposition. L'émission mesurée au TeV, comme pour GRB 180720B, est comparable à celle mesurée en rayon X. Tous ces sursauts sont des sursauts longs. Actuellement, seule une indication de signal sur un sursaut court, GRB 160821B, à  $3\sigma$ , a été reportée par MAGIC (Acciari et al., 2021a).

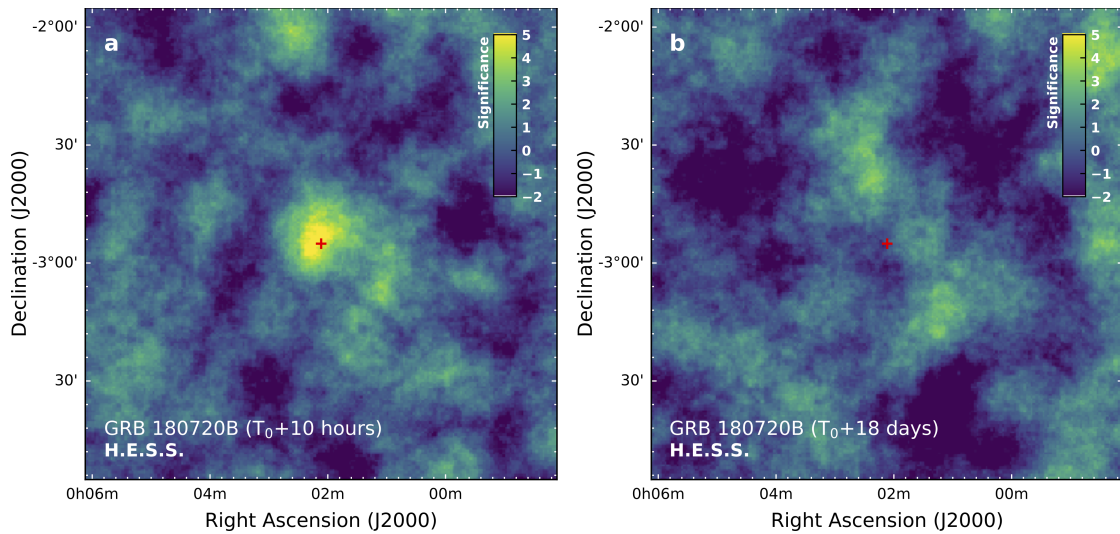


FIGURE 5.20 – Carte de signifiante de la région du GRB 180720B vue par H.E.S.S. A gauche, 10 heures après le GRB et à droite 24 jours après le GRB.

Pour expliquer, l'émission aux THE, deux modèles sont invoqués :

- Un modèle Synchrotron dans lequel les rayons X et  $\gamma$  sont émis par le même mécanisme synchrotron qui prédit une seule composante spectrale X-TeV. Ceci implique une accélération des électrons au delà du PeV, ce qui serait en accord avec les GRB comme potentielles sources des rayons cosmiques de ultra-haute énergie.
- un modèle SSC, avec deux composantes spectrales, les THE étant produites par processus inverse-Compton. Ici on est proche d'un modèle SSC dans les blazars.

Bien que ne permettant pas des conclusions solides, il semblerait que le modèle SSC soit privilégié par les données H.E.S.S. Cette détection de l'afterglow du GRB 180720B fut suivi d'une autre avec le GRB 190829A dont les observations commencèrent 4 heures après l'alerte. La source fut visible plusieurs nuits permettant d'étudier la variabilité. La figure 5.21 présente la courbe de lumière de *Swift*-XRT et H.E.S.S. Les deux sont bien décrits par une décroissance suivant une loi de puissance  $t^{-\alpha}$  avec un indice  $\alpha$  très proche. Ce comportement et le spectre similaire (Fig 5.21) favorisent dans ce cas un modèle Synchrotron. D'autres auteurs quant à eux argumentent que la modélisation présentée par H. E. S. S. Collaboration et al. (2021) souffre d'importants problèmes et proposent un modèle SSC avec deux composantes (Salafia et al., 2021).

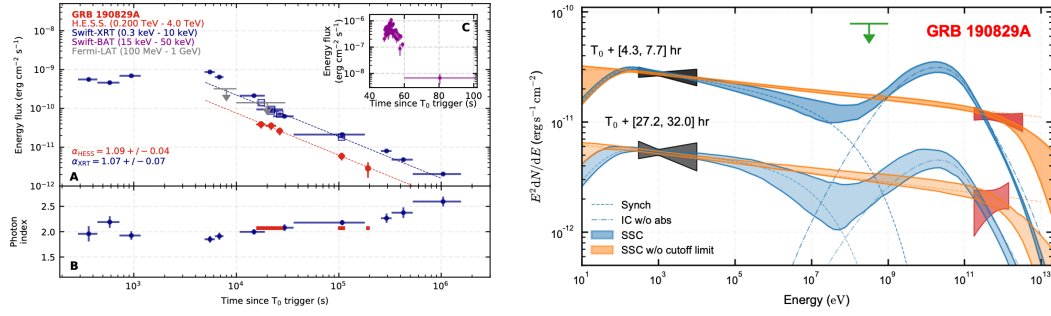


FIGURE 5.21 – À gauche, courbe de lumière GRB 190829A. En bleu, les points en rayons X de XRT et en rouge de H.E.S.S.. À droite, SED du GRB 190829A pour les deux nuits. Le modèle SSC est présenté en bleu et le modèle synchrotron en orange.

La génération actuelle d’imageurs Cherenkov a réussi à exploiter la première détection. Les capacités de CTA, et particulièrement des LST, permettront l’étude plus poussée de nombreux GRB et même des études de population. Dans le cas du GRB 190829A, CTA aurait été capable de détecter la source 12 jours après le GRB. Ainsi des études précises de la courbe de lumière seront possibles. Les LST, dont le repointé est rapide et qui observent avec un seuil en énergie très bas, seront l’outil principal de CTA pour la détection des GRB.

### 5.9.2 Premières observations avec les LST

Le LST-1 est en phase de commissioning mais observe le ciel de façon régulière. Ainsi, des GRB, dans leur phase d’afterglow, ont été suivis par le LST. La liste est donnée dans le table 5.22. Ils sont aussi placés dans la fig. 5.22 avec d’autres événements transitoires comme un FRB, la nova RS Oph et SGR 1935+2154. Actuellement, aucune détection de GRB n’a pu être effectuée par LST-1 mais le taux d’observation augmente avec le temps.

	$T_0$ [UTC]	$T_{90}$ [s]	$z$	Début [UTC]	Délai [s]	Trigger
GRB 201216C	23 :07 :31	48.0	1.1	20 :57 :03	79200	Swift
GRB 210217A	23 :25 :42	4.2	-	23 :40 :22	880	Swift
GRB 210511B	11 :26 :39	6	-	03 :37 :54	58200	Fermi-GBM
GRB 210731A	22 :21 :07	25.857	1.25	23 :22	$\approx 1H$	Fermi-GBM
GRB 210802A	20 :08 :06	10.24	-	22 :13 :32	7526	Fermi-GBM
GRB 210807A	10 :03 :40	156.3	-	03 :55 :17	64297	Swift

TABLE 5.1 – Liste des GRB suivis par LST-1 ainsi que le temps  $T_0$  et le début des observations LST.

