



Recherche de nouveaux bosons légers en astronomie de haute énergie

Denis Wouters

► To cite this version:

Denis Wouters. Recherche de nouveaux bosons légers en astronomie de haute énergie. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT : 2014PA112141 . tel-01065648

HAL Id: tel-01065648

<https://theses.hal.science/tel-01065648>

Submitted on 18 Sep 2014

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 PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 517 :
PARTICULES, NOYAUX ET COSMOS

Laboratoire : CEA, Service de Physique des Particules

THÈSE DE DOCTORAT

PHYSIQUE

par

Denis WOUTERS

Recherche de nouveaux bosons légers
en astronomie de haute énergie

Date de soutenance : 30/06/2014

Composition du jury :

Directeur de thèse :

Pierre BRUN

Chargé de recherche, CEA Saclay

Rapporteurs :

Berrie GIEBELS
Georg RAFFELT

Directeur de recherche, CNRS LLR
Professeur, MPI for Physics Munich

Examineurs :

Tiina SUOMIJÄRVI
Jean-Philippe UZAN
Nicolas LEROY

Professeur, Université Paris-Sud
Directeur de recherche, CNRS IAP
Chargé de recherche, CNRS LAL

Résumé

L'astronomie de haute énergie se concentre sur l'étude des phénomènes les plus violents de l'univers à partir d'observations dans une gamme d'énergie allant des rayons X aux rayons gamma de très hautes énergies (1 keV - 100 TeV). Ces phénomènes incluent par exemple les explosions de supernovae et leurs vestiges, les pulsars et les nébuleuses de vent de pulsar ou encore la formation de jets ultrarelativistes au niveau des noyaux actifs de galaxie. Leur compréhension fait appel à des processus de physique des particules bien connus qui seront décrits dans cette thèse. Par l'intermédiaire de photons de haute énergie, l'étude de ces phénomènes de haute énergie ouvre donc une fenêtre originale pour la recherche de physique au delà du modèle standard. Les concepts relatifs à l'émission et la propagation de photons de haute énergie sont introduits dans cette thèse et appliqués à l'étude de l'émission de sources extragalactiques ainsi que du fond de lumière extragalactique, affectant la propagation des photons de haute énergie dans l'univers. Dans le cadre de cette thèse, ces sources extragalactiques de photons de haute énergie sont observées afin de rechercher de nouveaux bosons légers, tels que ceux appartenant à la famille des particules de type axion (PTA). Les bases théoriques décrivant cette famille de particules sont présentées, ainsi que la phénoménologie associée. Notamment, en raison de leur couplage à deux photons, ces particules ont la propriété d'osciller avec des photons en présence de champ magnétique externe. Une nouvelle signature de la présence de telles oscillations dans des champs magnétiques turbulents, sous la forme d'irrégularités stochastiques dans le spectre en énergie, est étudiée et discutée. Cette signature est appliquée à la recherche de PTA avec le réseau de télescopes HESS, permettant d'obtenir pour la première fois des contraintes sur ces modèles à partir d'observations en astronomie gamma. La recherche de la même signature dans des observations en rayons X permet d'améliorer les contraintes actuelles pour les PTA de très basse masse et l'extension de ces contraintes à des modèles de modification de la gravité comme explication de la nature de l'énergie noire est également évoquée. Enfin, la recherche de PTA avec l'instrument d'astronomie gamma du futur, CTA, est discutée ; en particulier, une nouvelle observable est proposée qui tire partie du grand nombre de sources attendu avec cet instrument.

Abstract

High-Energy astronomy studies the most violent phenomena in the universe with observations in a large spectrum of energies ranging from X rays to very high energy gamma rays (1 keV - 100 TeV). Such phenomena could be for instance supernovae explosions and their remnants, pulsars and pulsar wind nebulae or ultra relativistic jets formation by active galactic nuclei. Understanding these phenomena requires to use well-known particle physics processes. By means of high energy photons, studying such phenomena enables one to search for physics beyond the standard model. Concepts regarding the emission and propagation of high-energy photons are introduced and applied to study their emission by extragalactic sources and to constrain the extragalactic background light which affects their propagation. In this thesis, these high-energy extragalactic emitters are observed in order to search for new light bosons such as axion-like particles (ALPs). The theoretical framework of this family of hypothetical particles is reviewed as well as the associated phenomenology. In particular, because of their coupling to two photons, ALPs oscillate with photons in an external magnetic field. A new signature of such oscillations in turbulent magnetic fields, under the form of stochastic irregularities in the source energy spectrum, is introduced and discussed. A search for ALPs with the HESS telescopes with this new signature is presented, resulting in the first constraints on ALPs parameters coming from high-energy astronomy. Current constraints on ALPs at very low masses are improved by searching for the same signature in X-ray observations. An extension of these constraints to scalar field models for modified gravity in the framework of dark energy is then discussed. The potential of the search for ALPs with CTA, the prospected gamma-ray astronomy instrument, is eventually studied ; in particular, a new observable is proposed that relies on the high number of sources that are expected to be discovered with this instrument.

Introduction

Le modèle standard de la physique des particules est une théorie quantique des champs qui permet de décrire avec une précision remarquable les phénomènes de haute énergie reproduits avec des accélérateurs de particules comme le Tevatron ou le LHC jusqu'à des échelles du TeV. Cependant, cette théorie reste une théorie effective, qui pourrait s'expliquer comme étant la limite à basse énergie d'une théorie naturelle unifiée à de plus grandes énergies. La recherche de nouvelle physique au delà du modèle standard, qui s'inscrit dans le but de trouver des manifestations de cette théorie unifiée aux énergies actuellement accessibles, n'a pour l'instant pas donné de résultats positifs sur collisionneur. Pourtant, des indications astrophysiques et cosmologiques soutiennent le besoin de théories complémentaires au modèle standard. Il s'agit de la matière noire, qui serait responsable de 70% de la masse des galaxies ou encore de l'énergie noire, qui serait elle responsable de l'accélération actuelle de l'expansion de l'univers. Dans ces deux cas, le modèle standard est incapable d'expliquer la nature de ces composantes. L'introduction de nouveaux champs scalaire permet de résoudre ces problèmes. Ils sont associés à de nouveaux bosons dont la masse est généralement inférieure à l'eV. L'objectif de cette thèse est de rechercher de nouveaux bosons légers (dont la masse est inférieure à l'eV) en utilisant des observations astronomiques de haute énergie.

Si les accélérateurs de particules permettent d'atteindre des énergies de l'ordre du TeV, dans l'univers des particules chargées sont constamment accélérées à des énergies des millions de fois plus grandes. Ces particules sont observées sur Terre sous le nom de rayon cosmique et peuvent alors atteindre des énergies de 10^{20} eV. Ces accélérateurs cosmiques peuvent être aussi bien des restes de supernovae, des vents de pulsar ou encore des noyaux actifs de galaxie. Ils mettent en oeuvre des processus physiques fondamentaux par l'intermédiaire desquels ces objets rayonnent à haute énergie aussi bien des particules chargées que des photons ou encore des neutrinos. Observer les phénomènes de haute énergie de l'univers permet d'étudier ces processus physiques fondamentaux afin de rechercher des effets de nouvelle physique, s'écartant du modèle standard. Ces tests sont usuellement de différente nature. Il peut s'agir par exemple de rechercher des fermions massifs interagissant faiblement avec la matière baryonique, comme candidats potentiels pour la matière noire, de tester la validité de l'invariance de Lorentz, ou encore de rechercher de nouveaux bosons légers comme dans cette thèse.

Les techniques d'observation de l'univers de haute énergie se sont considérablement développées et améliorées depuis la découverte des rayons cosmiques en 1912 par Victor Hess et notamment lors de la deuxième moitié du XX^{me} siècle. Aux plus hautes énergies, les rayons cosmiques entrant dans l'atmosphère engendrent des cascades de particules chargées, qui ensuite rayonnent par effet Tcherenkov. Il est ainsi possible de remonter à l'identification et à la reconstruction de la particule incidente. Cette technique est utilisée par les expériences **Auger** et **Telescope Array** pour les rayons cosmiques de ultra haute énergie ($E \sim 10^{20}$ eV) en utilisant des cuves à eau pour la détection des gerbes atmosphériques par effet Tcherenkov, mais aussi par les

expériences **H.E.S.S.**, **MAGIC** et **VERITAS** pour la détection de photons de très haute énergie, pour lesquelles le rayonnement Tcherenkov dans l'atmosphère est observé. Dans cette thèse, les données de l'expérience **H.E.S.S.** sont analysées. On s'intéressera et on étudiera en particulier l'émission électromagnétique des noyaux actifs de galaxie. Les noyaux actifs de galaxie sont constitués de trous noirs supermassifs au centre de grandes galaxies autour desquels un disque d'accrétion de matière apporte de l'énergie au trou noir. Dans certains cas, des jets relativistes se forment par des mécanismes encore incertains qui expulsent la matière accrétée. Actuellement une quarantaine de ces objets est détectée au TeV par les expériences Tcherenkov actuelles. Des observations de haute énergie de ces objets permettent de rechercher des effets de nouvelle physique, comme il sera montré dans cette thèse à travers l'exemple de la recherche de nouveaux bosons légers.

Les modèles de nouveaux bosons légers les plus courants sont ceux appartenant à la famille des particules de type axion. Les bases théoriques et phénoménologiques de cette famille de particules sont présentées dans la suite. Notamment, ces particules ont la propriété d'osciller avec des photons dans un champ magnétique externe. Cet effet, associé avec les champs magnétiques astrophysiques présents sur la ligne de visée vers les sources observées, peut affecter la propagation de photons et donc modifier les observations des sources affectées. En particulier, les particules de type axion pourraient être responsables de la modification de l'opacité de l'univers aux photons de très haute énergie. En effet, comme il est montré par la suite, les photons de très haute énergie sont absorbés dans le milieu intergalactique par création de paires sur des photons de fond diffus. Lors d'oscillations avec des particules de type axion, cette absorption est modifiée, et peut rendre l'univers plus transparent que prévu, ce qui peut avoir des conséquences observables. Dans cette thèse, une nouvelle observable originale de particules de type axion est proposée qui consiste en la présence d'irrégularités dans les spectres des sources affectées par des oscillations avec des particules de type axion en raison de la turbulence des champs magnétiques traversés. Cette signature est recherchée dans différentes observations à haute énergie de noyaux actifs de galaxie. Des contraintes sur les modèles de particules de type axion sont ainsi obtenues qui améliorent dans certaines gammes de masse les contraintes actuelles.

Le futur de l'astronomie au TeV passera par le réseau de télescopes Tcherenkov **CTA**, qui devrait avoir une sensibilité une dizaine de fois plus élevée que les instruments actuels. Avec cet observatoire, environ 500 noyaux actifs de galaxie pourraient être détectés. Ce grand nombre de sources, ainsi que le grand nombre de photons détectés sur les sources les plus puissantes, permettront d'améliorer les contraintes obtenues grâce à les instruments d'observation actuels.

Table des matières

1	Recherche de Particules de Type Axion	1
1.1	Motivations théoriques pour la recherche de PTA	1
1.1.1	Les axions et le problème CP fort	1
1.1.2	Les axions et le problème de la matière noire	2
1.1.3	Couplage entre axions et photons	4
1.1.4	Des particules de type axion	4
1.1.5	Propagation dans un champ magnétique	5
1.2	Indications et contraintes sur les modèles de PTA	9
1.2.1	Recherche de PTA en laboratoire	10
1.2.2	L'univers comme laboratoire	11
1.2.3	Indications astrophysiques de l'existence de PTA	12
2	L'expérience H.E.S.S.	15
2.1	Principes expérimentaux de l'expérience H.E.S.S.	16
2.1.1	Observation des gerbes atmosphériques	16
2.1.2	Calibration de l'instrument	19
2.1.3	Bruits de fond	20
2.2	Méthodes de reconstruction et d'analyse	20
2.2.1	Reconstruction des évènements	20
2.2.2	Soustraction du fond	22
2.2.3	Performances de H.E.S.S.	22
2.2.4	Reconstruction spectrale	23
3	Méthodes de déconvolution spectrale	25
3.1	Introduction	25
3.2	Notations	27
3.3	Principes	28
3.3.1	Différentes méthodes	28
3.3.2	Des probabilités aux flux	31
3.3.3	Ajustement d'un modèle spectral	32
3.4	Spectres de sources astrophysiques	34
3.5	Etudes systématiques	36
3.5.1	Génération de spectres simulés	36
3.5.2	Reconstruction d'un indice spectral	37
3.5.3	Reconstruction d'une coupure exponentielle	38
4	Processus physiques en astronomie gamma extragalactique	41
4.1	Emission et absorption de photons à très haute énergie	41
4.1.1	Sources extragalactiques de photons à très haute énergie	41
4.1.2	Diffusion Compton et processus subséquents	42

4.1.3	Absorption des photons à très haute énergie	46
4.2	Modèles d'émission électromagnétique des blazars	47
4.3	Interactions avec le fond de lumière extragalactique	51
4.3.1	Modèles pour le fond de lumière extragalactique	51
4.3.2	Absorption sur le fond de lumière extragalactique	54
4.3.3	Fond de lumière extragalactique et astronomie gamma	54
5	Observations du blazar PKS 0301-243	57
5.1	Observations multi-longueurs d'onde de PKS 0301-243	57
5.1.1	Observations à très hautes énergies avec H.E.S.S.	58
5.1.2	Observations à hautes énergies avec <i>Fermi</i> /LAT	60
5.1.3	Observations en rayons X avec <i>Swift</i> /XRT	62
5.1.4	Observations en optique avec <i>Swift</i> /UVOT	64
5.1.5	Observations en optique avec ATOM	65
5.2	Analyse temporelle de l'émission de PKS 0301-243	66
5.2.1	Etude de la variabilité par gamme d'énergie	67
5.2.2	Etude des corrélations multi-longueurs d'onde	68
5.3	Modélisation de l'émission multi-longueurs d'onde de PKS 0301-243 .	70
5.4	Contraintes sur le fond diffus de lumière	75
6	Phénoménologie des particules de type axion	77
6.1	Oscillations dans un champ magnétique	77
6.1.1	Champ magnétique homogène	77
6.1.2	Champ magnétique turbulent	80
6.1.3	Propagation avec absorption de photons	84
6.2	Signatures des particules de type axion	86
6.2.1	Transparence de l'univers	86
6.2.2	Irrégularités spectrales	90
7	Recherche de particules de type axion avec H.E.S.S.	95
7.1	Choix de la source et champs magnétiques	95
7.1.1	Champs magnétiques dans les amas de galaxies	96
7.1.2	Champ magnétique intergalactique	97
7.1.3	Champ magnétique dans la Voie Lactée	99
7.1.4	Choix de PKS 2155-304 comme source de photons	99
7.2	Observations avec H.E.S.S.	101
7.3	Estimateurs d'irrégularités	103
7.3.1	Estimateurs dépendant de la forme spectrale	104
7.3.2	Estimateur indépendant de la forme spectrale	106
7.4	Méthode	108
7.5	Contraintes	109

8 Recherche de particules de type axion à basse masse	115
8.1 Phénoménologie avec le terme de plasma	115
8.2 Choix de Hydra A et étude de son environnement	116
8.3 Observations de Hydra A avec Chandra	118
8.3.1 Le télescope spatial à rayons X <i>Chandra</i>	118
8.3.2 L'amas de galaxies d'Hydra A vu par <i>Chandra</i> /ACIS	120
8.4 Contrainte sur les particules de type axion à basse masse	124
8.4.1 Méthodologie	124
8.4.2 Contraintes obtenues	127
9 Recherche de champs scalaires pour les théories de modification de la gravité	131
9.1 Phénoménologie du couplage dit disformel	131
9.1.1 Motivations théoriques	131
9.1.2 Couplage à deux photons	132
9.1.3 Propagation dans un champ magnétique homogène	133
9.2 Contraintes astrophysiques du couplage disformel	135
9.2.1 Contraintes avec les observations en rayons X de Hydra A	136
9.2.2 Contraintes avec la spectroscopie UV de PKS 2155-304	137
9.2.3 Discussion	138
10 Prospectives pour la recherche de PTA avec CTA	141
10.1 CTA, l'observatoire Tcherenkov du futur	141
10.1.1 L'observatoire CTA	141
10.1.2 Observation du ciel extragalactique avec CTA	142
10.2 Recherche d'irrégularités spectrales avec CTA	144
10.2.1 Observation d'une source brillante	145
10.2.2 Combinaison d'observations de différentes sources	145
10.3 Test d'anisotropies de l'effet de transparence	151
10.3.1 Scénario envisagé	152
10.3.2 Mesure de la transparence et test d'anisotropies	155
10.3.3 Résultats avec les données actuelles	158
10.3.4 Sensibilité de CTA au test d'anisotropies	161
10.3.5 Discussion de l'observable d'anisotropies	165
10.4 Conclusion	167
Conclusion	169
A Dérivation des équations du mouvement	171
B Solution des équations du mouvement	175
Bibliographie	179

CHAPITRE 1

Recherche de Particules de Type Axion

Sommaire

1.1 Motivations théoriques pour la recherche de PTA	1
1.1.1 Les axions et le problème CP fort	1
1.1.2 Les axions et le problème de la matière noire	2
1.1.3 Couplage entre axions et photons	4
1.1.4 Des particules de type axion	4
1.1.5 Propagation dans un champ magnétique	5
1.2 Indications et contraintes sur les modèles de PTA	9
1.2.1 Recherche de PTA en laboratoire	10
1.2.2 L'univers comme laboratoire	11
1.2.3 Indications astrophysiques de l'existence de PTA	12

Les particules de type axion (PTA) sont au coeur de la recherche de nouveaux bosons légers, couramment appelés avec leur acronyme anglais WISP (Weakly Interacting Slim Particles). Ces particules hypothétiques sont le pendant à basse masse (inférieure à l'eV) des WIMP (Weakly Interacting Massive Particles), ces particules plus massives avancées comme explication préférée à la composition de la matière noire de l'Univers. La recherche de PTA est donc une des pierres angulaires de la recherche de physique au delà du modèle standard. Dans un premier temps, les motivations théoriques principales pour l'existence de telles particules seront exposées, puis les contraintes obtenues jusqu'à présent sur ces modèles seront présentées. Enfin, certains indices de l'existence de PTA seront développés, notamment à travers les données d'astronomie gamma de très haute énergie, motivant ainsi une étude plus approfondie avec H.E.S.S.

1.1 Motivations théoriques pour la recherche de PTA

1.1.1 Les axions et le problème CP fort

De part ses prédictions extrêmement précises, le succès du modèle standard de la physique des particules n'est plus à faire, notamment depuis la récente découverte du boson de Higgs [1, 2] dont la première mesure des paramètres semble être en bon accord avec la théorie [3, 4]. Néanmoins, le modèle standard ne permet pas d'expliquer l'ensemble du contenu de l'Univers, la matière noire et l'énergie noire

n'y trouvant pas d'explication. De plus, le modèle standard reste une théorie effective dont les paramètres doivent être mesurés expérimentalement. Il existe par exemple un paramètre $\bar{\theta}$ dans le secteur fort, décrit par la théorie de la chromodynamique quantique (CDQ), associé à la violation de la symétrie CP (Charge+Parité) [5] par le terme :

$$\mathcal{L}_\theta = \bar{\theta} \frac{\alpha_s}{8\pi} G^{\mu\nu a} \tilde{G}_{\mu\nu}^a, \quad (1.1)$$

où G est le tenseur de force du champ de couleur, $\tilde{G}$ son dual et α_s la constante de couplage forte. La désintégration des kaons a permis pour la première fois de mettre en évidence une violation de la symétrie CP dans les interactions faibles [6], $\bar{\theta}$ pourrait donc à priori prendre n'importe quelle valeur entre $-\pi$ et π . Néanmoins, la non-observation d'un moment dipolaire électrique associé au neutron permet de contraindre ce paramètre à $|\bar{\theta}| < 10^{-10}$ [7], ce qui constitue un ajustement extrêmement fin de ce paramètre. Ce problème a été nommé "problème CP fort". Aucune violation de la symétrie CP dans les interactions fortes n'a ainsi été observée expérimentalement à ce jour.

En 1977, Peccei et Quinn ont proposé une solution au problème en considérant qu'au moins un des six quarks obtient sa masse par un couplage de type Yukawa avec un champ scalaire ayant une valeur attendue dans le vide non nulle [8]. Ils ont montré que la brisure spontanée de la symétrie U(1) associée, en raison des couplages anormaux avec le gluon, amène dynamiquement la phase de violation de CP à zéro [8, 9]. Comme suggéré indépendamment par Weinberg et Wilczek, les excitations quantiques de ce champ sont potentiellement observables sous la forme d'une nouvelle particule correspondant à un pseudo boson de Nambu-Goldstone : l'axion [10, 11]. La masse de cette particule, obtenue en raison des couplages anormaux brisant la symétrie U(1), peut être reliée au premier ordre à la masse du pion neutre m_π : $m_A f_A \simeq m_\pi f_\pi$ où f_A est l'échelle d'énergie de brisure de la symétrie U(1) de Peccei-Quinn, m_A la masse de l'axion et $f_\pi = 92$ MeV [10].

A l'origine il était proposé que la symétrie de Peccei-Quinn soit placée à la même échelle d'énergie que la symétrie électrofaible, soit autour de 246 GeV. Cependant, cette possibilité a été rapidement écartée par différentes études indépendantes [12, 13] comprenant entre autres l'étude de la désintégration d'assemblages de quarks lourds en photons, par exemple sous la forme $V \rightarrow \gamma + a$ où V est un méson vecteur lourd (J/ψ ou Υ) [14] ou encore l'étude du temps de vie du Soleil, qui se refroidirait trop rapidement par émission d'axions [15]. L'échelle f_A est donc bien supérieure à l'échelle électrofaible, ce qui a pour conséquence un axion très léger et interagissant très faiblement.

1.1.2 Les axions et le problème de la matière noire

Une des grandes questions de la physique fondamentale moderne est la nature de la matière noire. Depuis 1932/1933 et les observations des mouvements d'astres dans des galaxies et amas de galaxies par Oort et Zwicky [16, 17], il apparaît qu'environ seulement 20% de la masse des galaxies et amas est visible, formant la matière

baryonique. 80% du contenu en masse est donc d'origine inconnue. Les paramètres du modèle cosmologique sont aujourd'hui mesurés précisément grâce à l'étude entre autre du fond diffus cosmologique, des supernovae de type Ia ou encore des fluctuations de densité des grandes structures. Les derniers résultats du satellite Planck [18] contraignent le contenu énergétique de l'univers en observant le fond diffus cosmologique aux valeurs suivantes : 4.9% de matière baryonique, 26.8% de matière noire et 84.5% d'énergie noire, responsable de l'accélération actuelle de l'expansion de l'univers (dont la nature n'est également pas connue). Le taux d'expansion actuel de l'univers est quant à lui estimé par Planck à $67 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Aujourd'hui, les WIMP sont une hypothèse attractive pour l'explication de la nature de la matière noire [19]. Ces particules massives et interagissant faiblement sont naturellement prédites dans certains modèles au delà du modèle standard, dont par exemple la super-symétrie (voir par exemple [20, 21]). Elles auraient été produites thermiquement par collision de particules dans l'univers primordial avant que l'univers ne se soit trop refroidi pour pouvoir continuer à en produire. De plus, la section efficace d'annihilation des WIMP doit coïncider approximativement avec celle de l'interaction faible pour expliquer la densité actuelle de matière noire. Cette coïncidence a contribué à faire des WIMP une hypothèse très étudiée pour la constitution de la matière noire [22]. Néanmoins, aucune détection sérieuse de ces particules n'est démontrée à l'heure actuelle, alors que les recherches directes [23, 24, 25] et indirectes [26, 27] de WIMP sondent des échelles d'interactions toujours plus faibles, aujourd'hui proches de celles reproduisant à la densité relique de ces particules. L'hypothèse WIMP pourrait donc se voir être confirmée ou infirmée dans les années à venir.

Les axions sont une alternative possible pour constituer la matière noire. Un mélange entre axions et WIMP pour la matière noire est même une hypothèse à la fois possible et attractive [28, 29]. Comme les WIMP, les axions sont produits thermiquement dans l'univers primordial. En revanche, leur masse est beaucoup plus faible et les axions primordiaux produits par ce mécanisme sont donc ultra-relativistes, contribuant à la matière noire dite chaude. La proportion de matière noire qui est relativiste doit rester faible afin de ne pas perturber la formation des structures de l'univers, la majeure partie de la matière noire devant être froide, c'est à dire non-relativiste. Afin de ne pas produire trop de matière noire chaude, la masse de l'axion doit être inférieure à 0.9 eV [30, 31].

La production non-thermique d'axions dans l'univers primordial pourrait contribuer en revanche à la matière noire froide [32]. Lorsque la température de l'univers décroît pour atteindre l'échelle de brisure spontanée de la symétrie de Peccei-Quinn f_A , le champ de l'axion choisit une valeur non-nulle, résolvant ainsi dynamiquement le problème CP fort. Lorsque le taux d'expansion de l'univers est inférieur à la masse de l'axion, obtenue lors de la transition de phase QCD par les couplages anormaux aux gluons, le champ oscille autour de sa position initiale avec une amplitude qui décroît au fur et à mesure de la dilution lors de l'expansion de l'univers. Ces oscillations correspondent à une population d'axions non-relativistes dont la densité dépend de l'angle θ_0 initial choisi lors de la brisure de la symétrie de Peccei-Quinn [32, 33].

Deux scénarios sont alors envisageables. Premièrement, l'inflation a lieu après la brisure de la symétrie de Peccei-Quinn. Dans ce cas, la valeur de θ_0 est unique dans toutes les parties de l'univers, même non causalement reliées. La densité d'axions Ω_a est alors reliée à l'angle de réalignement choisi [34, 35] :

$$\Omega_a \sim \theta_0^2 \left(\frac{12 \mu\text{eV}}{m_A} \right)^{1.184}. \quad (1.2)$$

Ce mécanisme de production d'axions est donc plus efficace à faible masse, contrairement au cas thermique pour les axions. Pour des valeurs de θ_0 autour de l'unité, il faut $m_A > 10 \mu\text{eV}$ pour que la densité relique d'axions ne soit pas plus grande que celle de la matière noire [36]. Des valeurs de θ_0 proches de zéro autoriseraient des valeurs plus faibles pour la masse de l'axion, au prix d'un nouveau problème de réglage fin, qui pourrait être résolu grâce au principe anthropique [36, 37, 38].

Dans le deuxième cas, l'inflation a lieu avant la brisure de la symétrie de Peccei-Quinn, ou bien cette symétrie est restaurée après l'inflation lors du réchauffement. L'angle θ_0 est alors choisi aléatoirement différent dans des régions de l'univers non causalement reliées. La densité d'axions est estimée en moyennant le résultat précédent sur l'ensemble des $\theta_0 \in [-\pi, \pi[$:

$$\Omega_a \sim \left(\frac{40 \mu\text{eV}}{m_A} \right)^{1.184}. \quad (1.3)$$

Les axions dont la masse est comprise entre 10^{-5} et 10^{-3} eV sont donc une explication possible à la matière noire froide [33].

1.1.3 Couplage entre axions et photons

De façon générique, les axions ont un vertex avec deux photons s'écrivant sous la forme [39] :

$$\mathcal{L}_{\gamma a} = \frac{1}{4} g_{\gamma a} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \phi_a = -g_{\gamma a} \vec{E} \cdot \vec{B} \phi_a, \quad (1.4)$$

où F est le tenseur électromagnétique, $\tilde{F}$ son dual, ϕ_a est le champ de l'axion et $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont respectivement le champ électrique et le champ magnétique. La constante de couplage $g_{\gamma a}$ est reliée à l'échelle d'énergie f_A , $g_{\gamma a} = (\alpha/2\pi f_A) C_\gamma$ où C_γ est un paramètre dont la valeur est à ajuster selon les types de couplage de l'axion. Par exemple, $C_\gamma = 0.75$ dans le cas du modèle DFSZ (Dine-Fischler-Srednicki-Zhitnisky) [40, 41] où l'axion est en plus couplé avec l'électron, ou encore $C_\gamma = -1.92$ dans le modèle KSVZ (Kim-Shifman-Vainshtein-Zakharov) [42, 43] où ce couplage additionnel n'est pas présent. Comme $m_A f_A = m_\pi f_\pi$, la constante de couplage de l'axion avec deux photons est reliée à la masse de l'axion selon une loi de proportionnalité dépendant du type de modèle considéré pour l'axion.

1.1.4 Des particules de type axion

Dans le cas des axions, la constante de couplage à deux photons est proportionnelle à la masse de l'axion. De façon plus générale, certains modèles prédisent

l'existence de champs scalaires légers dont la constante de couplage et la masse ne sont pas reliées [44]. Dans ce cas, ces champs ne permettent nécessairement pas de résoudre le problème CP fort et sont motivés par d'autres raisons théoriques. Des particules (pseudo)scalaires pourraient par exemple être des pseudo bosons de Nambu-Goldstone associés à la brisure d'une symétrie globale (une symétrie de famille par exemple) à de hautes échelles d'énergie [45, 46, 47], sans que ces particules ne soient couplées aux gluons [48] comme c'est le cas pour les axions. Ces nouvelles particules sont appelées particules de type axion (PTA) par la suite, car la phénoménologie du couplage à deux photons est identique à celle décrite à la section 1.1.3. De plus, certains modèles de théorie des cordes prédisent l'existence d'un spectre de PTA dont les masses sont distribuées régulièrement en échelle logarithmique [49, 50, 51].

Ces PTA peuvent de la même façon que les axions constituer la matière noire froide de l'univers. Le mécanisme de production non-thermique présenté à la section 1.1.2 où la densité de particules provient de la brisure de la symétrie de Peccei-Quinn est également à l'oeuvre lorsque les PTA sont associées à une symétrie brisée à haute énergie [52].

Des champs scalaires légers sont également proposés en cosmologie pour expliquer la nature de l'énergie noire [53]. Ces champs scalaires, dits de quintessence, sont contraints par le fait qu'aucune nouvelle force de longue portée n'a été observée jusqu'à présent [54]. Des mécanismes d'écrantage sont proposés pour que ces champs ne puissent intervenir qu'aux plus grandes échelles spatiales et ainsi échapper aux contraintes posées par les observations à plus petite échelle. La phénoménologie du couplage avec deux photons pour de tels champs peut être semblable à celle des PTA [55]. C'est le cas par exemple du chaméléon [56, 57] ou du galiléon [58, 59] dont la masse ou le couplage dépendent de l'environnement. Notamment, les contraintes obtenues dans la suite de cette étude sur les PTA seront étendues à la recherche de certains champs scalaires légers pour la cosmologie au chapitre 9.

1.1.5 Propagation dans un champ magnétique

Le couplage à deux photons de l'axion entraîne notamment des oscillations entre photon et PTA dans un champ magnétique externe, le deuxième photon étant un quanta virtuel du champ magnétique [60]. Dans ce cas, seule la composante du champ magnétique dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation intervient dans le couplage. En effet, le moment angulaire du photon selon cette direction est $J_z = \pm 1$ alors que celui de la PTA est $J_z = 0$, et un champ magnétique longitudinal, de par sa symétrie azimutale, ne permet pas de modifier cette valeur [60]. La composante du champ magnétique transverse à la propagation ($\vec{B}_T$, voir figure 1.1) est définie par l'angle θ . Le système permettant de décrire les oscillations entre photon et PTA est une fonction d'onde à trois composantes,

$$\Psi = \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ a \end{pmatrix}, \quad (1.5)$$

avec une composante pour la PTA a et une composante pour chacune des polarisations A_1 et A_2 du photon. L'équation 1.4 permet d'obtenir l'équation du mouvement dans la direction de propagation z suivante [60] :

$$(E^2 + \partial_z^2 + \overline{\mathcal{M}})\Psi = 0 \quad , \quad (1.6)$$

où l'énergie est notée E et $\overline{\mathcal{M}}$ est une matrice non-diagonale dans la base des états de Ψ . De cette façon, les états propres de $\overline{\mathcal{M}}$ qui sont les états de la propagation sont différents des états d'interaction de Ψ . Ainsi, PTA et photons sont mélangés lors de la propagation de Ψ .

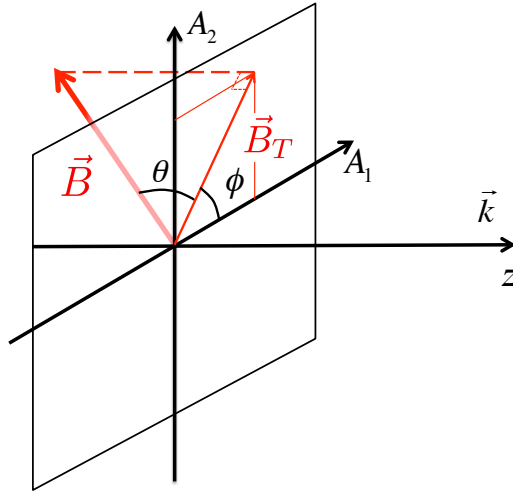


FIGURE 1.1 – Schéma représentant les notations pour le mélange photon/PTA où $\vec{k}$ est la direction de propagation (voir le texte pour plus de détails).

La PTA dont le terme d'interaction s'écrit avec la formule 1.4 est une particule pseudoscalaire. Pour cette raison [60], la PTA ne se couple qu'avec la composante de polarisation parallèle au champ magnétique externe transverse $\vec{B}_T$, $A_1 \cos \phi + A_2 \sin \phi$, où l'angle entre la composante transverse du champ magnétique externe et la direction de l'état de polarisation A_1 est noté ϕ . Il est possible de linéariser l'équation 1.6 comme dans [60] en utilisant la factorisation valable dans le cas où le champ magnétique varie sur des échelles spatiales plus grandes que la longueur d'onde du photon : $E^2 + \partial_z^2 = (E + i\partial_z)(E - i\partial_z) = (E + k)(E - i\partial_z)$. Dans la limite ultra-relativiste ($E \gg m_a$, toujours vérifiée par la suite), cette expression se simplifie avec $E + k = 2E$, ce qui donne l'équation du mouvement linéarisée suivante [60] :

$$(E - i\partial_z + \mathcal{M})\Psi = 0 \quad , \quad (1.7)$$

où $\mathcal{M} = \overline{\mathcal{M}}/2E$ est appelée matrice de mélange et s'écrit sous la forme suivante [61] :

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} \Delta_{11} & \Delta_{12} & \Delta_B \cos \phi \\ \Delta_{21} & \Delta_{22} & \Delta_B \sin \phi \\ \Delta_B \cos \phi & \Delta_B \sin \phi & \Delta_a \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

Les termes Δ_{ij} avec $i, j = 1, 2$ sont des termes en général non nuls. Les contributions importantes à ces termes ont ici deux origines principales. Une première contribution est uniquement diagonale et contribue ainsi à créer une masse effective au photon. En effet, le milieu dans lequel s'effectue la propagation influe sur la propagation des photons selon sa densité d'électrons, créant au passage de l'onde électromagnétique des oscillations de densité de plasma à une fréquence caractéristique ω_{pl} [62]. L'importance de ce terme, noté Δ_{pl} , sera abordée au chapitre 8 pour obtenir des contraintes sur les PTA de basse masse. La deuxième contribution, non diagonale, notée Δ_{QED} , est due aux effets prédits en électrodynamique quantique de polarisation du vide en présence d'un champ magnétique externe [63]. Une conséquence de ces effets est que le milieu apparaît comme biréfringent, c'est à dire que les polarisations parallèles et perpendiculaires au champ magnétique ont des indices de réfraction différents, ce qui couple par conséquent A_1 et A_2 [63, 64]. Enfin, un effet classique mélangeant les polarisations du photon est la rotation Faraday, où les ondes polarisées circulairement à gauche et à droite se déplacent à des vitesses différentes, entraînant une rotation de l'axe de polarisation d'un photon polarisé linéairement. Bien qu'utile en radio pour sonder les champs magnétiques dans les milieux astrophysiques comme il sera montré au chapitre 7, cet effet est négligeable aux hautes énergies qui sont d'intérêt ici [65, 66]. Les termes Δ_{ij} s'écrivent ainsi [60, 67] :

$$\begin{aligned} \Delta_{11} &= (\Delta_{\text{pl}} + \frac{7}{2}\Delta_{\text{QED}}) \cos^2 \phi + (\Delta_{\text{pl}} + 2\Delta_{\text{QED}}) \sin^2 \phi \\ \Delta_{22} &= (\Delta_{\text{pl}} + \frac{7}{2}\Delta_{\text{QED}}) \sin^2 \phi + (\Delta_{\text{pl}} + 2\Delta_{\text{QED}}) \cos^2 \phi \\ \Delta_{12} &= \Delta_{21} = \frac{1}{2}\Delta_{\text{QED}} \sin \phi \cos \phi, \end{aligned} \quad (1.9)$$