Le GRB 210807A fut observé par LST-1 pendant 3 observations pour un temps total de 0.59 heure. Avec si peu de temps et une observation faite un jour après le GRB, il est normal que l’analyse ne montre pas de détection ( $-0.8\sigma$ ). A titre d’indication, la figure 5.23 montre différents graphiques pour le run 5543 (premier run pris sur la position du GRB). Sont ainsi présentés, en autres, la carte en coup, les distributions des événements en fonction de l’offset par rapport au pointé et de l’énergie. L’analyse a été menée avec les outils `lstchain v0.7.3` (López-Coto et al., 2021) et `gammapy 0.18.2`.

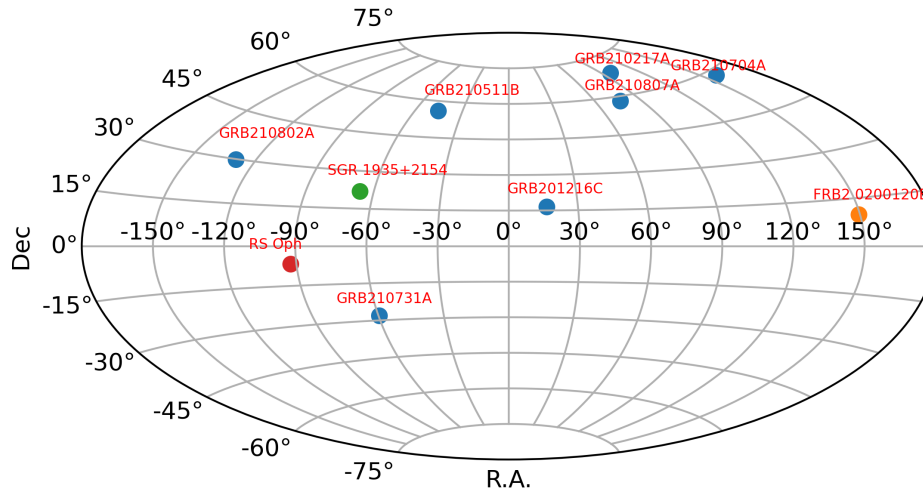


FIGURE 5.22 – GRB suivis par LST-1.

Il est ensuite possible de sommer les différentes observations. On obtient ainsi une carte en coups sur 3 observations (Fig. 5.24, à gauche). La carte de significativité peut ensuite être calculée (Fig. 5.24, à droite). On ne note aucun point chaud dans les cartes indiquant une fois de plus qu'il n'y a pas de détection du GRB 210807A.

### 5.9.3 Ondes gravitationnelles et lien avec les rayons $\gamma$

Les ondes gravitationnelles sont une des prédictions de la relativité générale. Jusqu'en 2015, elles ont échappé à la détection. Le 14 septembre 2015 à 9 h 50 min 45 s UTC, l'onde GW 150914 fut clairement détectée par les interféromètres de LIGO. Cette découverte marque l'ouverture d'une nouvelle fenêtre en astrophysique. Une autre étape fut franchie en 2017 avec l'onde GW 170817.

Le 17 août, cet événement fut détecté par LIGO-Virgo et 1.74 secondes plus tard, le GRB 170817A, un GRB court situé à une distance de 40 Mpc dans la galaxie NGC 4993, fut aussi détecté en rayons  $\gamma$ . La probabilité qu'une telle observation coïncidente en temps et en position soit fortuite est de  $5.0 \times 10^{-8}$  (Abbott et al., 2017). C'est la confirmation que les coalescences d'étoiles à neutrons sont bien à l'origine des GRB courts. La figure 5.25 présente la détection de cet événement par le GBM de *Fermi* et par LIGO-Virgo.

Aux THE, le réseau H.E.S.S. observa GW 170817, 5.3 heures après l'alerte et jusqu'à 5.2 jours après. Aucune émission électromagnétique aux THE ne fut détectée. GW 170817 est la première

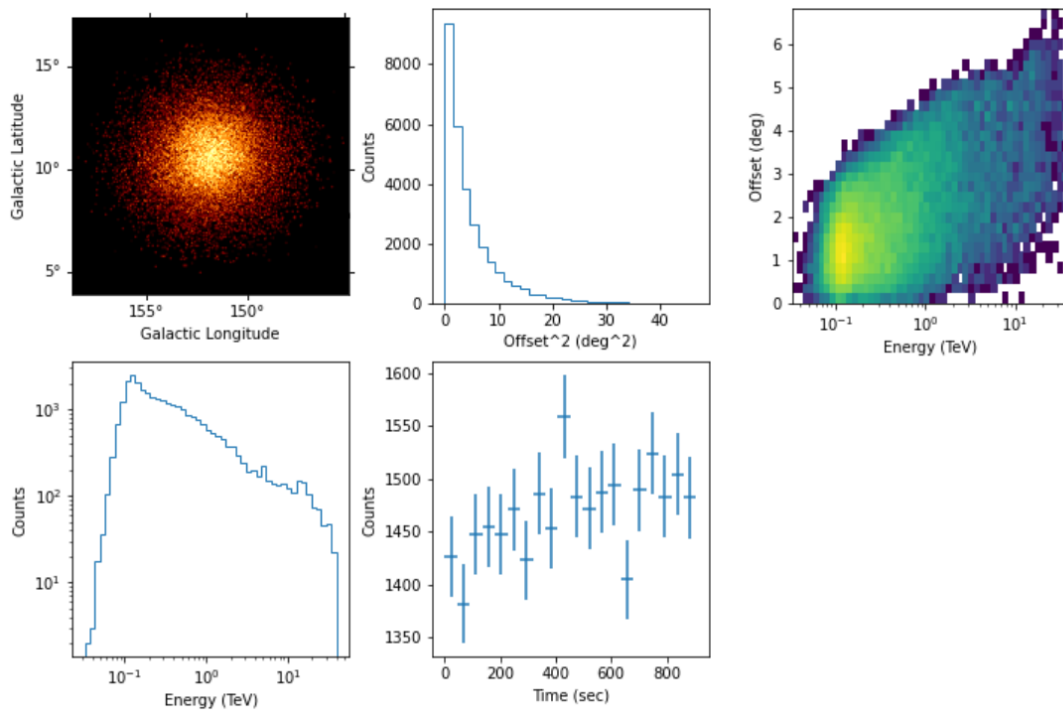


FIGURE 5.23 – Graphiques de contrôle pour l’observation 5543 sur le GRB 210807A.

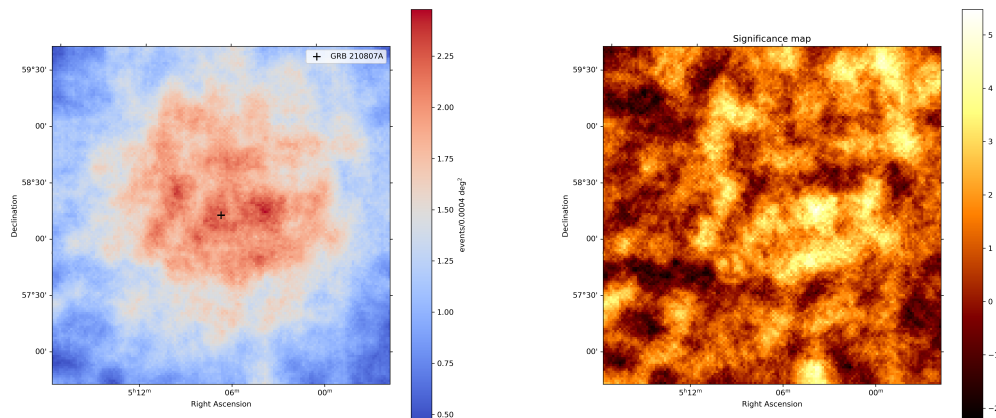


FIGURE 5.24 – Carte en coups du GRB 210807A et carte significativité obtenues avec les observations du LST-1.

détection Onde gravitationnelle - Rayons  $\gamma$  et ceci ouvre des perspectives plus qu’intéressantes pour des études avec CTA et LIGO-Virgo. C’est pour cela qu’une collaboration CTA-Virgo est mise

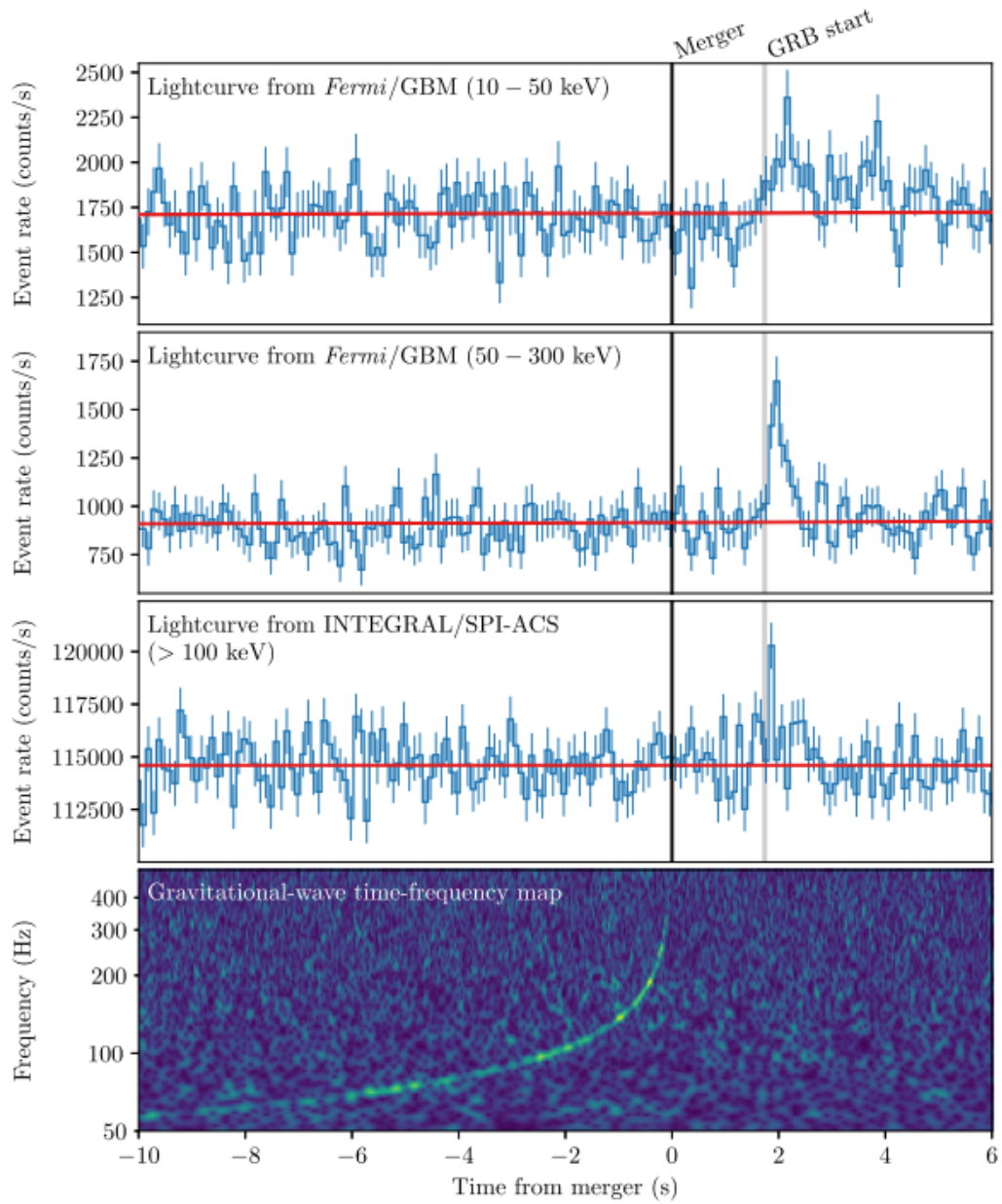


FIGURE 5.25 – Détection jointe de GRB 170817A et GW 170817. Extrait de Abbott et al. (2017).

en place depuis quelques mois au sein du LAPP.

# Table des figures

1.1	Comparaison des images de deux galaxies spirales : À gauche, une galaxie Seyfert, NGC 5548, avec un cœur très brillant et des artefacts de diffraction. À droite, une galaxie non active, NGC 3370, avec un coeur moins lumineux. . . . .	7
1.2	Spectre de la galaxie NGC 5548 présentant une raie interdite et une raie permise plus large (Hydrogène $\alpha$ ). Voir <a href="http://depts.washington.edu/astroed/HubbleLaw/galaxies.html">http://depts.washington.edu/astroed/HubbleLaw/galaxies.html</a> pour plus d'informations. . . . .	8
1.3	Classification des AGN. La principale dichotomie provient de la brillance en radio. Des sous-divisions sont créées basées sur la présence de lignes optiques. Extrait de Dermer & Giebels (2016). . . . .	9
1.4	À gauche : la galaxie 3C 296 de type FR-I. À droite 3C 47, une galaxie FR-II. La différence de morphologie, visible ici, est la base de la séparation de ces deux classes. . . . .	9
1.5	Schéma d'unification des AGN. Extrait de Dermer & Giebels (2016). . . . .	10
1.6	Les différentes échelles au sein du jet, ici M 87. Extrait de Blandford et al. (2019). . . . .	11
1.7	Diagrammes illustrant la séquence blazars, issus de Ghisellini et al. (2017). À gauche, la figure originelle $L_{\text{peak}}$ en fonction de $\nu_{\text{peak}}$ avec les 48 sources et à droite, la représentation de la séquence blazar en diagramme SED. <b>Chaque couleur présente un groupe d'objets classés suivant leur luminosité en radio et en rayons X.</b> . . . . .	13
1.8	Diagramme $L_{\text{peak}} - \nu_{\text{peak}}$ extrait de Meyer et al. (2011) et indiquant les zones des jets forts et faibles. Les sources les moins lumineuses étant des galaxies radio et donc misaligned. . . . .	14
1.9	Opacité de l'atmosphère en fonction de l'énergie des photons. . . . .	17
1.10	A gauche le satellite OSO-3, premier instrument détectant des rayons $\gamma$ et à droite COS-B, pionnier de l'ESA qui détecta le blazar 3C 273. . . . .	18
1.11	Photo d'archive du premier télescope Cherenkov opéré entre 1960 et 1963 en Crimé (Catsiveli). Il était constitué de 12 miroirs de 1.5 mètres chacun. Aucune source ne fut détectée par cet instrument mais il fut le premier d'une longue série. . . . .	20
1.12	Vue du satellite <i>Fermi</i> lors des tests finaux (à gauche) et lors de son montage sur la fusée Delta II (à droite). Le LAT est la partie supérieure recouverte d'une protection grise. . . . .	21
1.13	Vue éclatée du LAT. Le $\gamma$ incident est converti dans le trajectographe en pair $e^+e^-$ dont l'énergie est mesurée dans le calorimètre. . . . .	22
1.14	Simulations de gerbes atmosphériques (photon et hadron) et empreintes au sol correspondante . . . . .	23
1.15	Principe de la stéréoscopie pour les imageurs Cherenkov. . . . .	24
1.16	Le réseau H.E.S.S. en Namibie. . . . .	25