Les termes Δ_B et Δ_a dans la matrice de mélange $\mathcal{M}$ correspondent respectivement au terme de mélange entre la PTA et la composante de la polarisation parallèle au champ magnétique transverse, et au terme de masse de la PTA. L'expression des différents termes de la matrice de mélange s'exprime en fonction du champ magnétique transverse B_T , de la masse m_a , de la constante de couplage $g_{\gamma a}$ et de la

fréquence plasma ω_{pl} (voir chapitre 8) [67, 68] :

$$\begin{aligned}
\Delta_{\text{pl}} &= \frac{\omega_{\text{pl}}^2}{2E} = 1.1 \times 10^{-11} \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right)^{-1} \left(\frac{n_e}{10^{-7} \text{ cm}^{-3}} \right) \text{ Mpc}^{-1} \\
\Delta_{\text{QED}} &= -\frac{\alpha}{45\pi} \left(\frac{B_T}{B_{\text{cr}}} \right)^2 E = -4.1 \times 10^{-9} \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right) \left(\frac{B_T}{10^{-9} \text{ G}} \right)^2 \text{ Mpc}^{-1} \\
\Delta_{\text{B}} &= -\frac{1}{2} g_{\gamma a} B_T = -1.5 \times 10^{-2} \left(\frac{g_{\gamma a}}{10^{-11} \text{ GeV}^{-1}} \right) \left(\frac{B_T}{10^{-9} \text{ G}} \right) \text{ Mpc}^{-1} \\
\Delta_{\text{a}} &= \frac{m_{\text{a}}^2}{2E} = 7.8 \times 10^{-4} \left(\frac{m_{\text{a}}}{10^{-10} \text{ eV}} \right)^2 \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right)^{-1} \text{ Mpc}^{-1} ,
\end{aligned} \tag{1.10}$$

où on a noté n_e la densité d'électrons dans le milieu de propagation et $B_{\text{cr}} = m_e^2/e \simeq 4.4 \times 10^{13} \text{ G}$ le champ critique en électrodynamique quantique au delà duquel la densité d'énergie est suffisamment importante pour créer spontanément des paires électrons/positrons stables, qui entre dans la définition de Δ_{QED} . La convention de Lorentz-Heaviside est utilisée. L'équation 1.7 montre que les termes de la matrice de mélange expriment les échelles spatiales de variation des champs. Ces champs variant sur des distances cosmologiques pour les applications astrophysiques développées dans la suite, il est plus explicite d'exprimer les termes de la matrice de mélange en unités de Mpc^{-1} .

L'équation du mouvement linéarisée 1.7 peut être intégrée facilement dans les états propres de la matrice de mélange $\mathcal{M}$ qui sont les états de la propagation. La diagonalisation de cette matrice est faite en annexe ?? . A partir d'un état initial Ψ_0 , il est donc possible de déterminer précisément la fonction d'onde Ψ à n'importe quel moment le long du chemin, et d'en déduire des grandeurs telles que la probabilité de conversion d'un photon en PTA. Cependant, la structure de la fonction d'onde, décrivant la PTA et les différentes polarisations du photon, ne permet pas à elle seule de décrire un faisceau de photons non polarisés, qui est un ensemble statistique de photons ayant chacun des polarisations indépendantes. Il est numériquement possible de calculer des grandeurs pour un faisceau non polarisé en moyennant le résultat obtenu pour cette grandeur sur l'ensemble des différentes polarisations possibles. Néanmoins, la description d'un état mixte peut être correctement menée à l'aide de l'opérateur densité

$$\rho = \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ a \end{pmatrix} \otimes (A_1 \ A_2 \ a)^* , \tag{1.11}$$

qui obéit alors à l'équation de Liouville-Von Neumann [68], obtenue à partir de l'équation de propagation pour des états purs donnée à l'équation 1.7 :

$$i\partial_z \rho = [\rho, \mathcal{M}] . \tag{1.12}$$

Le formalisme introduit dans cette section, qui décrit les oscillations entre photons et PTA dans un champ magnétique externe, sera repris au chapitre 6 pour étudier les signatures de ces oscillations dans les spectres électromagnétiques des sources astrophysiques.

1.2 Indications et contraintes sur les modèles de PTA

Les axions et les PTA ont fait l'objet de nombreuses recherches, à la fois en laboratoire, dans les phénomènes astrophysiques et en cosmologie. Malgré une indication de signal dans l'expérience PVLAS dans les années 2000 [69], contredite par d'autres expériences [70], aucun axion ou PTA n'a été réellement observé à ce jour. Les contraintes obtenues à ce jour sur les paramètres des PTA, le couplage à deux photons $g_{\gamma a}$ et leur masse m_a sont montrées sur la figure 1.2 (extraite de [71]) en zones de couleur foncées. Davantage de détails sur ces contraintes expérimentales seront données dans la section 1.2.1. Les sensibilités attendues pour les instruments de prochaine génération sont montrées en couleur claire et pointillés. La figure 1.2 présente également les contraintes obtenues avec des observations astrophysiques, en gris et bleu, qui seront décrites à la section 1.2.2. Enfin des zones d'indication correspondant à de possibles solutions pour des anomalies astrophysiques, détaillées à la section 1.2.3 sont montrées en encadré rouge. Les régions des paramètres où les axions ou les PTA permettent d'expliquer la nature de la matière noire froide sont délimitées avec les lignes rouge "CDM".

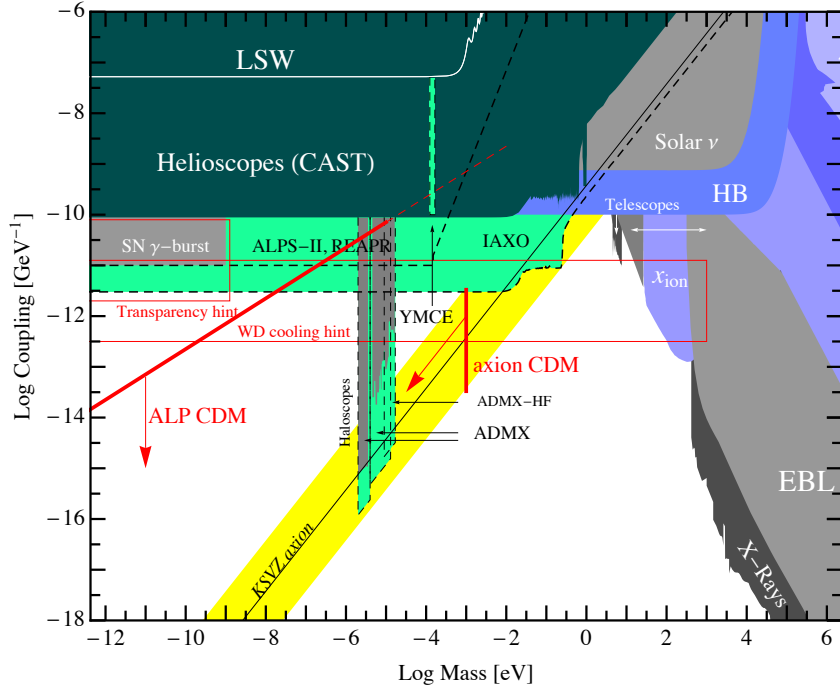


FIGURE 1.2 – (Extrait de [71]) Résumé des contraintes et indications pour les PTA dans le plan couplage masse (voir le texte pour plus de détails). Les contraintes sont montrées en couleur foncée et les perspectives pour les contraintes avec de futurs instruments en couleur claire et pointillés. Les indications provenant des anomalies astrophysiques sont montrées en encadré rouge (voir section 1.2.3). Les lignes rouges épaisses "CDM" montrent les régions des paramètres expliquant la matière noire froide. La bande jaune correspond aux axions résolvant le problème CP fort.

1.2.1 Recherche de PTA en laboratoire

La plupart des méthodes expérimentales ayant permis d'obtenir des contraintes sur les paramètres de PTA ont été exposées dans [39]. Une de ces méthodes est celle de la "lumière qui brille à travers un mur". Un faisceau laser puissant est envoyé sur un mur. La propagation s'effectue dans un fort champ magnétique de façon à convertir des photons en PTA, grâce au couplage introduit à la section 1.1.3. Seules les PTA peuvent alors traverser le mur. De l'autre côté, un fort champ magnétique reconvertit les PTA en photons afin de pouvoir les détecter. Cette technique a été utilisée par plusieurs expériences dont l'expérience BMV à Toulouse [72], OSQAR au CERN [73] où encore GammeV à Fermilab [74]. Les contraintes les plus fortes actuellement obtenues avec cette méthode proviennent de l'expérience ALPS à DESY [75]. Cette expérience, démarrée en 2007 à Hambourg utilise un aimant de l'ancien accélérateur HERA pour un champ magnétique de 5.30 T sur une longueur totale de 8.8 m. Un laser à 1064 nm avec une puissance totale de 35 W sert de source de lumière initiale. Afin d'obtenir une détection plus efficace en fin de parcours, la fréquence de la source lumineuse est ensuite doublée grâce à un procédé de génération de seconde harmonique utilisant un cristal de phosphate de potassium titanyl. Une puissance de 0.8 W à 532 nm est alors disponible et envoyée dans une cavité résonante où la conversion entre photons et PTA s'effectue dans le champ magnétique de l'aimant. Pour le détecteur, un capteur CCD silicium est utilisé, qui permet de comparer simultanément signal et fond avec des temps d'exposition d'une heure. Le bruit de fond est principalement dû à la radioactivité naturelle et aux rayons cosmiques, les pixels bruités pouvant être corrigés avec des expositions de calibration. Avec cette méthode, ALPS est sensible à des couplages PTA/photons de l'ordre de $7 \times 10^{-8} \text{ GeV}^{-1}$ pour des masses inférieures au meV [76] (voir figure 1.2). Pour des masses de PTA plus élevées, l'énergie des photons du faisceau laser n'est pas assez grande pour qu'ils se convertissent en PTA. L'expérience PVLAS qui avait rapporté une indication de signal de PTA en 2005 [69] s'inscrivait dans cette catégorie d'expérience, où les PTA seraient recrées en laboratoire. A la différence des expériences de "lumière qui brille à travers un mur", PVLAS observait la rotation de l'axe de polarisation d'un faisceau laser polarisé linéairement dans un champ magnétique. L'indication de signal observé par cette expérience est aujourd'hui largement exclue par les expériences actuelles.

Une deuxième technique expérimentale consiste à reconvertir en photons les PTA produites naturellement dans le Soleil. Dans le Soleil, les photons du plasma sont convertis dans le champ électrique des noyaux en donnant des axions ; c'est l'effet Primakoff. Ainsi, une luminosité en axion d'environ $10^{-4} g_{\gamma a}^2 L_{\odot}$ est attendue [77]. Deux expériences ont été construites pour rechercher des PTA avec cette méthode, l'hélioscope de Tokyo Sumico [78] et le Télescope Solaire à Axions du CERN, CAST [79]. Ce dernier hélioscope est le plus sensible des deux avec une contrainte $g_{\gamma a} > 8.8 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ pour des masses inférieures à 10 meV [80] (voir figure 1.2). Il utilise un prototype d'aimant du LHC avec un champ magnétique de 9.5 T sur 9.26 m de long pour reconvertir les PTA solaires en photons. L'hélioscope

ayant une amplitude zénithale limitée, il ne peut observer le soleil uniquement 1.5 heures le matin et le soir, le reste du temps étant dévolu à la mesure des bruits de fond. Pour la détection des photons, dans la gamme des rayons X, une chambre à dérive était installée d'un côté de l'aimant, couvrant les deux cavités. Ces chambres à dérive ont été remplacées par deux détecteurs MICROMEGAS, ayant un niveau de fond et un seuil en énergie plus faibles sur chacune des deux cavités. De l'autre côté de l'aimant un MICROMEGAS [81] a été également installé sur l'une des cavités tandis que des miroirs à incidence rasante ont été rajoutés sur l'autre cavité pour focaliser les rayons X sur un capteur CCD [82]. Ces nouveaux détecteurs sont utilisés en 2013 et 2014 pour améliorer la sensibilité de l'instrument et fournir des contraintes plus fortes.

Une troisième possibilité suppose que la matière noire froide de l'univers est constituée de PTA. Dans ce cas, notre environnement doit contenir des PTA, qui peuvent être, à l'image des PTA émises par le Soleil, reconvertis en photons. Ces PTA étant non-relativistes, comme expliqué dans la section 1.1.2, elles se convertissent en photons monochromatiques avec une énergie égale à la masse de la PTA. Ainsi, la conversion de PTA en photons peut être fortement accrue par émission stimulée dans une cavité résonante dont la fréquence caractéristique est fixée à la masse de la PTA [39]. Des cavités micro-ondes permettent ainsi de sonder des masses de PTA de l'ordre du μeV , qui correspondent à l'ordre de grandeur naturel de masse des axions pouvant former la matière noire froide de l'univers. La figure 1.2 montre dans la partie haloscope (zone grisée à droite) les résultats obtenus par les expériences de première génération RBF à Fermilab [83] et UF en Floride [84], sensibles à des masses de PTA entre 5 et 20 μeV et des couplages environ un ordre de grandeur supérieurs à ceux des axions dans cette gamme de masse. Les résultats de l'expérience plus récente ADMX [85], sensible à des masses entre 1 et 3.5 μeV sont également montrés. ADMX utilise une cavité de 50 cm de diamètre et de 100 cm de hauteur opérée avec un champ magnétique de 7.6 T. Le champ magnétique est contrôlé à l'aide de deux tiges en cuivre qui peuvent être déplacées radicalement entre le centre de la cavité et le mur ce qui permet de couvrir une gamme de fréquence de résonance entre 300 et 900 MHz avec une précision de 0.12 Hz. La puissance convertie en photons est récupérée avec une antenne insérée dans la cavité puis amplifiée. Pour contrôler le bruit de fond, principalement d'origine thermique, la cavité est refroidie à une température de 1.8 K. Ainsi, une sensibilité à des puissances de l'ordre de 10^{-24} W est obtenue. Les résultats de l'expérience ADMX permettent de contraindre l'existence d'axions formant la matière noire pour des masses comprises entre 1 et 3.5 μeV [86].

1.2.2 L'univers comme laboratoire

Les axions et PTA peuvent également être contraints ou observés grâce aux phénomènes de très grande échelle qui prennent place dans l'univers. Par exemple, axions et PTA sont naturellement produits dans les plasmas chauds des étoiles (voir section 1.2.1), emportant ainsi une fraction de l'énergie de l'étoile. Ce processus, au même titre que la production de neutrinos, change le temps de vie de l'étoile

ainsi que le modèle de l'évolution stellaire. Le temps de vie observé des étoiles permet ainsi de contraindre le couplage des PTA aux photons [87, 13]. De plus, la luminosité en photons du Soleil étant mesurée, la production d'axions au coeur du Soleil nécessite une production supplémentaire d'énergie nucléaire, qui donnerait un flux de neutrinos plus grand. La mesure du flux de neutrinos solaires par l'expérience SNO combinée avec un modèle standard pour le Soleil permet de donner la contrainte $g_{\gamma a} < 7 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ pour des masses de PTA inférieures au keV [88] (voir figure 1.2).

Les étoiles dans les amas globulaires permettent d'effectuer des tests de la théorie de l'évolution stellaire. Dans le diagramme couleur-magnitude, les étoiles situées dans la branche horizontale (BH) ont atteint le stade d'évolution de la fusion de l'hélium. L'accélération de la combustion de l'hélium en raison de la production de PTA raccourcit le temps passé par l'étoile dans la séquence BH. Le nombre observé d'étoiles en séquence BH dans 15 amas globulaires est compatible avec le nombre de géantes rouges, pour lesquelles le refroidissement par émission de PTA est beaucoup moins important en raison de leur plus grande densité [89, 90]. Cet accord permet de mettre une contrainte sur le couplage entre photons et PTA $g_{\gamma a} < 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ pour des masses inférieures à la dizaine de keV.

De plus, les champs magnétiques en astrophysique sont faibles mais s'étendent sur de grandes échelles spatiales. Des flux de photons de sources astrophysiques peuvent ainsi être convertis en PTA dans les champs magnétiques astrophysiques et vice-versa, suivant la phénoménologie présentée dans la section 1.1.3. De cette façon, l'explosion de SN 1987 A aurait pu produire des PTA de haute énergie qui se seraient convertis en rayons gamma dans le champ magnétique Galactique [91, 92] (quelques μG sur une dizaine de kpc). L'absence de rayons gamma associée à l'éruption de SN 1987 A permet ainsi de contraindre le couplage entre photons et PTA $g_{\gamma a} < 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ pour des masses inférieures au neV [92]. Cette contrainte n'est possible qu'à très faible masse en raison de la valeur beaucoup plus faible du champ magnétique Galactique grâce auquel a lieu la conversion en photons, de l'ordre du μG , comparée aux champs magnétiques de l'ordre du tesla utilisés dans les expériences en laboratoire. Le rôle de la masse de la PTA dans les oscillations entre photons et PTA dans un champ magnétique externe sera étudié en détail au chapitre 6.

1.2.3 Indications astrophysiques de l'existence de PTA

Si l'influence de la phénoménologie des PTA sur les sources astrophysiques permet de contraindre les modèles de PTA, à l'inverse il est possible d'imaginer résoudre certains problèmes ou incohérences en astrophysique en invoquant l'existence de PTA. Deux problèmes astrophysiques peuvent typiquement être résolus grâce aux PTA, l'anomalie de refroidissement des naines blanches et la transparence anormale de l'univers aux rayons gamma. La région des paramètres de masse et couplage de PTA permettant de résoudre chacun de ces problèmes est montrée avec un encadré rouge sur la figure 1.2. Il est à noter que bien que chacun de ces problèmes puisse

être expliqué à l'aide de PTA, une explication astrophysique standard ou un effet systématique des données n'est pas à exclure.