2.1	Nombre de sources détectées aux HE par les expériences en orbite en rouge et par les expériences Cherenkov en orange. . . . .	28
2.2	Nombres de détections dans différentes gammes en énergie : à gauche de la centaine de GeV, au milieu au dessus de 10 GeV et enfin à droite entre 100 MeV et 300 GeV. . . . .	29
2.3	À droite, le flux en rayons X en fonction du flux en radio (1.4 GHz). Ce diagramme fut longtemps utilisé pour sélectionner les sources à observer. À gauche, le diagramme $L_{\text{peak}} - \nu_{\text{peak}}$ avec en couleurs les différents types de blazars détectés aux énergies du TeV. . . . .	29
2.4	SED des sources PKS 2155-304 (bleu), AP Librae (rouge), 1ES 0229+200 (vert). <b>Entre les énergies de <math>10^{-7}</math> et <math>10^{-5}</math> MeV, la galaxie hôte de 1ES 0229+200 (en vert) est visible.</b> . . . . .	30
2.5	Distribution Spectrale d'énergie de PKS 2155-304 avec des données contemporaines de <i>Fermi</i> -LAT et H.E.S.S. Extrait de Aharonian et al. (2009b). . . . .	45
2.6	Spectre de PKS 2155-304 mesuré par <i>NuSTAR</i> . Le spectre est ici ajusté par une double loi de puissance. Extrait de Madejski et al. (2016). . . . .	45
2.7	Distribution Spectrale d'énergie de TXS 0506+056 modélisée avec un modèle leptohadronique. Extrait de Cerruti et al. (2019). . . . .	47
2.8	SED en rayons $\gamma$ d'AP Librae obtenue avec les données <i>Fermi</i> -LAT et H.E.S.S.. Extrait de H. E. S. S. Collaboration et al. (2015) . . . . .	48
2.9	SED de PKS 1749+096. La liste des instruments est donnée dans la légende. Le modèle utilisé ici est un modèle hybride leptohadronique. . . . .	61
2.10	SED H.E.S.S.- <i>Fermi</i> -LAT en rayon $\gamma$ de 1ES 0229+200 avec 3 différents modèles : une loi de puissance en bleu, une log-parabola en vert et une loi de puissance avec coupure exponentielle en rouge. Le papillon présente le résultat de l'ajustement des données <i>Fermi</i> -LAT seules. . . . .	62
2.11	Gauche : SED en rayon $\gamma$ de 1ES 0229+200 avec un modèle PLEC et des valeurs de limite basse à 68 et 95 % de confiance. Droite : Probabilité postérieure et cumulative du modèle en fonction de $E_c$ . . . . .	63
2.12	À gauche, carte de significativité aux coordonnées de l'objet 1H 1914-194 et à droite, la distribution de significativité montrant que le fond est bien maîtrisé. . . . .	65
2.13	Indice spectral dans la bande en énergie de <i>Fermi</i> en fonction de la position du pic synchrotron. Les sources observées et/ou détectées par H.E.S.S. sont présentées par un carré. . . . .	65
3.1	Différentes échelles de distance dans le jet de Centaurus A des lobes radio aux échelles les plus petites de l'ordre d'un jour lumière. Credit : R. Bors / CSIRO / ATNF / Feain et al. / Morganti et al. / Junkes et al. / ESO / WFI / MPIfR / APEX / Weiß et al. / NASA / CXC / CfA / Kraft et al. / TANAMI / Müller et al. / EHT / Janssen et al. . . . .	68
3.2	Images composites de la galaxie radio Centaurus A. À gauche, en visible, micro-onde et rayons X. À droite en optique et rayon Gamma. ESO/WFI (visible); MPIfR/ESO/APEX/A. Weiss et al. (micro-onde); NASA/CXC/CfA/R. Kraft et al. (X) <i>Fermi</i> -LAT (Gamma). . . . .	69



3.3	Vue radio-optique de Centaurus A (gauche), les lobes radio sont en orange et s'étendent sur un million d'années lumière. Crédits : Capella Observatory (optical), with radio data from Ilana Feain, Tim Cornwell, and Ron Ekers (CSIRO/ATNF), R. Morganti (ASTRON), and N. Junkes (MPIfR). Jet interne (4.16 années-lumière) en radio (droite) obtenue avec le projet TANAMI. Crédits : NASA/TANAMI/Müller et al. . . . . .	70
3.4	Centaurus A en rayon X vue par Chandra. On distingue le jet ainsi que des structures internes. Credit : R.Kraft (SAO) et al., CXO, NASA. . . . .	71
3.5	SED du cœur de Centaurus A. Extraite de (Aharonian et al., 2009a) . . . . .	72
3.6	À gauche, spectres HE et THE obtenus avec seulement 9 mois de données <i>Fermi</i> -LAT. Extrait de Abdo et al. (2009c). À droite, le même spectre mais avec 8 ans de données <i>Fermi</i> et des nouvelles données H.E.S.S.. Extraite de (H. E. S. S. Collaboration et al., 2018) . . . . .	72
3.7	Projection 1D de la PSF de H.E.S.S. en rouge sans les broken pixels, en noir avec. . . . .	73
3.8	Gauche : Schéma illustrant les simulations classiques et à droite celui des simulations RW. Crédit Jill Chevalier. . . . .	73
3.9	Schéma de simulation RW. La simulation des gerbes et de l'instrument se fait maintenant run par run en prenant en compte tous les paramètres de calibration de l'instrument. . . . .	74
3.10	Distribution en énergie des événements comparée avec les prédictions Monte Carlo pour, à gauche les simulations classiques et à droite les simulations RW. Credit Markus Holler. . . . .	74
3.11	Gauche : Distribution de la distance au carré des événements détectés pour la source Mrk 421. La ligne bleue est la PSF "classique" alors que la ligne orange est la PSF RW. Droite : Spectre de PKS 2155-304 obtenu avec des réponses instrumentales classiques (rouge) et RW (bleu) . . . . .	75
3.12	À gauche : Test Statistique des simulations d'une source étendue comparable à Centaurus A et pour différentes coupures d'analyses. Cette étude a permis de mieux choisir quelle analyse effectuer. Droite : Carte obtenue dans mon analyse en cross-check. Le rectangle dénote la zone utilisée pour extraire l'histogramme. En noir, la PSF de H.E.S.S. et en rouge la PSF convoluée avec une gaussienne montrant ainsi la morphologie de la source. . . . .	76
3.13	Carte radio (21cm) de Centaurus A floutée par la PSF de H.E.S.S. Le fond de l'image est la vue en optique de la galaxie. Ce montage fut utilisé lors du communiqué de presse du CNRS. . . . .	88
4.1	Schéma de la SED de l'EBL (avec ces deux composantes) et du CMB. . . . .	90
4.2	Profondeur optique, calculée selon le modèle de Franceschini et al. (2008), en fonction de l'énergie du photon incident pour différentes valeurs du redshift $z$ . La ligne $\tau = 1$ , correspondant à une absorption de $1/e$ , est marquée en pointillé. . . . .	91
4.3	SED de l'EBL avec les dernières mesures et limites supérieures. Le trait noir est le modèle de Franceschini & Rodighiero (2017) dont est extrait ce graphique. . . . .	93
4.4	Valeur de $\Delta\Gamma$ en fonction du redshift avec les sources détectées en 2021 et dont le redshift est connu. La ligne noir est la même que celle de la publication reproduite ici. . . . .	104
4.5	Nombre de photons $\gamma$ divisé par le nombre attendu sans EBL en fonction de l'énergie. Les données sont groupées par redshift. Extrait de H. E. S. S. Collaboration et al. (2013a). . . . .	105

4.6	Scan des likelihood pour différents jeux de données. La courbe noire est la somme des autres courbes. Extrait de H. E. S. S. Collaboration et al. (2013a). . . . .	107
4.7	Intensité de l'EBL à $z = 0$ . Le modèle de Biteau & Williams (2015) est présenté par les points bleu. L'utilisation d'un modèle pré-défini normalisé par la zone bleue, celui de H. E. S. S. Collaboration et al. (2013a) par la zone jaune et celui de Ackermann et al. (2012) par la zone rouge. . . . .	108
4.8	Comparaison des profondeurs optiques à $z = 0.1$ (à gauche) prédites par les modèles présentés ici et des atténuations de ces modèles (à gauche). . . . .	108
4.9	SED de PG 1553+113 extraite de Abdo et al. (2010b). . . . .	109
4.10	Spectre de PG 1553+113 obtenu pendant l'éruption de mars 2012 par H.E.S.S. avec un modèle de loi de puissance corrigée pour l'EBL. . . . .	110
4.11	Probabilités obtenues avec le modèle bayésien et permettant de mesurer le redshift de PG 1553+113. . . . .	111
4.12	Prior utilisé dans la publication (orange) et prior obtenu avec la fonction de luminosité des BL LAC (bleu). . . . .	128
5.1	Possible explication phénoménologique de la plus grande variabilité des blazars aux THE en comparaison de la variabilité aux HE. Le spectre aux THE est celui de PKS 2155-304 dans un état bas (Aharonian et al., 2009b) et en période d'éruption (Aharonian et al., 2007a). . . . .	131
5.2	Dépendance de $F_{\text{var}}$ en fonction de l'énergie. A gauche, entre l'optique et les rayons X pour la source Mkr 421. Extrait de Giebels et al. (2007). A Droite, extrait de (Ahnen et al., 2016). Les données aux TeV montrent aussi une grande variabilité. Les données du LAT, ajoutées après, indiquent une plus faible variabilité que les rayons X ou les THE (Chevalier, 2017). . . . .	132
5.3	Variabilité de BL Lacertae. A gauche, les distributions du flux et du log du flux en rayon X ajustées par une gaussienne dans les deux cas. A droite, excès de variance en fonction du flux. Extrait de Giebels & Degrange (2009) . . . . .	133
5.4	Possible origine de la variabilité log-normal par interaction disque-jet. Les fluctuations dans le disque se propagent et se couplent dans une accrétion multiplicative. Extrait de Rieger (2019) . . . . .	134
5.5	Courbe de lumière H.E.S.S. nuit par nuit au dessus 200 GeV. L'éruption de 2016 est marquée par la zone grisée et non prise en compte. La ligne en tirets montre le flux moyen. Extrait de Chevalier (2017) . . . . .	148
5.6	SED de PKS 2155-304 obtenue par H.E.S.S. pour chaque année d'observation. Extrait de Chevalier (2017) . . . . .	149
5.7	Courbe de lumière <i>Fermi</i> -LAT entre 0.1 and 300 GeV dans des intervalles de 10 jours. La ligne montre le flux moyen. . . . .	150
5.8	$\sigma_{\text{excess}}$ en fonction du flux moyen au dessus de 200 GeV. La ligne rouge est un ajustement avec une fonction linéaire. La tableau, reproduit de Chevalier (2017), donne la probabilité que la distribution du flux dans une bande en énergie soit compatible avec une gaussienne ou une fonction log-normale. . . . .	150
5.9	Périodogramme de Lomb-Scargle pour, à gauche, <i>Fermi</i> -LAT et à droite H.E.S.S. La zone violette présente le contour à $1\sigma$ obtenu par simulations de courbes de lumière non-périodiques. . . . .	151
5.10	Rendu artistique du site nord de CTA avec 4 LST et 19 MST. Crédit : Gabriel Pérez Diaz, IAC . . . . .	153

5.11	Sensibilité différentielle en fonction de l'énergie pour le site nord et le site sud (Droite, voir <a href="https://www.cta-observatory.org/science/ctao-performance">https://www.cta-observatory.org/science/ctao-performance</a> ). Le graphique de gauche, donne la sensibilité en fonction du temps. Extrait de Hassan et al. (2017). . . . .	154
5.12	De gauche à droite, design des SST, des MST et enfin des LST. . . . .	154
5.13	Vue aérienne du LST-1 situé sur l'île de La Palma. . . . .	155
5.14	A gauche, schéma du LST et à droite, vue schématique de ce que voit la caméra CDM au centre du miroir. . . . .	156
5.15	(Gauche) Déplacement vertical de la caméra, en fonction de l'angle zénithal. (Droite) Grille d'observation en coordonnées polaires. . . . .	156
5.16	Vue du centre de LST où se trouve la CDM. . . . .	157
5.17	A gauche : une image prise sur Homan (haut) et 85Peg (bas) et pour la série cumulée, à droite, sur les mêmes étoiles. . . . .	158
5.18	A gauche : Données du bending model et à droite, ajustement des données par un modèle analytique. . . . .	159
5.19	Courbes de lumière du GRB 110731A. La partie prompt à été observée par BAT et GBM. La partie <i>afterglow</i> est bien représentée par une loi de puissance dans toutes les longueurs d'onde. Extrait de Ackermann et al. (2013). Le panneau de droite présente le modèle actuellement admis de jet ainsi que l'origine des phases prompt et <i>afterglow</i> . . . . .	159
5.20	Carte de signifiante de la région du GRB 180720B vue par H.E.S.S. A gauche, 10 heures après le GRB et à droite 24 jours après le GRB. . . . .	160
5.21	À gauche, courbe de lumière GRB 190829A. En bleu, les points en rayons X de XRT et en rouge de H.E.S.S.. À droite, SED du GRB 190829A pour les deux nuits. Le modèle SSC est présenté en bleu et le modèle synchrotron en rouge. . . . .	161
5.22	GRB suivis par LST-1. . . . .	162
5.23	Graphiques de contrôle pour l'observation 5543 sur le GRB 210807A. . . . .	163
5.24	Carte en coups du GRB 210807A et carte significativité obtenues avec les observations du LST-1. . . . .	163
5.25	Détection jointe de GRB 170817A et GW 170817. Extrait de Abbott et al. (2017). . . .	164