Les naines blanches sont des étoiles en fin de vie après la fusion de l'hydrogène, composées d'un cœur d'électrons dégénérés. Leur luminosité, faible, est uniquement due au refroidissement thermique de l'étoile initialement très chaude en sortie de séquence principale. L'évolution de ces objets étant très simple, la fonction de luminosité des naines blanches peut être prédite avec une grande précision. L'émission de PTA au sein de ces étoiles accélère leur refroidissement, perturbant ainsi cette fonction de luminosité. Le processus principal d'émission de PTA par les naines blanches suppose que la PTA a un couplage avec deux électrons g_{ea} . L'observation de la fonction de luminosité des naines blanches permet de contraindre ce paramètre [93] à $g_{ea} < 3 \times 10^{-13} \text{ GeV}^{-1}$ [94]. Cependant, pour certaines naines blanches pulsées, l'observation de la vitesse de ralentissement de la période de pulsation, due au refroidissement de l'étoile, montre un refroidissement légèrement trop rapide. C'est le cas par exemple pour les étoiles G117-B15A [95] et R548 [96], pour lesquelles une PTA avec un couplage $g_{ea} \sim 1 - 5 \times 10^{-13} \text{ GeV}^{-1}$ permettrait d'expliquer ce refroidissement rapide. Cette indication de couplage aux électrons peut être traduite en couplage aux photons bien que la correspondance entre les deux dépende du modèle théorique sous-jacent [97]; la zone correspondant est ainsi montrée sur la figure 1.2

Une deuxième indication de l'existence de PTA est fournie par l'absorption des photons au TeV de sources extragalactiques (des noyaux actifs de galaxie). Ces photons de très haute énergie (THE) se font absorber sur le fond cosmologique de photons en optique et infrarouge proche par création de paire électrons/positrons [98]. Cet effet étant important pour la suite, de plus amples détails sur ce fond de lumière ainsi que sur ce processus seront donnés au chapitre 4. Selon certaines analyses [99], la connaissance actuelle de ce fond de lumière semble être en désaccord avec les observations de certaines sources au TeV, l'univers paraissant plus transparent que prévu pour ces photons de THE, impliquant un fond de lumière plus faible [100]. Une solution possible est qu'une partie du chemin entre la source et l'observateur est effectuée sous l'état de PTA, en raison des oscillations entre photons et PTA dans le champ magnétique intergalactique [101, 102]. Dans ce cas, le flux de la source ne peut être absorbé lorsque l'état de propagation est une PTA. Une variante de ce scénario, étudiée au chapitre 10, est qu'une partie du flux de la source est transformée en PTA dans les champs magnétiques de la source avant d'être retransformée en photons dans le champ magnétique Galactique [103, 104]. L'espace des paramètres de la PTA permettant d'expliquer cette possible anomalie de transparence est montré sur la figure 1.2. Un scénario semblable est également envisageable pour expliquer l'émission aux THE de certains blazars dont la zone d'émission se trouverait avant une région riche en photons optiques, absorbant ainsi le flux à THE [105, 106]. Des récentes mesures de la transparence de l'univers à hautes énergies ont cependant nettement relâché la tension entre observations et modèles [107, 108]. Le chapitre 6 présentera plus en détail les questions et controverses liées à l'anomalie de transparence possiblement induite par les PTA.

Ces deux indications astrophysiques de PTA renforcent les motivations de re-

cherche de ces nouvelles particules. Notamment, l'observation de l'univers de très haute énergie avec le réseau de télescopes H.E.S.S. permettra de sonder les paramètres de PTA pouvant expliquer la possible anomalie de transparence de l'univers, en faisant ainsi un instrument de premier plan pour l'étude de ce problème.

CHAPITRE 2

L'expérience H.E.S.S.

Sommaire

2.1 Principes expérimentaux de l'expérience H.E.S.S.	16
2.1.1 Observation des gerbes atmosphériques	16
2.1.2 Calibration de l'instrument	19
2.1.3 Bruits de fond	20
2.2 Méthodes de reconstruction et d'analyse	20
2.2.1 Reconstruction des événements	20
2.2.2 Soustraction du fond	22
2.2.3 Performances de H.E.S.S.	22
2.2.4 Reconstruction spectrale	23

En 1953, Galbraith et Jelley ont remarqué que les rayons cosmiques sont détectables depuis le sol sous la forme d'impulsions de lumière Tcherenkov produite par leur gerbe atmosphérique [109]. La technique d'identification des photons de très haute énergie (THE, $E > 100$ GeV) basée sur l'observation au sol du rayonnement Tcherenkov des gerbes atmosphériques s'est ensuite développée tout au long de la deuxième moitié du XX^{ème} siècle. Cette technique permet notamment d'atteindre de grandes surfaces effectives pour la collection des événements, aujourd'hui de l'ordre de 10^5 m², qui sont hors d'atteinte pour des instruments embarqués sur des satellites. Le spectre de l'émission Tcherenkov s'étend continûment entre l'optique et l'ultraviolet. L'atmosphère étant opaque en ultraviolet, seule l'émission Tcherenkov dont la longueur d'onde est supérieure à environ 300 nm est observable. Cette gamme de longueurs d'onde est naturellement contaminée par la lumière des étoiles, la lumière zodiacale ou encore la lumière diffuse ambiante de l'atmosphère.

Afin d'identifier les flashes Tcherenkov des gerbes atmosphériques parmi le bruit de fond de lumière ambiante, il est nécessaire d'avoir un temps de pose adapté à la durée des événements Tcherenkov. Les flashes Tcherenkov des gerbes atmosphériques ont une durée moyenne de 5 ns et peuvent être aussi rapides que 2 ns à environ 150 m du point d'impact. Il convient donc d'utiliser une électronique rapide capable d'échantillonner les observations à 1 ns environ pour optimiser la fenêtre d'intégration du signal sur le flash Tcherenkov et limiter la contamination par le bruit de fond de lumière ambiante. Il est possible également d'utiliser des caméras finement pixellisées de façon à ce que l'image de la gerbe se forme simultanément sur plusieurs pixels voisins, ce qui les distingue du bruit de fond ambiant. De plus, dans la méthode dite de stéréoscopie, l'observation conjointe de plusieurs télescopes en

coïncidence permet de réduire les détections accidentelles de fond de lumière ambiante. Dans la première partie, les méthodes expérimentales utilisées dans H.E.S.S. pour l'identification du signal sont présentées.

Une autre source de bruit de fond pour l'observation des gerbes de photons est apportée par les gerbes de rayons cosmiques, hadrons ou électrons qui dominent largement (d'un facteur 10^2 - 10^4) les sources de photons. La fine pixellisation des caméras ainsi que la stéréoscopie permettent de rejeter la plus grande partie des gerbes hadroniques et d'améliorer la reconstruction des gerbes électromagnétiques. Dans cette optique, la deuxième partie présentera ainsi les méthodes d'analyse permettant l'identification et la reconstruction des photons.

2.1 Principes expérimentaux de l'expérience H.E.S.S.

2.1.1 Observation des gerbes atmosphériques

Les télescopes Tcherenkov sont jusqu'à aujourd'hui construits avec une surface de miroirs permettant de focaliser le rayonnement Tcherenkov de la gerbe sur un détecteur, la caméra. Dans la première phase de l'expérience H.E.S.S., qui a débuté en 2003, quatre télescopes Tcherenkov identiques sont placés aux coins d'un carré de 120 m de côté. Cette distance a été choisie afin d'optimiser la sensibilité du réseau de télescopes au seuil en énergie, environ de 100 GeV, tout en ayant la plus grande surface effective possible. Dans la deuxième phase de H.E.S.S., débutée en 2012, un cinquième télescope a été construit au centre du carré avec une taille supérieure aux précédents dans le but d'abaisser le seuil en énergie. Le seuil en énergie d'un télescope Tcherenkov E_{seuil} dépend en particulier du diamètre de la surface totale des miroirs $\varnothing$ comme $E_{\text{seuil}} \propto \varnothing^{-2}$.

Pour les quatre premiers télescopes, la surface réflectrice de 108 m² est composée de 382 miroirs de distance focale de 16 m, circulaires avec un diamètre de 60 cm et arrangés de façon hexagonale sur une monture de type Davies-Cotton de 13 m de diamètre [110]. Le montage en Davies-Cotton [111] permet de limiter les aberrations de coma, ce qui améliore la fonction d'étalement d'un point (FEP), mais introduit une asynchronicité d'environ 4 ns entre le centre de la surface réflective et le bord extérieur. Cette dispersion temporelle serait trop importante avec un montage en Davies Cotton pour le cinquième télescope de H.E.S.S. qui a une envergure de 28 m, car elle dilue temporellement le signal, augmentant ainsi la part du bruit de fond. La surface réflectrice suit donc une forme parabolique pour le cinquième télescope de 614 m² de surface. Des miroirs hexagonaux d'environ 90 cm d'envergure avec une distance focale de 36 m composent les facettes de la surface réflective [112]. Les facettes des miroirs sont correctement alignées grâce à une procédure où l'image d'une étoile brillante formée par les miroirs sur la porte fermée de la caméra est observée avec un capteur CCD situé au centre de la surface réflectrice [113].

Le rayonnement Tcherenkov de la gerbe réfléchi par les miroirs est enregistré par des caméras situées au plan focal des miroirs. Afin de prendre des images précises du développement de la gerbe, les caméras de l'expérience H.E.S.S. sont finement

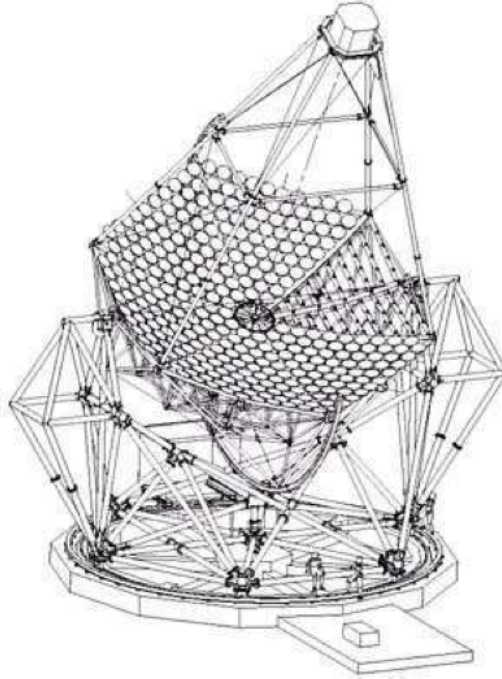


FIGURE 2.1 – Schéma de structure d'un des quatre premiers télescopes du réseau H.E.S.S.

pixellisées. Elles sont composées de 960 tubes photo-multiplicateurs (TPM) pour les quatre premiers télescopes et de 2048 TPM pour le cinquième. Ainsi, pour les premiers télescopes, chaque pixel (d'environ 3 cm de diamètre) correspond à une aire de 0.16° de diamètre sur le ciel, les caméras ayant un champ de vue total de 5° de diamètre [114]. Chaque TPM est équipé d'un cône de Winston permettant de limiter les pertes de signal dans les espaces vides entre les TPM et de réduire le bruit de fond de la lumière ambiante. Les TPM sont groupés par 16 dans une même unité gérant l'alimentation haute tension et le contrôle de l'électronique [115].

Le signal en sortie de chaque TPM est transmis dans une voie de déclenchement et deux voies d'échantillonnage, la voie de haut gain et la voie de bas gain. L'utilisation de deux voies à des gains différents permet de mesurer respectivement des faibles charges et des grandes charges. Le signal des voies d'échantillonnage est enregistré dans une mémoire analogique à une fréquence de 1 GHz, le temps de vérifier que les conditions de déclenchement pour la sauvegarde du signal soient remplies. Les conditions sont que à l'intérieur d'une certaine fenêtre temporelle, un certain nombre de pixels dans un secteur de la caméra dépassent un certain seuil en charge. Pour les premiers télescopes de H.E.S.S., typiquement 3 pixels d'un secteur de 64 doivent dépasser une charge de 4 photo-électrons (p.e.) dans une fenêtre de 1.3 ns [116]. Ces conditions de déclenchement permettent de réduire le taux de déclenchement accidentel dû au fond de lumière ambiante. Dans ces conditions, chaque caméra de la première phase de H.E.S.S. est déclenchée à une fréquence d'environ 1.4 kHz.

Lorsque la caméra est déclenchée, pour toutes les voies la charge intégrée sur une fenêtre de 16 ns autour du temps correspondant à l'origine du déclenchement est récupérée depuis les mémoires analogiques et numérisée en coups d'ADC ("Analog to Digital Converter") puis envoyée à l'unité centrale de la caméra. La taille de la fenêtre d'intégration de 16 ns est optimisée afin d'accumuler la charge sur l'ensemble du flash Tcherenkov (5 ns environ) et diluée par la réponse du PMT (3 ns), mais sans intégrer trop de bruit de fond dû à la lumière ambiante. L'opération de lecture des mémoires analogiques prend environ 275 μ s dans les caméras des petits télescopes et est donc responsable d'une majeure partie du temps mort (de 450 μ s environ). Le cinquième télescope étant prévu pour les plus faibles énergies, où les flux sont plus importants, les mémoires analogiques ont été améliorées de façon à diviser par dix ce temps mort.

Lorsque les télescopes du réseau H.E.S.S. sont utilisés en stéréoscopie, c'est à dire que plusieurs télescopes observent simultanément le même objet, un second niveau de déclenchement est utilisé, qui requiert une coïncidence entre deux télescopes dans un intervalle de temps de 80 ns. Une fois corrigée des retards dus à des longueurs de câble différentes ainsi qu'aux conditions spécifiques d'observation (position de la source dans le ciel), la dispersion des temps d'arrivée des signaux des différents télescopes est d'environ 10 ns en raison de la courbure du front Tcherenkov et des points de vue différents de chaque télescope. La taille de cet intervalle de temps est donc optimisé à 80 ns de façon à ne pas perdre trop d'évènements tout en limitant le nombre de coïncidences fortuites. Ainsi, on estime qu'un évènement sur 1000 seulement est une coïncidence fortuite. La prise de décision du déclenchement en coïncidence est réalisée en 5 μ s environ, dont 4 μ s pour la transmission par fibre optique des signaux entre la caméra et le module central. Sans coïncidence, la numérisation des signaux dans les mémoires analogiques de la caméra déclenchée est arrêtée et la prise de données reprend. Ce second niveau permet de réduire le taux de déclenchement global à 400 Hz environ pour les quatre premiers télescopes. Pour le cinquième télescope, le taux de déclenchement de la caméra, environ de 20 kHz, engendre un flux de données élevé et principalement contaminé par le fond de lumière ambiante et des muons isolés. Le cinquième télescope étant conçu pour opérer à plus basse énergie que les autres télescopes, la condition de stéréoscopie ne peut pas être utilisée pour réduire le flux de données car trop restrictive. Un algorithme analysant en ligne la topologie de l'image fondé sur des méthodes présentées à la section 2.2.1 peut réduire le taux de déclenchement.

La gestion informatique des différents sous-systèmes de H.E.S.S. et de l'acquisition de données est effectuée avec une architecture logicielle de type CORBA (Common Object Request Broker Architecture) [117], qui permet l'exécution simultanée de différents processus sur des machines distinctes. Lorsqu'un évènement est accepté, les données de chaque télescope sont envoyées sur un noeud de calcul pour être fusionnées et converties au format ROOT [118].

Les observations sont effectuées de nuit lorsque la lune est en dessous de l'horizon afin de limiter le niveau de fond de lumière parasite. Ainsi, environ 1000 heures d'observation par an sont effectuées. Les observations sont séquencées en runs de 28

minutes, avec des transitions entre chaque run d'environ 2 à 3 minutes.

2.1.2 Calibration de l'instrument

Comme expliqué à la section précédente, les données brutes sauvegardées sont données en coups d'ADC. Les données exprimées en coups d'ADC sont affectées par différents effets instrumentaux comprenant entre autres la réponse des TPM et de l'électronique ou encore l'efficacité de transmission du signal (miroirs, cônes de Winston). La réponse instrumentale est différente pour chaque pixel des caméras et varie également au cours du temps et ne peut donc pas être exactement simulée par une procédure Monte Carlo. Le but de la calibration est d'estimer la réponse de chaque pixel dans les voies haut gain et bas gain afin de pouvoir en déconvoluer les données mesurées en coups d'ADC. Les procédures pour la calibration sont détaillées dans [119].

Le gain des TPM est mesuré à l'aide d'un dispositif lumineux, une diode électroluminescente ou un laser pulsé, situé dans les containers en face de la position de stockage des caméras. L'intensité de la lumière est ajustée afin d'observer le pic à un p.e. arraché de la photocathode. Cette procédure permet de quantifier le gain des TPM dans la voie haut gain, la voie bas gain n'ayant pas la résolution pour le distinguer du piédestal. L'intensité étant trop faible pour déclencher la caméra et l'enregistrement des données, un TPM externe est utilisé pour synchroniser le déclenchement de la caméra avec les pulsations de la source de lumière. Le gain de chaque TPM dans la voie bas gain est directement mesuré sur les données d'observation du ciel à partir du haut gain en comparant les charges des événements correctement mesurés dans les deux voies (typiquement entre 40 et 200 p.e.).

Les piédestaux des TPM dans les voies haut et bas gain sont déterminés pendant les runs d'observations du ciel en excluant dans la reconstruction de l'histogramme des charges les événements pour lesquels des signaux Tcherenkov affectent le pixel. Pour déterminer si, pour un pixel donné, un événement doit être gardé, seule l'intensité des pixels voisins est utilisée afin de ne pas biaiser la reconstruction du piédestal. Pour chaque pixel, environ 20% des événements sont ainsi rejetés pour le calcul du piédestal. De plus, pour l'analyse, il convient d'identifier correctement les pixels non-opérationnels. Certains pixels doivent en effet être écartés de l'analyse en raison de comportements anormaux, comme par exemple un haut gain non-nominal ou variable. Par exemple, les haut gains des PMTs pointant sur une étoile sur le ciel sont éteints afin de les protéger.

Pour chaque pixel, la qualité de transmission du cône de Winston et l'efficacité quantique du TPM sont mesurées à l'aide d'une source de lumière installée au milieu de la surface réflectrice et illuminant la caméra. La source de lumière doit éclairer de façon homogène toute la surface de la caméra, ce qui permet alors de mesurer l'efficacité de collection d'un pixel relativement aux autres. L'efficacité absolue du système est mesurée à partir des images des muons atmosphériques reconstruits dans les caméras. L'émission Tcherenkov de ces particules ultrarelativistes est prédictible en fonction des paramètres géométriques de la trajectoire du muon et de son énergie,

mesurables sur l'image enregistrée, ainsi que d'un modèle d'atmosphère. La comparaison entre ce modèle et les intensités mesurées dans la caméra permet d'estimer l'efficacité de collection globale prenant en compte l'absorption sur l'atmosphère, la réflectivité des miroirs ainsi que l'efficacité moyenne des cônes de Winston et des TPM.

2.1.3 Bruits de fond

Parmi les événements enregistrés, tous ne sont pas des images de gerbes atmosphériques induite par des rayons gamma. Comme il a été évoqué à la section précédente, les images de muons peuvent être enregistrées, bien que l'utilisation de la stéréoscopie limite cette contamination, les muons n'étant en général détectés que par un seul télescope. Outre le bruit dû au fond de lumière ambiant, lui-même sévèrement limité lors des observations en stéréoscopie, la source principale de bruit de fond provient des gerbes hadroniques induites par des rayons cosmiques. Le développement des gerbes hadroniques est beaucoup plus irrégulier que celui des gerbes électromagnétiques. Ainsi, alors que la topologie de l'image des gerbes électromagnétiques suit une ellipse, les gerbes hadroniques, très aléatoires, ne suivent pas ce modèle. L'étude de la topologie de ces gerbes permet donc de rejeter une partie du bruit de fond hadronique. Une autre source de bruit de fond est apportée par les rayons cosmiques d'électrons et de positrons, qui ne peut pas être rejetée par l'étude de la topologie de l'image. Des techniques statistiques d'analyse, détaillées dans la section suivante, sont alors utilisées pour estimer le niveau de contamination par ces événements de fond.

2.2 Méthodes de reconstruction et d'analyse

Les données calibrées, après déconvolution des réponses individuelles de chaque pixel, sont donc exprimées en photo-électrons (p.e.). Le facteur d'efficacité optique déterminé à partir de l'analyse des anneaux de muons est utilisé pour obtenir l'amplitude réelle du signal Tcherenkov dans chaque pixel. L'image obtenue est ensuite nettoyée afin de supprimer les traces de fond de lumière ambiante dans les pixels sans signal Tcherenkov. Ce nettoyage est effectué en ne conservant que le signal dans les pixels au dessus de 5 p.e. ayant un pixel voisin au dessus de 10 p.e. Cette méthode permet de sélectionner pour chaque image d'un événement, uniquement les groupes de pixels spatialement corrélés. Dans cette section, les principes de la reconstruction de la direction et de l'énergie des photons incidents sont exposés, ainsi que les performances de l'instrument qui en résultent.

2.2.1 Reconstruction des événements

Après le nettoyage, les images des γ sont elliptiques alors que les images des gerbes hadroniques sont irrégulières et aléatoires. L'estimation des paramètres de l'ellipse ajustant l'image permet de remonter aux paramètres de la gerbe [120]. La

figure 2.2 (Extrait de [114]) montre la définition des paramètres dits de Hillas définissant l'ellipse de l'image de la gerbe électromagnétique. Il est possible de retrouver la direction incidente du photon pour les événements observés en stéréoscopie en comparant les grands axes des ellipses des images des gerbes vues dans différentes caméras et donc depuis différents angles [121], comme montré sur la figure 2.2. Des coupures sur la distance sont appliquées de façon à écarter les images tronquées en bord de caméra dont la reconstruction est fortement biaisée. Une variable de qualité est construite à partir de la détermination des paramètres de Hillas qui permet de différencier gerbes électromagnétiques et hadroniques [122]. Des coupures sur cette variable permettent notamment de réduire le fond d'un facteur 100 avec une efficacité de 40% pour les gerbes électromagnétiques [122]. L'énergie des événements est reconstruite en comparant l'intensité mesurée avec des simulations produites pour des gerbes avec le même paramètre d'impact (la distance entre le centre du rayonnement Tcherenkov et le télescope) que celui estimé [114].

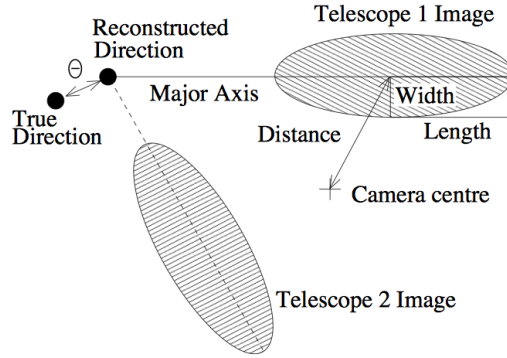


FIGURE 2.2 – (Extrait de [114]) Géométrie des paramètres de Hillas.

Un raffinement de cette méthode, dite *Model 3D*, est de rajouter une dimension en modélisant le développement longitudinal de la gerbe électromagnétique dans l'atmosphère par une gaussienne. La comparaison de l'image enregistrée avec des images produites avec des simulations de gerbes permet de déterminer les paramètres de la gerbe ajustant au mieux l'image. La reconstruction de l'énergie est améliorée grâce à l'estimation de l'altitude de développement maximal de la gerbe, les gerbes plus énergétiques étant plus pénétrantes dans l'atmosphère [123, 124]. La réjection du bruit de fond, basée sur les mesures de la largeur de la gerbe, est similaire à la méthode de *Hillas*.

L'esprit de la méthode *Model 3D* peut être généralisée en paramétrisant le développement longitudinal, latéral et angulaire de la gerbe électromagnétique. Ces distributions sont estimées à partir de simulations Monte Carlo de développement de gerbes [125]. A partir de ces modèles de développement de gerbes, l'image du rayonnement Tcherenkov par les caméras est obtenu par simulation du détecteur. Une banque d'images est produite pour différents paramètres de la gerbe et conditions d'observation. Les images observées sont ainsi ajustées par les images simulées de façon à obtenir les paramètres de la gerbe optimaux. Les paramètres de Hillas

sont utilisés comme point de départ de la procédure d'ajustement. La valeur de l'estimateur de vraisemblance obtenu à la fin de la procédure est utilisée pour discriminer entre gerbes électromagnétiques et gerbes hadroniques, un mauvais ajustement signifiant que la gerbe est probablement d'origine hadronique. Cette méthode, dite *Model* [125], a été d'abord développée pour l'expérience CAT [126] et est aujourd'hui utilisée couramment dans H.E.S.S. sous le nom de *Model ++*. Dans la suite, cette méthode sera utilisée pour la reconstruction des données de H.E.S.S.

2.2.2 Soustraction du fond

Comme expliqué à la section 2.1.3, les méthodes de reconstruction des événements présentées au paragraphe précédent ne permettent pas de supprimer en totalité le fond. En particulier, les gerbes d'électrons et de positrons sont par exemple pratiquement indissociables des gerbes initiées par des photons. Il est alors nécessaire d'utiliser un traitement statistique global des événements. Une région d'intérêt pour la recherche de signal est définie sur le ciel en prenant en compte la résolution angulaire de H.E.S.S. (voir section suivante). Typiquement, pour la recherche de signal provenant de sources ponctuelles à la résolution angulaire près, une région circulaire de rayon d'environ 0.1° autour de la source est définie. Le bruit de fond dans la région d'intérêt est estimé à partir de régions de contrôle autour de la région d'intérêt dans lesquelles aucun signal n'est présent. La géométrie des régions de contrôle est choisie afin que l'acceptance soit la même dans ces régions que dans la région de signal. Au premier ordre, l'acceptance est radiale par rapport au centre de la caméra. Les observations sont donc effectuées en mode dit *wobble* où la source est pointée avec un écart angulaire d'environ 0.5° par rapport au centre de la caméra, ce qui permet l'utilisation de régions de contrôle définies au même écart de pointé [127]. Afin de limiter le biais dû à des effets non-radiaux de l'acceptance, les écarts de pointé sont effectués dans des directions différentes d'un run à l'autre.

2.2.3 Performances de H.E.S.S.

Afin d'estimer les performances de H.E.S.S., des simulations Monte Carlo de l'instrument sont réalisées. Des gerbes atmosphériques sont simulées avec des logiciels comme KASCADE [128] ou CORSIKA [129] qui donnent la densité de photons Tcherenkov observés au sol pour la simulation de la gerbe, réalisée aléatoirement en fonction des paramètres de la gerbe que sont son angle zénithal, son énergie et la nature de la particule primaire initiant la gerbe. Dans un deuxième temps, l'observation des photons Tcherenkov par les télescopes est simulée photon par photon jusqu'à la caméra. Cette simulation inclut l'efficacité de transmission globale du signal (réflectivité des miroirs, ombre de la structure et cônes de Winston) ainsi que la réponse de la chaîne d'acquisition électronique.

Les performances de H.E.S.S. dépendent des conditions d'observation, et notamment de l'angle zénithal, l'angle entre l'axe d'observation et le zénith. Dans sa première phase d'observation avec quatre télescopes, la surface effective de H.E.S.S.

était de l'ordre de 10^5 m^2 pour des observations hautes sur le ciel. Comme montré sur la figure 2.3, la surface effective décroît rapidement à basse énergie où les gerbes sont trop petites pour être détectées. Le seuil en énergie peut être défini comme l'énergie minimale pour laquelle l'acceptance est à environ 15-20% de l'acceptance nominale à haute énergie. Il est typiquement de 200 GeV pour des observations à faible angle zénithal, mais augmente à environ 1 TeV pour des observations basses sur le ciel, à un angle zénithal de 60° . Le cinquième télescope de H.E.S.S. permet d'abaisser ce seuil en énergie à 30 GeV au mieux pour des observations hautes sur le ciel.

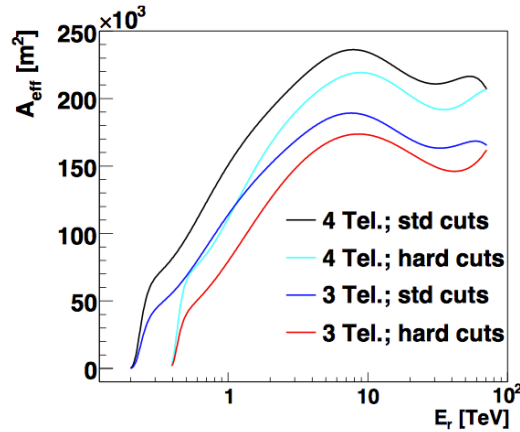


FIGURE 2.3 – (Extrait de [130]) Surface effective du réseau de quatre télescopes obtenue à un angle zénithal (angle entre le zénith et la direction de pointé) de 20° pour une configuration à trois ou quatre télescopes et deux ensembles de coupures.

Lors d'observations en mode stéréoscopie avec au moins trois télescopes, la résolution angulaire de H.E.S.S. est d'environ 0.1° . La méthode de reconstruction des événements *Model++*, qui sera utilisée dans la suite, permet d'atteindre une résolution en énergie d'environ 10% de l'énergie avec un biais limité à quelques pourcents sur l'ensemble du spectre en énergie. Ces bonnes performances permettront au chapitre 7 de rechercher des irrégularités anormales dans le spectre d'une source brillante observée par H.E.S.S., caractéristiques des oscillations entre photons et PTA (voir chapitres 1 et 6). Avec ces caractéristiques, H.E.S.S. peut détecter des sources à un niveau de flux de quelques pourcents de celui de la nébuleuse du Crabe en une dizaine d'heures.

2.2.4 Reconstruction spectrale

Le spectre de la source ne peut être reconstruit simplement en distribuant les événements dans un histogramme en fonction de l'énergie mesurée. En effet, la reconstruction des événements introduit une erreur dans l'estimation de l'énergie du gamma incident. Cette erreur, caractérisée par la résolution en énergie et le biais décrits à la section précédente, dépend de l'énergie. Il en résulte que la forme

du spectre en énergie reconstruite est modifiée par rapport au spectre physique. Pour remonter au vrai spectre de la source, il est nécessaire d'utiliser une procédure prenant en compte la réponse de l'instrument. Dans le chapitre suivant, une méthode de déconvolution qui sera utilisée au chapitre 7 pour la recherche d'irrégularités spectrales sera présentée.

La méthode couramment utilisée dans H.E.S.S., dite de "forward folding" est fondée sur l'hypothèse d'une paramétrisation pour le spectre de la source, une loi de puissance par exemple [131]. Les paramétrisations typiques des spectres à haute énergie, qui seront utilisées dans les chapitres suivants sont :

- La loi de puissance : $\phi = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma}$.
- La loi de puissance avec coupure exponentielle : $\phi = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} e^{-E/E_c}$.
- La parabole logarithmique : $\phi = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha - \beta \log E/E_0}$.
- La loi de puissance brisée : $\phi = \begin{cases} \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma_1} & \text{si } E < E_b \\ \phi_0 \left(\frac{E_b}{E_0} \right)^{\Gamma_2 - \Gamma_1} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma_2} & \text{si } E > E_b \end{cases}$.

La méthode de "forward folding" ajuste les paramètres de la forme spectrale supposée sur les données mesurées en convoluant le spectre théorique avec les réponses instrumentales. Cette opération est effectuée avec un estimateur de vraisemblance qui compare le nombre de photons dans chaque bin en énergie reconstruite avec le nombre de photons dans le même bin prédit par la forme spectrale, en prenant en compte les réponses instrumentales. Pour la forme spectrale supposée, les paramètres du modèle les plus vraisemblables sont obtenus en maximisant l'estimateur de vraisemblance. Cette méthode ne permet donc pas de reconstruire un spectre mesuré de la source mais peut estimer la pente du spectre ou encore comparer diverses hypothèses de forme spectrale. Dans la suite, une méthode de déconvolution a été appliquée au cadre de l'expérience H.E.S.S. afin de reconstruire des spectres. Cette méthode permettra en particulier la recherche d'irrégularités spectrales, au chapitre 7.

CHAPITRE 3

Méthodes de déconvolution spectrale

Sommaire

3.1	Introduction	25
3.2	Notations	27
3.3	Principes	28
3.3.1	Différentes méthodes	28
3.3.2	Des probabilités aux flux	31
3.3.3	Ajustement d'un modèle spectral	32
3.4	Spectres de sources astrophysiques	34
3.5	Etudes systématiques	36
3.5.1	Génération de spectres simulés	36
3.5.2	Reconstruction d'un indice spectral	37
3.5.3	Reconstruction d'une coupure exponentielle	38

Dans le chapitre 2, la méthode de reconstruction de spectre couramment utilisée dans la collaboration H.E.S.S. a été introduite. On s'intéresse dans ce chapitre à une méthode alternative permettant d'estimer les flux par bins en énergie sans faire d'hypothèse sur la forme spectrale intrinsèque. Le but de cette méthode alternative est de permettre la recherche ou l'identification d'anomalies ou d'effets de second ordre dans les spectres, alors même que la forme intrinsèque est inconnue. Les irrégularités spectrales induites par les oscillations entre photons et PTA dans un champ magnétique (voir chapitre 1) sont un exemple d'effet, qui sera présenté au chapitre 6. La méthode de reconstruction spectrale proposée dans ce chapitre sera notamment utilisée au chapitre 7 sur les données de H.E.S.S. pour la recherche d'irrégularités spectrales dans le spectre du noyau actif de galaxie PKS 2155-304. Cette méthode est présentée dans une note interne de la collaboration H.E.S.S. [132].

3.1 Introduction

Pour reconstruire correctement le spectre en énergie d'une source, il est nécessaire de corriger les données des effets de l'instrument. Comme il a été détaillé dans le chapitre 2, lors de l'analyse des événements, l'énergie du photon est mesurée avec une certaine erreur (le biais et à la résolution en énergie). L'énergie mesurée, appelée dans la suite "énergie reconstruite" diffère donc de l'énergie réelle que le photon

avait, appelée "énergie vraie". Ces erreurs dans la reconstruction de l'énergie des événements peuvent dégrader la reconstruction du spectre en énergie. Les méthodes dites de "déconvolution spectrale" ont pour objectif de corriger les spectres de ces effets instrumentaux. Si l'on suppose que ces erreurs sont gaussiennes, l'écart type de la gaussienne est appelée la résolution en énergie et la différence entre la moyenne et l'énergie vraie est appelée le biais. Typiquement, dans H.E.S.S. la résolution en énergie est de 15% de l'énergie vraie et le biais est de l'ordre de quelques pourcents.

Une méthode possible de déconvolution des effets instrumentaux consiste à diviser la distribution des événements en énergie reconstruite par l'acceptance (voir chapitre 2) calculée en fonction de l'énergie reconstruite. Dans ce cas, les effets instrumentaux sont compris dans l'acceptance. Comme expliqué au chapitre 2, l'acceptance est calculée à l'aide de simulations Monte Carlo de la réponse du détecteur. Alors que dans le cas de l'acceptance en fonction de l'énergie vraie, des gerbes sont générées à énergie fixe pour estimer l'acceptance à cette énergie, cette procédure n'a pas de sens pour l'acceptance en fonction de l'énergie reconstruite. L'acceptance en énergie reconstruite est calculée en fonction d'un spectre physique en entrée, et le résultat sera donc fonction du choix de ce spectre. A partir d'une hypothèse de départ pour le spectre de la source, un spectre reconstruit est obtenu grâce à l'acceptance en énergie reconstruite calculée avec l'hypothèse de départ. Si le spectre reconstruit diffère significativement de l'hypothèse de départ, la procédure est itérée en calculant l'acceptance en énergie reconstruite avec le spectre obtenu à l'itération précédente. Cette méthode requiert donc de nombreux calculs et n'est actuellement pratiquement plus utilisée dans H.E.S.S.

Une autre méthode, dite de "forward-folding" et présentée au chapitre 2 suppose une certaine paramétrisation de la fonction décrivant le spectre en énergie de la source. Ce spectre théorique, une fois convolué par les effets de l'instrument, peut être directement comparé aux données. Les paramètres du spectre théorique permettant de décrire au mieux les données sont ainsi déterminés de cette façon. Le résultat de cette méthode est donc l'ensemble des valeurs des paramètres du spectre théorique qui décrit le mieux les observations. Pour une hypothèse différente du spectre théorique, il faut recommencer l'analyse avec la nouvelle paramétrisation. Cette méthode est utilisée de façon générale dans H.E.S.S. car les spectres astrophysiques observés avec H.E.S.S. nécessitent peu de paramètres (par exemple deux pour une loi de puissance, voir chapitre 2). En revanche, lorsque des effets de physique exotique sont recherchés dans les spectres, il devient nécessaire de s'affranchir de l'hypothèse d'une forme spectrale pour la reconstruction du spectre ; on parle alors de spectre déconvolué.