# Liste des tableaux

1.1	Comparatifs des principales expériences spatiales dédiées à l'astronomie $\gamma$ . Les caractéristiques données ne prennent pas en compte l'étude des sursauts gamma.	17
1.2	Comparatifs des principales expériences spatiales dédiées à l'astronomie $\gamma$ .	19
2.1	Résultats obtenus et détections de nouvelles sources avec H.E.S.S.	64
5.1	Liste des GRB suivis par LST-1 ainsi que le temps $T_0$ et le début des observations LST.	161

# Glossaire

- H.E.S.S.** High Energy Stereoscopic System.
- AGILE** Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero.
- AGN** Active galactic nuclei.
- APL** axion-like particles.
- BLR** Broad line region.
- CAT** Cherenkov Array at Themis.
- CIC** cosmic infrared background.
- CMB** cosmic microwave background.
- COB** cosmic optical background.
- CTA** Cherenkov Telescope Array.
- EBL** Extragalactic Background Light.
- EGRET** Energetic Gamma Ray Experiment Telescope.
- eV** electron Volt.
- FR** Fanaroff-Riley.
- FSRQ** flat spectrum radio quasar.
- GBM** gamma ray burst monitor.
- GRB** Gamma-ray burst.
- GW** Gravitational Wave.
- HBL** High-frequency Peaked Blazar.
- HE** Hautes Energies.
- HEAO** High Energy Astrophysical Observatory.
- HEGRA** High-Energy-Gamma-Ray Astronomy.
- HSP** high synchrotron peaked.
- IACT** Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes.
- IBL** Intermediate-frequency Peaked Blazar.
- IC** inverse-Compton.

**ISP** intermediate synchrotron peaked.

**LAT** Large Area Telescope.

**LBL** Low-frequency Peaked Blazar.

**LSP** low synchrotron peaked.

**LST** Large-Sized Telescope.

**MAGIC** Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov.

**MCMC** Markov chain Monte Carlo.

**MST** Medium-Sized Telescope.

**NLR** Narrow line region.

**OSO** Orbiting Solar Observatory.

**pc** parsec.

**PLEC** loi de puissance avec une coupure exponentielle.

**PSF** Point Spread Function.

**RW** runwise simulation.

**SAS** Small Astronomy Satellite.

**SED** Spectral Energy Distribution.

**SSC** synchrotron self-Compton.

**SST** Small-Sized Telescope.

**THE** Très Hautes Energies.

**TS** Test Statistique.

**VERITAS** Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System.

**VLBA** very long array.

**VLBI** very long baseline interferometry.

# Bibliographie

- Abbott, B. P., et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 848, L13
- Abdalla, H., et al. 2019a, *Nature*, 575, 464
- . 2019b, *ApJ*, 870, 93
- . 2020, *A&A*, 639, A42
- Abdo, A. A., et al. 2009a, *ApJ*, 699, 31
- . 2009b, *ApJ*, 707, 55
- . 2009c, *ApJ*, 707, 1310
- . 2009d, *ApJS*, 183, 46
- . 2009e, *ApJS*, 183, 46
- . 2010a, *Science*, 328, 725
- . 2010b, *ApJ*, 708, 1310
- . 2010c, *ApJ*, 722, 520
- Abdollahi, S., et al. 2018, *Science*, 362, 1031
- Acciari, V. A., et al. 2020, *ApJS*, 248, 29
- . 2021a, *ApJ*, 908, 90
- . 2021b, *MNRAS*, 504, 1427
- Ackermann, M., et al. 2012, *Science*, 338, 1190
- Ackermann, M., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 763, 71
- Ackermann, M., et al. 2015, *ApJL*, 813, L41
- Aharonian, F., et al. 2006a, *A&A*, 448, L19
- . 2006b, *A&A*, 457, 899
- . 2007a, *ApJL*, 664, L71
- . 2007b, *A&A*, 473, L25

- . 2007c, *A&A*, 475, L9
- . 2008, *A&A*, 477, 481
- . 2009a, *ApJL*, 695, L40
- . 2009b, *ApJL*, 696, L150
- Aharonian, F. A., Coppi, P. S., & Voelk, H. J. 1994, *ApJL*, 423, L5
- Ahnen, M. L., et al. 2016, *A&A*, 593, A91
- Ajello, M., et al. 2014, *ApJ*, 780, 73
- . 2019, *ApJ*, 878, 52
- Albert, J., et al. 2007a, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 583, 494
- . 2007b, *ApJ*, 669, 862
- Aleksić, J., et al. 2014, *A&A*, 567, A41
- Balonek, T. J., et al. 2016, *The Astronomer's Telegram*, 9259, 1
- Band, D. L., & Grindlay, J. E. 1985, *ApJ*, 298, 128
- Becerra Gonzalez, J., Thompson, D., & Fermi-LAT Collaboration. 2016, *The Astronomer's Telegram*, 9231, 1
- Bennett, K., et al. 1974, *Physical characteristics of the COS-B gamma ray experiment*, Tech. rep.
- Berge, D., Funk, S., & Hinton, J. 2007, *A&A*, 466, 1219
- Bhatta, G., & Dhital, N. 2020, *ApJ*, 891, 120
- Bhattacharyya, S., Ghosh, R., Chatterjee, R., & Das, N. 2020, *ApJ*, 897, 25
- Biehl, D., Boncioli, D., Fedynitch, A., & Winter, W. 2018, *A&A*, 611, A101
- Biraud, F. 1971, *Nature*, 232, 178
- Biteau, J., & Williams, D. A. 2015, *The Astrophysical Journal*, 812, 60
- Blandford, R., Meier, D., & Readhead, A. 2019, *Ann. Rev. Astrom Astrophys*, 57, 467
- Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 199, 883
- Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 179, 433
- Bolton, J. G., Gardner, F. F., & Mackey, M. B. 1964, *Australian Journal of Physics*, 17, 340
- Bond, H. E. 1971, *ApJL*, 167, L79
- Brun, F., Piel, Q., de Naurois, M., & Bernhard, S. 2020, *Astroparticle Physics*, 118, 102429
- Cao, G., Yang, C., Yang, J., & Wang, J. 2020, *PAJS*, 72, 20