Le but de ce chapitre est de présenter des méthodes de déconvolution des effets instrumentaux, par ailleurs souvent utilisées en physique des hautes énergies. La première méthode, développée dans les années 1970 pour la reconstruction d'images astrophysiques floutées, repose sur un algorithme faisant intervenir le théorème de Bayes. La deuxième méthode repose sur une simple minimisation de χ^2 avec un terme de régularisation. Ces deux méthodes sont d'abord décrites dans la suite puis testées sur les données de quatre sources astrophysiques observées par H.E.S.S.

pour comparer les résultats avec ceux obtenus avec les méthodes traditionnellement utilisées dans H.E.S.S. La précision des méthodes de déconvolution est enfin estimée à l'aide de simulations Monte Carlo. Les méthodes de déconvolution étudiées dans ce chapitre sont l'application à H.E.S.S. des méthodes développées pour l'expérience MAGIC et détaillées dans [133]. Elles seront notamment utilisées au chapitre 7 pour la recherche de PTA. Elles sont intégrées dans le cadre de l'analyse standard de H.E.S.S. et sont à la disposition de la collaboration.

3.2 Notations

Les valeurs des énergies vraies et reconstruites sont notées respectivement E_V et E_R . Les données sont distribuées dans un histogramme en énergie à échelle logarithmique ayant n_V et n_R bins pour les distributions respectivement des énergies vraies et des énergies reconstruites. On note :

$N_{R,j}$	nombre d'événements dans le bin j de E_R ($j = 1 \dots n_R$)
$N_{V,i}$	nombre d'événements dans le bin i de E_V ($i = 1 \dots n_V$)
$P(E_R E_V)_{ij}$	matrice de réponse ($i = 1 \dots n_V, \quad j = 1 \dots n_R$)
$C_{R,jl}$	matrice de covariance de N_R ($j = 1 \dots n_R, \quad l = 1 \dots n_R$)
$C_{V,ik}$	matrice de covariance de N_V ($i = 1 \dots n_V, \quad k = 1 \dots n_V$)

L'élément de matrice de réponse $P(E_R|E_V)_{ij}$ est la probabilité qu'un événement d'énergie vraie du bin i soit mesuré avec une énergie reconstruite dans le bin j . Elle prend en compte la résolution en énergie et le biais de l'instrument :

$$N_{R,j} = P(E_R|E_V)_{ij} N_{V,i} . \quad (3.1)$$

La matrice de réponse est calculée grâce à des simulations Monte Carlo de l'instrument effectuées à énergie fixe (voir chapitre 2) et ne dépend donc pas d'une hypothèse de forme spectrale. La matrice de réponse ne prend pas en compte les pertes d'événements dues au taux de déclenchement du télescope ou aux coupures de sélection de l'analyse. Cette correction est prise en compte dans l'acceptance en fonction de l'énergie vraie $A(E_V)$ qui est déterminée avec les mêmes simulations Monte Carlo. On a donc de façon générale :

$$\sum_{j=1}^{n_R} P(E_R|E_V)_{ij} = 1 \quad \forall i . \quad (3.2)$$

La matrice de covariance représentant les corrélations entre les bins en énergie reconstruite (respectivement en énergie vraie) est notée C_R (respectivement C_V). Les corrélations entre les différents bins en énergie reconstruite ne sont pas connues car seule une mesure du spectre en énergie reconstruite est obtenue. Seule la trace

de C_R , représentant la somme en quadrature des erreurs sur le nombre d'évènements dans chaque bin est connue, en supposant que le nombre d'évènements par bin suit une loi de Poisson.

3.3 Principes

Il suffirait d'inverser l'équation 3.1 pour obtenir la distribution en fonction de l'énergie vraie N_V , qui donne le spectre vrai de la source. Néanmoins, la matrice de réponse $P(E_R|E_V)$ ne peut techniquement pas être inversée à cause de valeurs propres nulles à la précision de l'ordinateur près. Pour contourner ce problème, on introduit l'estimateur des moindres carrés multidimensionnel

$$\chi_0^2(X) = (N_R - P(E_R|E_V)X)^T C_R^{-1} (N_R - P(E_R|E_V)X) . \quad (3.3)$$

Cette fonction est à son minimum lorsque $X = N_V$. L'idée générale des méthodes de déconvolution est de trouver la solution qui minimise χ_0^2 . En général, une minimisation directe aboutit à de grandes erreurs sur la distribution obtenue, correspondant à de grandes valeurs absolues dans la matrice de covariance C_V . Ceci est dû aux petites valeurs propres dans la matrice de réponse. Une procédure complémentaire est requise pour minimiser les erreurs obtenues. Dans la suite, deux solutions sont présentées avec leur procédure d'optimisation respectives. La première est une procédure classique dans la recherche de minima de fonctions et la deuxième est un algorithme itératif basé sur le théorème de Bayes.

La matrice de covariance C_V de la distribution des évènements en fonction de l'énergie vraie peut elle être déterminée lors de la procédure de déconvolution. Il est en effet possible de simuler différentes observations en modifiant aléatoirement les points du spectre en énergie reconstruite à l'intérieur de leurs barres d'erreur. Ainsi, en supposant que la statistique dans chaque bin de la distribution des évènements en énergie reconstruite est poissonnienne, un spectre reconstruit simulé est généré en tirant aléatoirement une nouvelle valeur pour chaque bin, distribuée selon une loi de Poisson suivant le nombre d'évènements mesuré dans le bin. De cette façon, au minimum 500 spectres simulés sont construits puis déconvolués suivant la procédure décrite dans ce chapitre. Les différents spectres déconvolués permettent de calculer les corrélations entre les bins en énergie vraie introduits par la méthode de déconvolution, notamment en raison de la résolution en énergie finie de l'instrument. La matrice de covariance C_V ainsi obtenue doit être incorporée à l'estimateur de χ^2 utilisé pour ajuster une forme spectrale aux données déconvoluées afin de prendre correctement en compte les corrélations de bin à bin.

3.3.1 Différentes méthodes

- **Minimisation avec un terme de régularisation**

De façon à réduire les grandes incertitudes apparaissant dans la matrice de covariance à la fin de la procédure, un terme de régularisation est ajouté à χ_0^2 . Le terme

utilisé dans cette méthode est celui dit de "Tikhonov" [134] :

$$\text{Reg}(X) = \sum_{i=1}^{n_V} \left(\frac{d^2 X}{dx^2} \right)_i^2 . \quad (3.4)$$

L'ajout de ce terme dans la fonction à minimiser permet de réduire les artefacts apparaissant lors de la minimisation directe en forçant littéralement la distribution inconnue à être régulière. Ce terme est pondéré grâce à l'introduction d'un nouveau paramètre w dans l'expression finale :

$$\chi^2 = \frac{w}{2} \chi_0^2 + \text{Reg}(X) . \quad (3.5)$$

Le paramètre w détermine la force de la régularisation de la solution. Pour de faibles valeurs de w , la régularisation est forte tandis que pour de petites valeurs de w , la solution est très proche du minimum de χ_0^2 . Il est alors nécessaire de définir un critère pour pouvoir déterminer la valeur optimale de w . D'après l'équation 3.1, la déconvolution est avant tout un changement de base entre énergies reconstruites et énergies vraies et doit donc conserver la trace de la matrice de covariance. En effet, étant donnée l'hypothèse d'une loi de Poisson pour la distribution des événements par bins d'énergie reconstruite, la trace de la matrice de covariance en fonction de l'énergie reconstruite est égale au nombre total d'événements. La condition d'égalité des traces des matrices C_R et C_V est donc équivalente à la conservation du nombre total d'événements lors de la procédure de déconvolution. La minimisation correcte de χ^2 est effectuée pour le paramètre w optimal déterminé grâce à ce critère.

• Déconvolution par itération

Cet algorithme, dit de "Richardson-Lucy" [135, 136] repose sur l'idée que la matrice de réponse $P(E_R|E_V)$ a une forme probabiliste inversée $P(E_V|E_R)$. Une fois que $P(E_V|E_R)$ est déterminée, le problème est résolu car la multiplication de cette matrice par le vecteur d'événements N_R donne la distribution vraie N_V , par un schéma inverse de l'équation 3.1. La matrice $P(E_V|E_R)$ peut être estimée à l'aide du théorème de Bayes, où N_i représente la probabilité du bin i (le nombre d'événements dans le bin i divisé par le nombre total d'événements) :

$$P(E_V|E_R)_{ji} N_{R,j} = P(E_R|E_V)_{ij} N_{V,i} . \quad (3.6)$$

Dans cet algorithme, une nouvelle distribution vraie $N_V^{(n)}$ est calculée à chaque itération, en partant d'une hypothèse de départ $N_V^{(0)}$ uniforme. Une distribution reconstruite $N_R^{(n)}$ correspondante est calculée en fonction de cette nouvelle distribution vraie grâce à l'équation 3.1. L'itération suivante $N_V^{(n+1)}$ est obtenue à l'aide du

théorème de Bayes donné à l'équation 3.6 :

$$\begin{aligned}
 N_{V,i}^{(n+1)} &= \sum_j^{n_R} \frac{P(E_R|E_V)_{ij} N_{V,i}^{(n)}}{N_{R,j}^{(n)}} N_{R,j} \\
 &= N_{V,i}^{(n)} \sum_j^{n_R} P(E_R|E_V)_{ij} \frac{N_{R,j}}{\sum_k^{n_V} P(E_R|E_V)_{kj} N_{V,k}^{(n)}} . \quad (3.7)
 \end{aligned}$$

Il est démontré que si cet algorithme converge, il tend vers la solution de χ_0^2 minimale lorsque le nombre d'itérations tend vers l'infini [137]. Comme pour la solution directe de la minimisation de χ_0^2 , la solution obtenue ici présente de grandes erreurs lorsque le nombre d'itérations tend vers l'infini. En effet, en raison des valeurs propres nulles à la précision de l'ordinateur près dans la matrice de réponse, des artefacts apparaissent et sont amplifiés à chaque nouvelle itération. La procédure de régularisation consiste ici à stopper l'algorithme avant que de tels artefacts n'apparaissent. Le critère pour arrêter l'algorithme est le même que celui utilisé dans la méthode précédente pour optimiser la valeur de w , à savoir l'égalité des traces des matrices de covariance C_R et C_V (voir figure 3.1). L'étude de possibles dépendances du spectre déconvolué sur l'hypothèse de départ $N_V^{(0)}$ montre que le résultat n'en dépend pas. Les résultats obtenus sont identiques pour des hypothèses de départ uniformes, croissantes ou décroissantes avec l'énergie.

• Optimisation des paramètres de régularisation

Les valeurs optimales des paramètres de régularisation, w pour le terme de Tikhonov ou le nombre d'itérations pour l'algorithme avec le théorème de Bayes dépendent des configurations de binning et varient donc d'une analyse à l'autre. La figure 3.1 montre l'évolution du rapport des traces de C_V par rapport à C_R en fonction des paramètres de régularisation pour l'exemple d'une analyse. Ces figures ont été construites dans le cas particulier de l'analyse du spectre de la source PKS 2155-304 dont les événements ont été reconstruits avec la méthode *Model++* (voir chapitre 2). Elles montrent que le rapport des traces augmente à mesure que les paramètres de régularisation sont grands, c'est à dire que la régularisation est faible. De façon cohérente, les deux courbes tendent vers la même valeur lorsque la régularisation est faible et que la solution obtenue est celle du minimum de χ_0^2 . Pour chaque valeur du nombre d'itérations, une valeur de w peut être associée, et les deux méthodes doivent alors donner des résultats similaires. Les valeurs optimales des paramètres de régularisation à utiliser lors de la déconvolution sont obtenues lorsque le rapport des traces des matrices de covariance vaut 1. Pour cet exemple $w \sim 0.01$ semble optimal et 3 itérations suffisent.

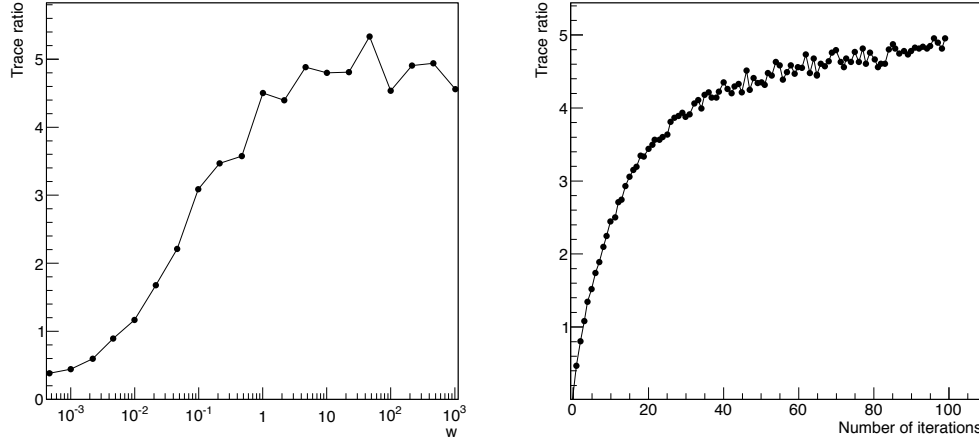


FIGURE 3.1 – (Extrait de [132]) Rapport des traces des matrices de covariance C_V et C_R en fonction de w dans la méthode avec terme de Tikhonov (à gauche) et du nombre d'itérations dans la méthode de Richardson-Lucy (à droite).

3.3.2 Des probabilités aux flux

Dans les données reconstruites par H.E.S.S., certains évènements ne sont pas des photons ou ne proviennent pas de la source et contribuent au bruit de fond (voir chapitre 2). Pour convertir en flux la distribution de probabilité en énergie vraie obtenue après déconvolution, il faut donc d'abord soustraire le fond. En reprenant le schéma de la soustraction du fond expliqué au chapitre 2, les données des régions "ON" et "OFF" sont déconvoluées de la réponse instrumentale séparément puis une soustraction bin par bin est effectuée. Cette soustraction est effectuée en prenant en compte le facteur de normalisation α des aires des régions "ON" et "OFF". A la fin de la déconvolution, les probabilités par bin d'énergie vraie N_V^{ON} et N_V^{OFF} des régions "ON" et "OFF" respectivement sont obtenues. Le flux de la source dans chaque bin d'énergie vraie, en photons. $\text{TeV}^{-1}\text{s}^{-1}\text{m}^{-2}$, est ensuite calculé à l'aide de la formule :

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_i = \frac{1}{\Delta E_i T_{\text{obs}} A(E_i)} \left(N_{V,i}^{ON} - \frac{1}{\alpha} N_{V,i}^{OFF} \right) , \quad (3.8)$$

où ΔE_i est la taille du bin i , T_{obs} est le temps d'observation et $A(E_i)$ est l'acceptance en fonction de l'énergie vraie E_i . L'acceptance dépend des conditions d'observation, comme l'angle zénithal ou l'efficacité optique qui peuvent varier d'un run à l'autre. Pour que cette quantité soit correctement calculée, il convient d'en faire la moyenne sur tous les runs, pondérés par le temps d'observation respectif de chaque run. Cette procédure n'est pas spécifique à la méthode de déconvolution présentée dans ce chapitre mais est le moyen standard de calculer les réponses instrumentales sur une addition de différents runs d'observation. Une procédure similaire est utilisée

pour la matrice de réponse, qui dépend également des conditions d'observation :

$$A_i = A(E_i) = \frac{\sum_{\text{run } r} A_i^r T^r}{T_{\text{obs}}} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} P(E_R|E_V)_{ij} &= \frac{\sum_{\text{run } r} P(E_R|E_V)_{ij}^r (A_j^r T^r)}{\sum_{\text{run } s} (A_j^s T^s)} \\ &= \frac{\sum_{\text{run } r} P(E_R|E_V)_{ij}^r (A_j^r T^r)}{A_j T_{\text{obs}}} . \end{aligned} \quad (3.10)$$

Un exemple d'acceptance est montré au chapitre 2. Cette acceptance, en général monotone croissante, permet de déterminer le domaine d'énergie utilisé pour la représentation graphique du flux différentiel et l'ajustement de différents modèles. La borne inférieure en énergie correspond à l'énergie vraie pour laquelle l'acceptance est à un certain pourcentage de sa valeur maximale, atteinte à plus haute énergie. En général ce pourcentage est choisi autour de 15% pour assurer un seuil en énergie faible sans pour autant explorer des régions à basse énergie où l'estimation de l'acceptance, calculée par simulations Monte Carlo, souffre de grandes erreurs systématiques. La limite à haute énergie est en revanche atteinte lorsqu'il n'y a pas assez d'évènements pour construire un nouveau bin.

Dans la procédure de déconvolution présentée ici, il n'y a pas de contraintes sur le binning en énergie reconstruite et celui en énergie vraie. Néanmoins, la résolution en énergie limite naturellement le binning en énergie reconstruite. Un binning trop fin (en dessous de la résolution en énergie) impliquerait de grandes corrélations entre les colonnes de la matrice de réponse, se traduisant par une solution bruitée avec beaucoup d'artefacts. Le binning est également limité par la statistique disponible. En partant d'un binning fin en énergie reconstruite, les bins sont fusionnées deux-à-deux jusqu'à ce que le nombre d'évènements dans chaque soit significatif par rapport au fond à un certain niveau prédéfini. La significativité est calculée à l'aide de la formule 17 de [138]. Dans la suite, une significativité de 2σ par bin est requise. Concernant le binning en énergie vraie, il est pris plus large que le binning en énergie reconstruite afin d'éviter que l'équation 3.1 soit sous-contrainte ($n_R < n_V$). Dans MAGIC, une valeur typique du rapport de la taille des bins en énergie vraie par rapport à la taille des bins en énergie reconstruite est de 1.4 [133]. Le binning ne dépend donc que de deux paramètres, la taille relative des bins en énergie reconstruite par rapport à la résolution en énergie ainsi que le rapport des tailles des bins en énergie reconstruite et vraie. Dans la suite, les résultats sont obtenus avec des valeurs respectives de 1.0 et 1.4 pour ces paramètres.