- Celotti, A., Ghisellini, G., & Chiaberge, M. 2001, 321, L1
- Cerruti, M., Zech, A., Boisson, C., Emery, G., Inoue, S., & Lenain, J. P. 2019, MNRAS, 483, L12
- Cerruti, M., Zech, A., Boisson, C., & Inoue, S. 2015, MNRAS, 448, 910
- Chadwick, P. M., et al. 1999, *Astroparticle Physics*, 11, 145
- Chevalier, J. 2017, *Theses, Université de Grenoble Alpes*
- Chevalier, J., Kastendieck, M. A., Rieger, F. M., Maurin, G., Lenain, J. P., & Lamanna, G. 2015, in *International Cosmic Ray Conference, Vol. 34, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*, 829
- Clark, G. W., Garmire, G. P., & Kraushaar, W. L. 1968, *ApJL*, 153, L203+
- Cohen, M. H., Cannon, W., Purcell, G. H., Shaffer, D. B., Broderick, J. J., Kellermann, K. I., & Jauncey, D. L. 1971, *ApJ*, 170, 207
- Cortina, J. 2012a, *The Astronomer's Telegram*, 3977, 1
- . 2012b, *The Astronomer's Telegram*, 4069, 1
- Cortina, J., & CTA LST Collaboratoin. 2021, *The Astronomer's Telegram*, 14783, 1
- Costamante, L., Bonoli, G., Tavecchio, F., Ghisellini, G., Tagliaferri, G., & Khangulyan, D. 2018, MNRAS, 477, 4257
- Covino, S., Landoni, M., Sandrinelli, A., & Treves, A. 2020, *ApJ*, 895, 122
- Covino, S., Sandrinelli, A., & Treves, A. 2019, MNRAS, 482, 1270
- Danforth, C. W., Keeney, B. A., Stocke, J. T., Shull, J. M., & Yao, Y. 2010, *The Astrophysical Journal*, 720, 976
- de Angelis, A., Roncadelli, M., & Mansutti, O. 2007, *PRD*, 76, 121301
- de Bony de Lavergne, M., Bylund, T., Meyer, M., Priyana Noel, A., & Sanchez, D. A. 2021, *arXiv e-prints*, arXiv :2108.02232
- de Jager, O. C., Harding, A. K., Michelson, P. F., Nel, H. I., Nolan, P. L., Sreekumar, P., & Thompson, D. J. 1996, *ApJ*, 457, 253
- De Naurois, M. 2012, *Habilitation à diriger des recherches, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI*
- de Naurois, M., & Mazin, D. 2015, *Comptes Rendus Physique*, 16, 610
- de Naurois, M., & Rolland, L. 2009, *Astroparticle Physics*, 32, 231
- Dermer, C. D., & Giebels, B. 2016, *Comptes Rendus Physique*, 17, 594
- Dermer, C. D., & Schlickeiser, R. 1993, *ApJ*, 416, 458
- Disney, M. J., Peterson, B. A., & Rodgers, A. W. 1974, *ApJL*, 194, L79
- Dole, H., et al. 2006, *A&A*, 451, 417

- Elvis, M., Plummer, D., Schachter, J., & Fabbiano, G. 1992, *ApJS*, 80, 257
- Falomo, R., Pesce, J. E., & Treves, A. 1993, *ApJL*, 411, L63
- Fanaroff, B. L., & Riley, J. M. 1974, *MNRAS*, 167, 31P
- Feigelson, E. D., Schreier, E. J., Delvaile, J. P., Giacconi, R., Grindlay, J. E., & Lightman, A. P. 1981, 251, 31
- Feldman, G. J., & Cousins, R. D. 1998, *prd*, 57, 3873
- Fortson, L., VERITAS Collaboration, & Fermi-LAT Collaborators. 2012, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1505, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. M. Rieger, 514–517
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A., & Ghisellini, G. 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 299, 433–448
- Franceschini, A. 2021, *Universe*, 7, 146
- Franceschini, A., & Rodighiero, G. 2017, *A&A*, 603, A34
- Franceschini, A., Rodighiero, G., & Vaccari, M. 2008, *A&A*, 487, 837
- Freeman, P., Doe, S., & Siemiginowska, A. 2001, in *Proc. SPIE*, Vol. 4477, *Astronomical Data Analysis*, ed. J.-L. Starck & F. D. Murtagh, 76–87
- Galbraith, W., & Jelley, J. V. 1953, *Nature*, 171, 349
- Gaskell, C. M. 2004, *ApJL*, 612, L21
- Ghisellini, G. 2012, *ArXiv e-prints* 1202.5949
- Ghisellini, G., Righi, C., Costamante, L., & Tavecchio, F. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 469, 255–266
- Giebels, B., & Degrange, B. 2009, *A&A*, 503, 797
- Giebels, B., Dubus, G., & Khélifi, B. 2007, *A&A*, 462, 29
- Giommi, P., Ansari, S. G., & Micol, A. 1995, *A&AS*, 109, 267
- Gould, R. J., & Schröder, G. P. 1967, *Physical Review*, 155, 1408
- Green, R. F., Schmidt, M., & Liebert, J. 1986, *ApJS*, 61, 305
- H. E. S. S. Collaboration. 2020, *Nature Astronomy*, 4, 167
- H. E. S. S. Collaboration et al. 2010, *A&A*, 520, A83
- . 2013a, *A&A*, 550, A4
- . 2013b, *A&A*, 550, A4
- . 2015, *A&A*, 573, A31
- H. E. S. S. Collaboration et al. 2017, *A&A*, 606, A59

- H. E. S. S. Collaboration et al. 2018, *A&A*, 619, A71
- . 2021, *Science*, 372, 1081
- Harris, D. E., & Krawczynski, H. 2006, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 44, 463
- Hartman, R. C., et al. 1999, *ApJS*, 123, 79
- Hassan, T., et al. 2017, *Astroparticle Physics*, 93, 76
- Hauser, M. G., & Dwek, E. 2001, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 39, 249
- Hauser, M. G., & Dwek, E. 2001, *Ann. Rev. Astrom Astrophys*, 39, 249
- Henri, G., & Sauge, L. 2006, *The Astrophysical Journal*, 640, 185, 31 pages, 5 figures. Accepted for publication in *ApJ* - *Snovae*
- Hervet, O., Boisson, C., & Sol, H. 2015, *A&A*, 578, A69
- H.E.S.S. Collaboration et al. 2017, *A&A*, 598, A39
- HESS Collaboration et al. 2018, *MNRAS*, 476, 4187
- H.E.S.S. Collaboration et al. 2018, 619, A71
- Hillas, A. M. 1985, *International Cosmic Ray Conference*, 3
- Hogg, D. W. 1999, *arXiv e-prints*, astro
- Holler, M., Lenain, J. P., de Naurois, M., Rauth, R., & Sanchez, D. A. 2020, *arXiv e-prints*, *arXiv :2007.01697*
- Honda, M. 2009, *ApJ*, 706, 1517
- IceCube Collaboration et al. 2018, *Science*, 361, eaat1378
- Johnson, R. P. 2007, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 921, *The First GLAST Symposium*, ed. S. Ritz, P. Michelson, & C. A. Meegan, 554–555
- Jones, D. H., et al. 2009, *MNRAS*, 399, 683
- Jones, J. D., et al. 2021, *Bulletin of the AAS*, 53, <https://baas.aas.org/pub/2021n6i116p02>
- Kanbach, G., et al. 1988, *Space Sci. Rev.*, 49, 61
- Kashlinsky, A., Arendt, R. G., Mather, J., & Moseley, S. H. 2005, *Nature*, 438, 45
- Keenan, M., Meyer, E. T., Georganopoulos, M., Reddy, K., & French, O. J. 2021, *MNRAS*, 505, 4726
- Kinzer, R. L., et al. 1995, *ApJ*, 449, 105
- Kniffen, D. A., et al. 1993, *ApJ*, 411, 133
- Kraft, R. P., Forman, W. R., Jones, C., Murray, S. S., Hardcastle, M. J., & Worrall, D. M. 2002, 569, 54
- Lenain, J. P. 2018, *Astronomy and Computing*, 22, 9