3.3.3 Ajustement d'un modèle spectral

L'avantage de la méthode de déconvolution est de fournir des bins de flux expérimentaux sur lesquels n'importe quelle forme spectrale peut être ajustée étant donné qu'aucune hypothèse de forme spectrale n'a été faite. L'ajustement d'un modèle sur le spectre déconvolué doit cependant être effectué avec certaines précautions, pour prendre en compte les corrélations qui apparaissent entre les bins. L'estimateur des

moindres carrés correct utilise la matrice de covariance C_V déterminée lors de la procédure de déconvolution :

$$\chi^2 = (\Phi_{\text{th}}(E) - \Phi_{\text{mes}})^T C_V^{-1} (\Phi_{\text{th}}(E) - \Phi_{\text{mes}}) . \quad (3.11)$$

Il est en principe possible de contre-balancer n'importe quelle corrélation avec cette méthode. Néanmoins, des études Monte Carlo détaillées en section 3.5 montrent que de grandes corrélations conduisent à de grandes erreurs systématiques. Des corrélations plus grandes que 0.5 détériorent significativement la qualité de l'ajustement. Ce problème est le seul limitant a priori la possibilité d'utiliser un binning plus fin que la résolution en énergie où de grandes corrélations apparaissent. Les deux méthodes de déconvolution introduites ici ne sont pas équivalentes sur le plan des corrélations entre bins. De façon générale, la régularisation avec un terme de Tikhonov introduit plus de corrélation que la régularisation par itérations. Par exemple, la figure 3.2 montre la matrice de corrélation obtenue lors de l'analyse du spectre de Markarian 421 avec la régularisation avec le terme de Tikhonov (figure de gauche) et la régularisation par itérations (figure de droite). La méthode de régularisation avec le terme de Tikhonov montre de plus grandes corrélations. Néanmoins, la différence n'est pas toujours aussi grande. Cette source, observée à grand angle zénithal est choisie ici car elle présente un bon exemple de différences de corrélations entre les deux méthodes. La région à petits indices des bins (basse énergie) où les corrélations sont plus grandes, correspondent à la région en énergie où l'acceptance en fonction de l'énergie vraie décroît rapidement, conduisant à des points spectraux non fiables ($A(E) < 0.15A_{\text{max}}$). Ces bins ne sont pas inclus dans la représentation graphique ni pour l'ajustement des modèles.

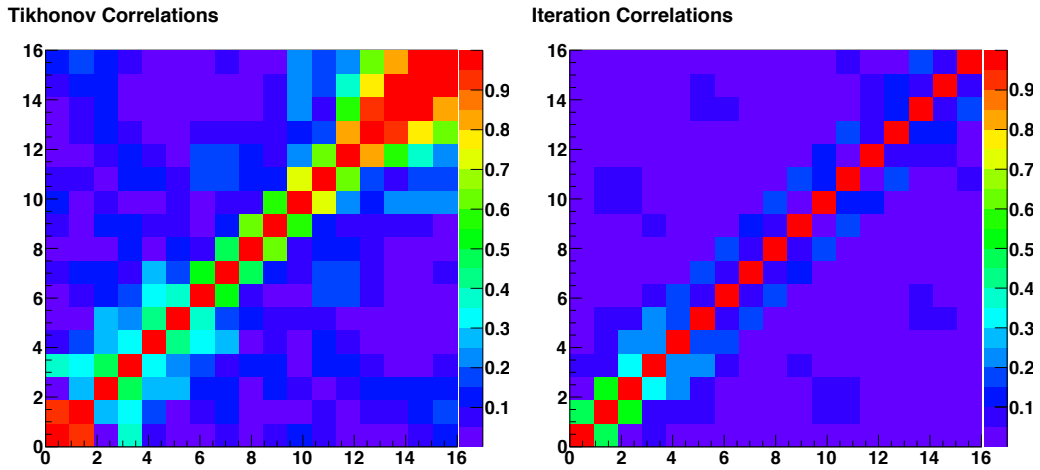


FIGURE 3.2 – Correlations entre les bins pour la régularisation avec le terme de Tikhonov (à gauche) et la régularisation par itérations (à droite) pour le spectre de Markarian 421. Les axes x et y indexent les bins.

3.4 Spectres de sources astrophysiques

Dans cette section, les méthodes de déconvolution sont appliquées sur des sources brillantes communément observées par H.E.S.S. : la nébuleuse du Crabe, Sagittarius A* ainsi que deux noyaux actifs de galaxie (NAG, voir chapitre 4), Markarian 421 et PKS 2155-304. Les spectres sont produits à partir des événements reconstruits à l'aide de la méthode de Hillas (voir chapitre 2) et sélectionnés avec des coupures lâches. La méthode de régularisation par itérations est utilisée.

La nébuleuse du Crabe a été observée par H.E.S.S. entre 2003 et 2005 sous un angle zénithal moyen de 45° . Les analyses précédentes montrent l'existence d'une coupure exponentielle dans le spectre autour de 15 TeV. Le spectre obtenu par déconvolution avec régularisation par itérations est montré sur la figure 3.3. Pour comparaison, le spectre publié par H.E.S.S. sur les mêmes données est aussi montré. L'ajustement du spectre déconvolué par une loi de puissance avec coupure exponentielle, effectué avec la formule 3.11, donne un indice spectral $\Gamma = 2.46 \pm 0.02(\text{stat})$ et une coupure $E_c = 16.7 \pm 2.0(\text{stat})$ TeV, en accord avec les résultats de 2005 [114]. Les corrélations entre les bins sont presque nulles à l'exception des trois derniers, ce qui assure un ajustement robuste de la forme spectrale sur les données.

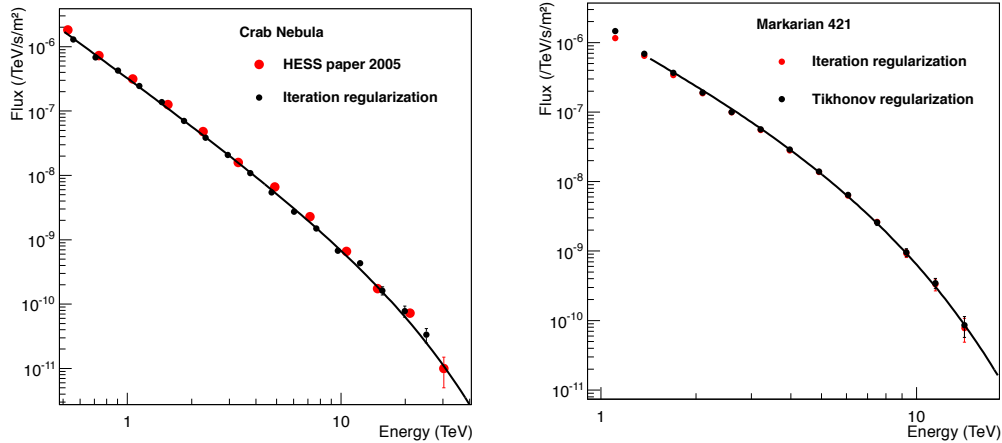


FIGURE 3.3 – (Extrait de [132]) A gauche : spectre de la nébuleuse du Crabe obtenu avec régularisation par itérations (points noirs), comparé aux résultats publiés [114] (points rouges). La ligne noire est l'ajustement d'une loi de puissance avec coupure exponentielle aux données déconvoluées. A droite : spectre de Markarian 421 avec régularisation par itérations (points rouges) et régularisation avec le terme de Tikhonov (points noirs). La courbe noire est l'ajustement d'une loi de puissance avec coupure exponentielle sur le spectre obtenu par régularisation avec le terme de Tikhonov.

Markarian 421 est un NAG situé à un décalage vers le rouge de 0.031. Il a été observé par H.E.S.S. sous un grand angle zénithal proche de 60° pendant une éruption en 2004 [139]. En raison de ce très grand angle zénithal, le seuil en énergie

pour le spectre est autour de 1 TeV et le spectre s'étend jusqu'à des énergies de l'ordre de 20 TeV. Le spectre montre une coupure exponentielle très marquée qui s'explique à la fois par une coupure intrinsèque à la source et par l'absorption des photons les plus énergétiques sur le fond de lumière extragalactique (FLE). Ce dernier effet, déjà introduit au chapitre 1, sera décrit en détail au chapitre 4. L'ajustement d'une loi de puissance avec coupure exponentielle au spectre obtenu par régularisation avec le terme de Tikhonov donne un indice spectral $\Gamma = 2.16 \pm 0.06(\text{stat})$ et une énergie de coupure $E_c = 3.4 \pm 0.2(\text{stat})$ TeV. Ces paramètres sont en accord avec ceux publiés dans [139]. La méthode de régularisation par itérations donne un indice spectral légèrement plus mou de $\Gamma = 2.24 \pm 0.06$, en accord avec la première méthode. Cette deuxième méthode donnant des bins moins corrélés (voir section 3.3), ses résultats sont considérés comme plus robustes.

PKS 2155-304 est une source intéressante pour étudier les effets du niveau de fond sur la méthode étant donné que ce NAG a été observé avec différents niveaux de signal sur bruit, grâce à son éruption de la fin juillet 2006 [140]. Les spectres pour l'état bas et l'état haut sont montrés sur la figure 3.4. Une coupure significative est vue dans le spectre de l'état haut alors qu'il n'y a pas d'indication de courbure dans l'état bas. Les paramètres spectraux sont en bon accord avec les publications de [141, 142, 143] avec un indice spectral $\Gamma = 3.23 \pm 0.03(\text{stat})$ dans l'état bas. Dans l'état haut, l'indice spectral est $\Gamma = 2.66 \pm 0.04(\text{stat})$ pour une coupure à l'énergie $E_c = 0.97 \pm 0.07(\text{stat})$ TeV.

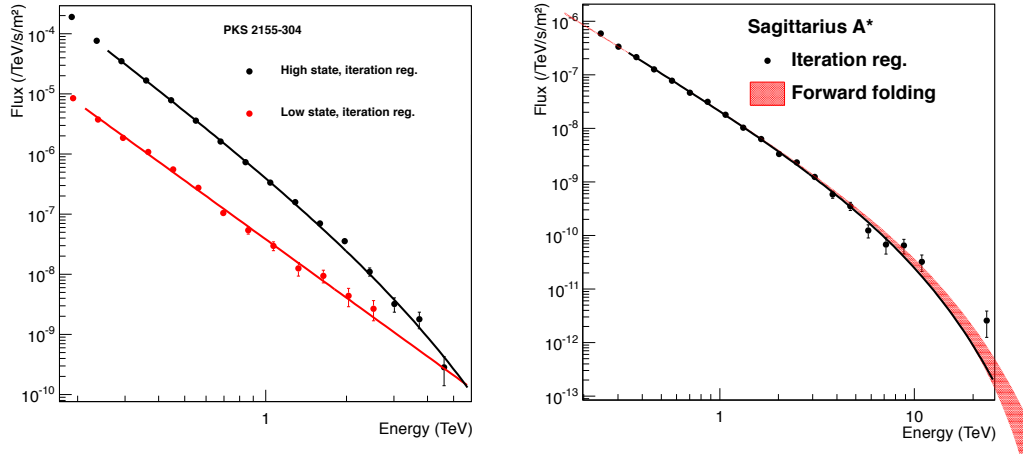


FIGURE 3.4 – (Extrait de [132]) A gauche : spectre de PKS 2155-304 dans l'état haut (points noirs) et dans l'état bas (points rouges) obtenus par la méthode avec régularisation par itérations avec respectivement un ajustement avec une loi de puissance avec coupure exponentielle et une simple loi de puissance. A droite : spectre de Sagittarius A* avec la méthode avec régularisation par itérations (points noirs) et l'ajustement d'une loi de puissance avec coupure exponentielle ainsi que le spectre obtenu par forward-folding pour la même forme spectrale, avec la région de confiance à 1σ (zone en rouge).

Pour un dernier exemple, le spectre de Sagittarius A* reconstruit à partir d'une analyse *Model++* (voir chapitre 2) avec coupure standard des données est montré sur la figure 3.4, avec le résultat de l'analyse spectrale standard de H.E.S.S., qui est la méthode de "forward-folding". Les paramètres spectraux de l'ajustement d'une loi de puissance avec coupure exponentielle sont en très bon accord. Pour le spectre déconvolué avec régularisation par itération, l'indice spectral est $\Gamma = 2.23 \pm 0.07(\text{stat})$ comparé à $\Gamma = 2.22 \pm 0.04(\text{stat})$ pour le forward-folding et respectivement $E_c = 5.6 \pm 1.4(\text{stat})$ TeV et $E_c = 6.4 \pm 1.1(\text{stat})$ pour l'énergie de coupure.

3.5 Etudes systématiques

Une analyse des performances de la méthode de déconvolution avec régularisation par itérations est présentée dans cette section. Pour cette étude, des spectres simulés sont générés suivant une forme spectrale déterminée, et la qualité de la reconstruction est simplement estimée en la comparant avec l'hypothèse de départ.

3.5.1 Génération de spectres simulés

La génération des spectres simulés est la première partie de la chaîne d'étude Monte Carlo. Elle doit être faite avec beaucoup de précaution afin de ne pas introduire de biais dans l'étude et de rester la plus proche possible des conditions standard de l'analyse. La génération des spectres est divisée en deux parties : la génération des photons du signal, qui suivent la forme spectrale déterminée à l'avance, et la génération des photons du bruit de fond. Le nombre respectif de ces photons est fixé et peut être déterminé de façon à correspondre à des situations d'analyse réelles. Dans la suite, une étude Monte Carlo sans bruit de fond est d'abord réalisée afin d'estimer de possibles erreurs provenant purement de la méthode de déconvolution spectrale. Une source brillante avec un rapport signal sur bruit de 1 et une significativité de 80σ (9000 photons de signal) est ensuite simulée pour tester les erreurs systématiques induites par la contamination du bruit de fond et les méthodes de soustraction.

L'énergie vraie des événements de signal est générée suivant une loi de probabilité définie par le produit du spectre théorique simulé et de l'acceptance en fonction de l'énergie vraie. En vertu de l'équation 3.8, cette quantité est proportionnelle à la probabilité de la distribution des événements en énergie vraie. L'acceptance permet de prendre en compte la sensibilité du télescope en fonction de l'énergie. Une énergie reconstruite est associée à chaque événement en tirant aléatoirement sa valeur dans une gaussienne prenant en compte la réponse instrumentale (résolution en énergie et biais, voir chapitre 2), décrivant ainsi la matrice de réponse. Il aurait été possible de simuler les événements eux-mêmes, depuis la génération de gerbes atmosphériques jusqu'à la reconstruction de ces événements, mais cela aurait en fait été équivalent à recalculer la matrice de réponse et l'acceptance. Dans cette analyse, la matrice de réponse et l'acceptance utilisées sont obtenues dans les conditions d'observation

de PKS 2155-304 pour l'ensemble des données. Ces conditions impliquent un seuil en énergie de 400 GeV, considéré lors de l'ajustement de la forme théorique sur le spectre.

Afin d'être cohérent avec le choix de l'acceptance et de la matrice de réponse, les événements de fond pour les zones "ON" et "OFF" (voir section 3.3.2) sont générés suivant la forme du fond mesuré dans le jeu de données de PKS 2155-304. De cette façon, un bruit de fond réaliste est obtenu. Les méthodes de soustraction du fond sont pratiquement indépendantes de la forme spectrale du bruit de fond, le niveau de fond comptant davantage pour cette étude.

3.5.2 Reconstruction d'un indice spectral

Les erreurs systématiques sur la reconstruction des indices spectraux sont étudiés dans cette section. Des spectres simulés sont générés avec des indices spectraux variant entre 2.0 et 3.9 par marche de 0.1. 100 spectres sont simulés pour chaque indice spectral testé. Les spectres simulés selon la méthode expliquée ci-dessus sont déconvolués avec la méthode de régularisation par itération. Les spectres déconvolués sont ensuite ajustés avec une loi de puissance en tenant compte des corrélations entre bins (voir équation 3.11). La moyenne et l'écart type des résultats sont calculés pour chaque indice spectral testé afin d'en estimer l'erreur systématique. La figure 3.5 montre le résultat de cette analyse pour une source sans bruit de fond. Pour chaque indice spectral, le biais est négligeable au regard de l'erreur systématique de dispersion (l'écart-type), ce qui montre que la méthode de déconvolution n'en introduit pas.

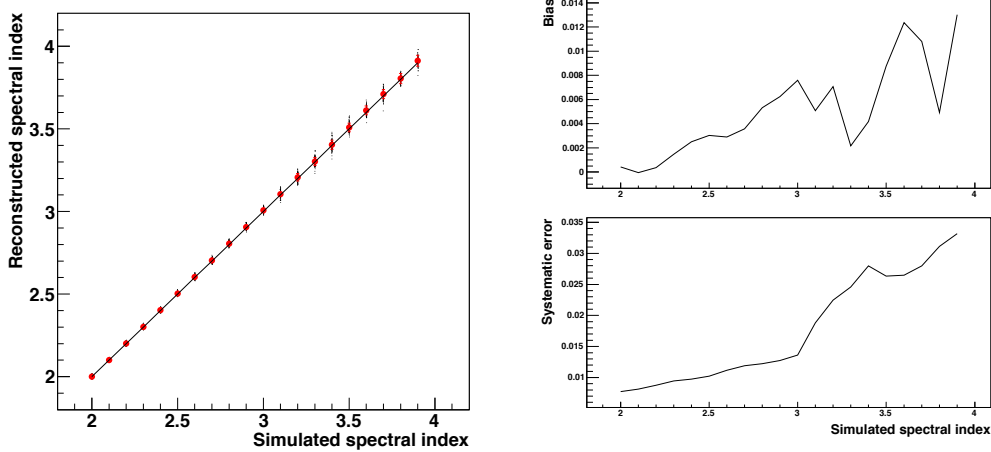


FIGURE 3.5 – (Extrait de [132]) Reconstruction de l'indice d'une loi de puissance sans bruit de fond. A gauche : Indice reconstruit en fonction de l'indice simulé, la ligne continue est la bissectrice $\Gamma_{\text{reco}} = \Gamma_{\text{simu}}$. A droite : Biais et erreur systématique en fonction de l'indice simulé.