- Levinson, A., & Rieger, F. 2011, *The Astrophysical Journal*, 730, 123
- Li, T.-P., & Ma, Y.-Q. 1983, *ApJ*, 272, 317
- Lister, M. L., et al. 2013, *The Astronomical Journal*, 146, 120
- López-Coto, R., et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv :2109.03515
- Madejski, G. M., et al. 2016, *ApJ*, 831, 142
- MAGIC Collaboration et al. 2008, *Science*, 320, 1752
- . 2019, *Nature*, 575, 455
- MAGIC/H.E.S.S.collaborations, T. In Prep.
- Marat Gilfanov, Rashid Sunyaev, E. C. 2002, *Lighthouses of the Universe : The Most Luminous Celestial Objects and Their Use for Cosmology*
- Mattox, J. R., Bertsch, D. L., & Chiang, J. 1996, *ApJ*, 461, 396
- McHardy, I. 2008, in *Blazar Variability across the Electromagnetic Spectrum*, 14
- Meyer, E. T., Fossati, G., Georganopoulos, M., & Lister, M. L. 2011, *The Astrophysical Journal*, 740, 98
- Mirzoyan, R. 2016, *The Astronomer's Telegram*, 9267, 1
- Moiseev, A. A., Hartman, R. C., Ormes, J. F., Thompson, D. J., Amato, M. J., Johnson, T. E., Segal, K. N., & Sheppard, D. A. 2007, *Astroparticle Physics*, 27, 339
- Moiseev, A. A., Ormes, J. F., Hartman, R. C., Johnson, T. E., Mitchell, J. W., & Thompson, D. J. 2004, *Astroparticle Physics*, 22, 275
- Neumayer, N. 2010, *Publ. Astron. Soc. Austral.*, 27, 449
- Nicastro, F. 2018, arXiv e-prints, arXiv :1811.03498
- Oikonomou, F., Petropoulou, M., Murase, K., Tohuvavohu, A., Vasilopoulos, G., Buson, S., & Santander, M. 2021, arXiv e-prints, arXiv :2107.11437
- Osterman, M. A., et al. 2006, *AJ*, 132, 873
- Parsons, R. D., & Hinton, J. A. 2014, *Astroparticle Physics*, 56, 26
- Peñil, P., et al. 2020, *ApJ*, 896, 134
- Pierre Auger Collaboration et al. 2007, *Science*, 318, 938
- Polkas, M., Petropoulou, M., Vasilopoulos, G., Mastichiadis, A., Urry, C. M., Coppi, P., & Bailyn, C. 2021, *MNRAS*, 505, 6103
- Pratim Basumallick, P., & Gupta, N. 2017, *ApJ*, 844, 58
- Puget, J.-L., Abergel, A., Bernard, J.-P., Boulanger, F., Burton, W. B., Desert, F.-X., & Hartmann, D. 1996, *A&A*, 308, L5
- Punch, M., et al. 1992a, *Nature*, 358, 477

- . 1992b, *Nature*, 358, 477
- Rees, M. J. 1966, *Nature*, 211, 468
- Reimer, A., Costamante, L., Madejski, G., Reimer, O., & Dorner, D. 2008, *ApJ*, 682, 775
- Rieger, F. 2019, *Galaxies*, 7, 28
- Rieger, F. M. 2009, arXiv e-prints, arXiv :0911.4004
- Romoli, C., Chakraborty, N., Dorner, D., Taylor, A., & Blank, M. 2018, *Galaxies*, 6, 135
- Sahakyan, N., Yang, R., Aharonian, F. A., & Rieger, F. M. 2013, 770, L6
- Salafia, O. S., et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv :2106.07169
- Salpeter, E. E. 1964, *ApJ*, 140, 796
- Sanchez, D. 2010, PhD thesis, thèse de doctorat dirigée par Giebels, Berrie Physique Palaiseau, Ecole polytechnique 2010
- Sanchez, D. A., Fegan, S., & Giebels, B. 2013, ArXiv e-prints
- Scargle, J. D. 1998, *The Astrophysical Journal*, 504, 405
- Schachter, J. F., et al. 1993, *ApJ*, 412, 541
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Schüssler, F., et al. 2017, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 301, 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017), 652
- Schwartz, D. A., Griffiths, R. E., Schwarz, J., Doxsey, R. E., & Johnston, M. D. 1979, *ApJL*, 229, L53
- Schwartz, D. A., & Ku, W. H. M. 1983, *ApJ*, 266, 459
- Seyfert, C. K. 1943, *ApJ*, 97, 28
- Shah, Z., Mankuzhiyil, N., Sinha, A., Misra, R., Sahayanathan, S., & Iqbal, N. 2018, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 18, 141
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 500, 33
- Sikora, M., Begelman, M. C., & Rees, M. J. 1994, *ApJ*, 421, 153
- Sinha, A., Khatoon, R., Misra, R., Sahayanathan, S., Mandal, S., Gogoi, R., & Bhatt, N. 2018, *MNRAS*, 480, L116
- Snios, B., et al. 2019, *ApJ*, 871, 248
- Sreekumar, P., Bertsch, D. L., Hartman, R. C., Nolan, P. L., & Thompson, D. J. 1999, *Astroparticle Physics*, 11, 221
- Steinle, H., et al. 1998, *A&A*, 330, 97
- Strittmatter, P. A., Serkowski, K., Carswell, R., Stein, W. A., Merrill, K. M., & Burbidge, E. M. 1972, *ApJL*, 175, L7

- Sudoh, T., Khangulyan, D., & Inoue, Y. 2020, arXiv e-prints, arXiv :2006.12519
- Taboada, I., & Stein, R. 2019, *The Astronomer's Telegram*, 12967, 1
- Tavani, M., et al. 2009, *A&A*, 502, 995
- Tavecchio, F., Maraschi, L., & Ghisellini, G. 1998, *ApJ*, 509, 608
- Taylor, A. M., Vovk, I., & Neronov, A. 2011, *A&A*, 529, A144
- The Fermi-LAT collaboration. 2019, arXiv e-prints, arXiv :1905.10771
- Thompson, D. J., Charles, E., Hartman, R. C., Moiseev, A. A., & Ormes, J. F. 2007, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 921, *The First GLAST Symposium*, ed. S. Ritz, P. Michelson, & C. A. Meegan, 588–589
- Trussoni, E., Vagnetti, F., Massaglia, S., Feretti, L., Parma, P., Morganti, R., Fanti, R., & Padovani, P. 1999, *A&A*, 348, 437
- Uttley, P., McHardy, I. M., & Vaughan, S. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 359, 345
- Vaughan, S., Edelson, R., Warwick, R. S., & Uttley, P. 2003, *MNRAS*, 345, 1271
- Vestrand, W. T., Stacy, J. G., & Sreekumar, P. 1995, *ApJL*, 454, L93+
- Vietri, M. 1995, *The Astrophysical Journal*, 453, 883
- Vovk, I., Taylor, A. M., Semikoz, D., & Neronov, A. 2012, *ApJL*, 747, L14
- Waxman, E. 1995, *Physical Review Letters*, 75, 386–389
- Weekes, T. C., & Turver, K. E. 1977, in *ESA Special Publication*, Vol. 124, *Recent Advances in Gamma-Ray Astronomy*, ed. R. D. Wills & B. Battrock, 279
- Weekes, T. C., et al. 1989, *ApJ*, 342, 379
- Whitney, A. R., et al. 1971, *Science*, 173, 225
- Wills, K. A., Morganti, R., Tadhunter, C. N., Robinson, T. G., & Villar-Martin, M. 2004, *MNRAS*, 347, 771
- Woo, J.-H., Urry, C. M., van der Marel, R. P., Lira, P., & Maza, J. 2005, *ApJ*, 631, 762
- Yang, R.-Z., Sahakyan, N., de Ona Wilhelmi, E., Aharonian, F., & Rieger, F. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 542, A19
- Zacharias, M., & Wagner, S. J. 2016, *A&A*, 588, A110