Les résultats pour la source avec un rapport signal sur bruit de 1 sont montrés

sur la figure 3.6. Les erreurs systématiques sont multipliées par deux par rapport à la source sans bruit de fond et le biais augmente de la même façon tout en restant plus petit que l'erreur systématique de dispersion. Une erreur systématique d'environ 0.1 due à la chaîne d'analyse doit ainsi être rajoutée à l'erreur statistique déterminée durant l'ajustement de la loi de puissance.

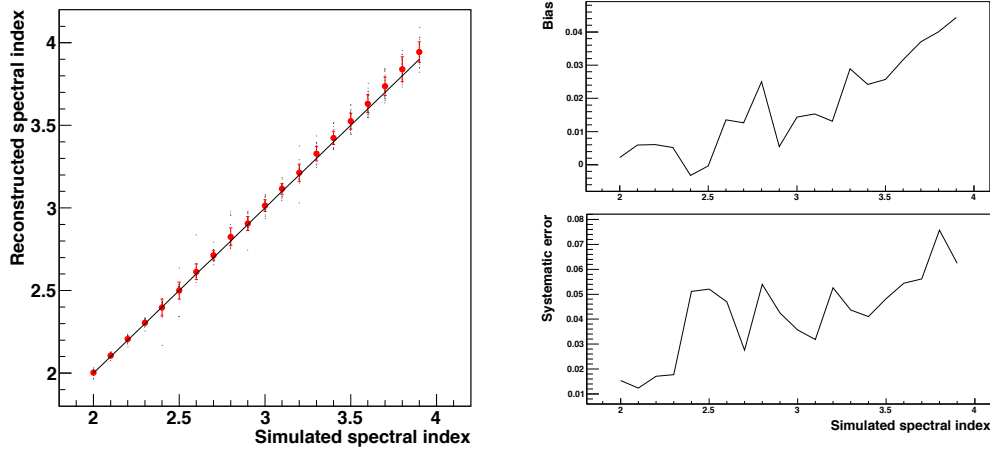


FIGURE 3.6 – (Extrait de [132]) Reconstruction d'une loi de puissance avec rapport signal sur bruit de 1. A gauche : Indice reconstruit en fonction de l'indice simulé, la ligne continue est la bissectrice $\Gamma_{\text{reco}} = \Gamma_{\text{simu}}$. A droite : Biais et erreur systématique en fonction de l'indice simulé.

Le même genre d'études a été effectuée avec la méthode de "forward-folding" dans [144]. La figure 3.7 montre les résultats de la comparaison de simulation de spectres en loi de puissance avec la reconstruction avec la méthode de "forward-folding" pour une source avec un rapport signal sur bruit de 0.3. De plus, les erreurs systématiques dues à des conditions d'opération non-optimales, qui ne sont pas prises en compte dans les simulations Monte Carlo utilisées pour le calcul des réponses instrumentales ont été étudiées dans [144]. Ces erreurs proviennent notamment de la variation du gain des photo-multiplicateurs, de la présence de pixels cassés ou de conditions atmosphériques variées. L'erreur systématique ajoutée par ces effets est estimée autour de 0.1 pour l'indice spectral et 20% pour le flux.

3.5.3 Reconstruction d'une coupure exponentielle

La capacité de la méthode de déconvolution à reconstruire des caractéristiques spectrales, comme une coupure exponentielle, est étudiée dans cette section. Pour cette analyse, la source simulée a un rapport signal sur bruit de 5 et une significativité de 120σ de façon à ce que la source soit significative au delà de l'énergie de coupure afin de tester sa reconstruction. 50 spectres sont générés pour 11 combinaisons différentes d'indice spectral et d'énergie de coupure. Ces paramètres sont résumés sur dans la table 3.1 avec la sensibilité calculée pour chaque combinaison de

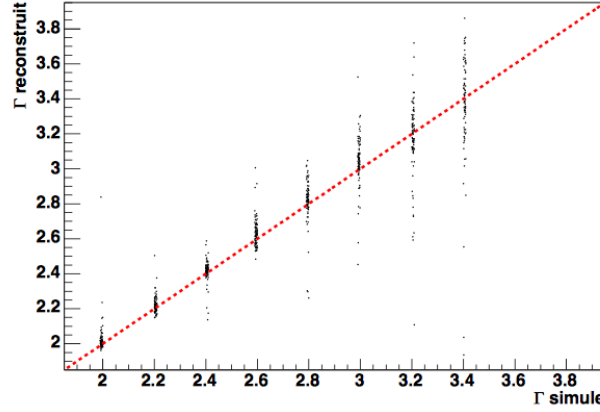


FIGURE 3.7 – (Extrait de [144]) Reconstruction de l'indice d'une loi de puissance avec la méthode de "forward-folding" pour rapport signal sur bruit de 0.3.

ces paramètres. Cette sensibilité correspond au pourcentage de spectres simulés qui sont mieux ajustés avec une coupure exponentielle. Les spectres avec des coupures exponentielles à haute énergie n'ont pas été étudiés pour des indices spectraux mous (> 3) en raison du faible nombre d'évènements à ces énergies.

E_c (TeV) \ Γ	2.0	2.5	3.0	3.5
1.0	1	1	0.8	0.56
5.0	0.98	0.98	0.44	
10.0	0.94	0.92		
15.0	0.86	0.78		

TABLE 3.1 – Sensibilité à une coupure exponentielle pour les paramètres Γ et E_c testés, donnée par le pourcentage de spectres simulés qui sont mieux ajustés avec une coupure exponentielle.

La qualité de la reconstruction des spectres avec coupure exponentielle est montrée sur la figure 3.8. Cette figure présente la reconstruction des paramètres d'une loi de puissance avec coupure exponentielle avec un rapport signal sur bruit de 5. La qualité de la reconstruction de l'indice spectral est moins bonne pour une énergie de coupure de 1 TeV car elle est proche du seuil en énergie de l'analyse autour de 400 GeV (voir section 3.5.1).

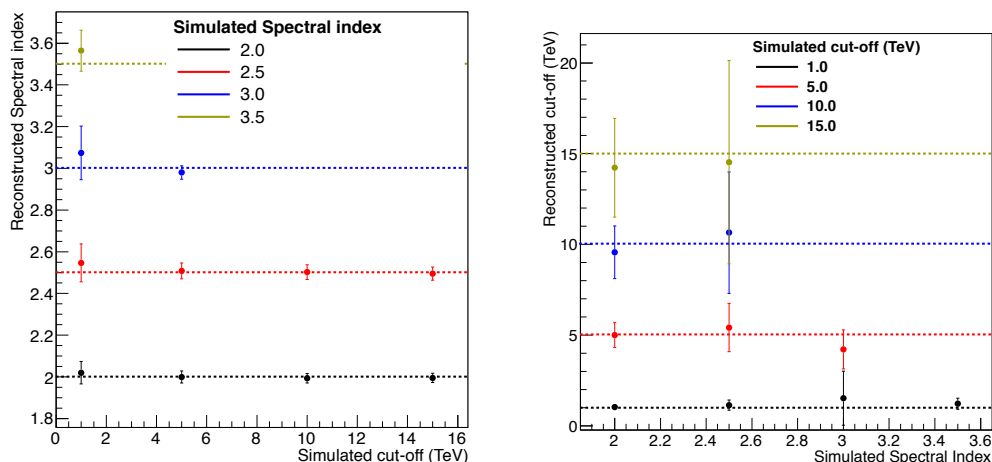


FIGURE 3.8 – *Reconstruction de spectres en loi de puissance avec coupure exponentielle pour une source avec un rapport signal sur bruit de 5. A gauche : reconstruction de l'indice spectral. A droite : reconstruction de l'énergie de coupure.*

La méthode de déconvolution spectrale présentée dans ce chapitre permet de reconstruire un spectre en énergie binné et corrigé des réponses instrumentales. Contrairement à la méthode de "forward-folding" couramment utilisée dans H.E.S.S., cette méthode ne fait pas d'hypothèse sur la forme intrinsèque du spectre, ce qui permet notamment de l'utiliser pour la recherche d'effets spectraux de second ordre. Pour cette raison, elle sera utilisée au chapitre 7 pour la recherche d'irrégularités spectrales dans le spectre de PKS 2155-304.

CHAPITRE 4

Processus physiques en astronomie gamma extragalactique

Sommaire

4.1 Emission et absorption de photons à très haute énergie . . .	41
4.1.1 Sources extragalactiques de photons à très haute énergie . . .	41
4.1.2 Diffusion Compton et processus subséquents	42
4.1.3 Absorption des photons à très haute énergie	46
4.2 Modèles d'émission électromagnétique des blazars	47
4.3 Interactions avec le fond de lumière extragalactique	51
4.3.1 Modèles pour le fond de lumière extragalactique	51
4.3.2 Absorption sur le fond de lumière extragalactique	54
4.3.3 Fond de lumière extragalactique et astronomie gamma	54

Le but de ce chapitre est de décrire et formaliser les processus physiques fondamentaux qui sont d'intérêt pour l'astronomie gamma extragalactique à des énergies de l'ordre du TeV. Ces processus sont présentés ici en deux parties, les processus à l'oeuvre au niveau des sources et les processus intervenant lors de la propagation entre la source et l'observateur.

4.1 Emission et absorption de photons à très haute énergie

Les sources de photons à très haute énergie sont capables d'accélérer des particules chargées jusqu'à de très hautes énergies (THE). Ces particules rayonnent ensuite en émettant en particulier des photons à très hautes énergies (GeV-TeV), mais également à des énergies plus faibles (radio, optique, rayons X). Dans cette section, les sources extragalactiques connues sont d'abord présentées, puis les principaux processus physiques pertinents pour l'émission de ces photons sont décrits dans cette section.

4.1.1 Sources extragalactiques de photons à très haute énergie

Les sources extragalactiques de photons de très hautes énergies actuellement détectées appartiennent à la classe des Noyaux Actifs de Galaxie (NAG). Les NAG, principalement au coeur de galaxies elliptiques géantes, sont constitués d'un trou

noir central supermassif dont les masses sont comprises entre 10^6 et 10^{10} fois la masse du soleil. Un disque d'accrétion se forme à partir des matériaux froids à proximité du trou noir supermassif. Dans certains cas l'énergie retirée du disque d'accrétion, de taille environ 0.1-1 pc, permet l'émergence de jets relativistes dans des directions opposées. Ces jets, dont la taille peut atteindre le kpc, se terminent en lobes visibles en radio lorsque l'énergie n'est plus suffisante pour confiner les particules. Seuls environ 1% des NAG présentant des jets relativistes.

Il est communément admis que des particules accélérées à très hautes énergies, qui permettent l'émission de photons à des énergies de l'ordre du TeV sont présentes dans les jets des NAG. Les jets des NAG seraient donc responsables de l'émission à très hautes énergies, collimatée dans l'axe des jets en raison de leur caractère relativiste. Ainsi, la majorité des sources extragalactiques détectées à très hautes énergies sont des blazars, c'est à dire des NAG dont les jets sont orientés en direction de l'observateur. Lorsque les jets ne sont pas alignés en direction de l'observateur, on parle plus généralement de radiogalaxie, en référence à l'émission étendue visible en radio des jets et des lobes. Les radiogalaxies les plus proches, comme Centaurus A [145] et M87 [146] sont également détectables à très hautes énergies.

4.1.2 Diffusion Compton et processus subséquents

On s'intéresse ici au rayonnement produit par un lepton, en général un électron ou un positron, accéléré à haute énergie γmc^2 caractérisée par son facteur de Lorentz γ avec m la masse du lepton. On parlera pour l'ensemble des processus liés à un lepton de processus leptoniques, par opposition aux processus hadroniques qui seront rapidement décrits à la fin de cette section. Le processus leptonique principal est la diffusion Compton d'un photon sur un lepton, les autres processus leptoniques décrits ici pouvant en effet s'interpréter comme étant des cas particuliers de diffusion Compton [147]. Par abus de langage, on parlera dans la suite d'électrons à la place de leptons, sans vouloir pour autant perdre en généralité, les processus décrits ci-dessous étant valables identiquement pour les électrons et les positrons.

• Diffusion Compton

La diffusion Compton est le nom donné à la diffusion d'un photon sur un électron. La figure 4.1 montre un schéma de cette diffusion dans le référentiel instantané de l'électron. θ' est l'angle de diffusion du photon sortant par rapport à la direction de propagation du photon entrant, définissant l'axe z' du système de coordonnées dans le référentiel de l'électron. Si on note respectivement ε'_1 et ε'_2 les énergies dans le référentiel de l'électron des photons entrants et sortants, la conservation du quadrivecteur énergie-impulsion donne la relation de cinématique [147] :

$$\varepsilon'_2 = \frac{\varepsilon'_1}{1 + \frac{\varepsilon'_1}{m}(1 - \cos \theta')} . \quad (4.1)$$

Pour revenir dans le référentiel du laboratoire, on utilise la transformation de Lorentz

inverse :

$$\varepsilon_2 = \gamma \varepsilon'_2 (1 - \beta \cos \theta') , \quad (4.2)$$

où on a supposé que les électrons sont relativistes ($\gamma \gg 1$).

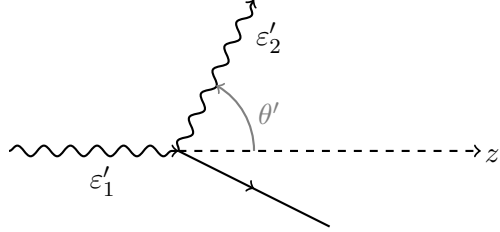


FIGURE 4.1 – Diffusion Compton dans le référentiel de l'électron.

Dans la limite où $\varepsilon'_1 \ll m$, appelé régime Thomson, on obtient le cas de la diffusion élastique, où $\varepsilon'_1 = \varepsilon'_2$ et l'énergie de l'électron est inchangée. Dans ce cas, la section efficace du processus s'écrit simplement $8\pi r_e^2/3$ où $r_e = e^2/mc^2$ est le rayon classique de l'électron.

Dans le cas général, il est nécessaire d'utiliser une description relativiste pour le calcul de la section efficace, ce qui peut être fait dans le cadre de l'électrodynamique quantique. Les deux diagrammes à l'ordre principal pour le processus sont résumés sur la figure 4.2, correspondant à l'absorption avant émission d'un photon par l'électron dans le premier cas, et à l'émission avant absorption dans le deuxième cas. Le calcul de ces deux diagrammes montre que la section efficace différentielle de diffusion dans l'angle solide $d\Omega'$ s'écrit [148] :

$$d\sigma_C = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\varepsilon'_2}{\varepsilon'_1} \right)^2 \left(\frac{(\varepsilon'_2 - \varepsilon'_1)^2}{\varepsilon'_1 \varepsilon'_2} + 4(\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2)^2 \right) d\Omega' d\varepsilon'_2 , \quad (4.3)$$

où $\vec{e}_1$ et $\vec{e}_2$ sont les vecteurs de polarisation du photon entrant et du photon sortant. La quantité $\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2$ est invariante de Lorentz. Afin de décrire un faisceau non polarisé, on moyenne sur les deux états entrants de polarisation $\vec{e}_1$ suivant x' et y' , toute polarisation linéaire étant décrite comme une combinaison linéaire de ces deux états. Le résultat final, indépendant de la polarisation du photon sortant est obtenu en sommant sur les deux états sortants de polarisation, et dépend donc de l'angle θ' [149] :

$$d\sigma_C = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\varepsilon'_2}{\varepsilon'_1} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon'_2}{\varepsilon'_1} + \frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2} - \sin^2 \theta' \right) d\Omega' d\varepsilon'_2 , \quad (4.4)$$

où il faut encore imposer la condition cinématique de l'équation 4.1.



FIGURE 4.2 – Diagrammes de Feynman pour le processus de diffusion Compton à l'ordre principal.

• Rayonnement synchrotron

L'émission synchrotron est un rayonnement émis par une particule chargée en mouvement dans un champ magnétique B . Dans le cadre de l'approche semi-classique de Weizsäcker-Williams [150, 151], le rayonnement synchrotron peut être interprété comme un cas particulier de diffusion Compton où le photon entrant est un quanta virtuel du champ magnétique [152]. Cette méthode, traitée en détail dans [153, 154] permet en particulier de retrouver le cas classique du rayonnement synchrotron dans le cas où le champ magnétique dans le référentiel de l'électron, γB est plus petit que le champ magnétique critique $B_{\text{cr}} = m^2/e = 4.4 \times 10^{13}$ G, au delà duquel un traitement quantique est nécessaire. Cette hypothèse sera toujours vérifiée dans la suite de cette étude.

Le flux de photons virtuels par unité de fréquence $d\omega$ et unité de surface dA est obtenu à partir du flux de Poynting dont on effectue une décomposition en fréquence dans le référentiel instantané de l'électron :

$$\frac{dN}{d\omega dA} = \frac{c}{\hbar\omega} |E_\omega|^2 = \frac{c}{4\pi^2 \hbar\omega} \left| \int E(t) e^{i\omega t} dt \right|^2. \quad (4.5)$$

L'équation 4.5 est appliquée dans le référentiel de l'électron où le champ électrique $E(t)$ est localement déterminé avec l'équation du mouvement classique de l'électron. La section efficace différentielle de diffusion Compton (voir éq. 4.3) est ensuite utilisée pour obtenir la puissance synchrotron rayonnée par unité d'énergie $d\varepsilon$ et unité d'angle solide $d\Omega$ dans une direction faisant un angle θ avec le vecteur vitesse de l'électron. Le cas classique est retrouvé en supposant que la diffusion Compton s'effectue dans le régime Thomson. Cette condition est en fait équivalente à la condition sur le champ magnétique présentée au paragraphe précédent. Dans un champ magnétique homogène et pour des électrons ultra-relativistes se déplaçant perpendiculairement au champ magnétique, cette puissance s'écrit alors [154] :

$$\frac{dP}{d\varepsilon d\Omega} = \frac{e^2}{3\pi^2 c} \left(\frac{\gamma m \varepsilon}{e B \hbar} \right)^2 \left(\frac{1 + \gamma^2 \theta^2}{\gamma^2} \right)^2 \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma^2 \theta^2}{1 + \gamma^2 \theta^2} K_{1/3}^2(\xi) \right], \quad (4.6)$$

où on a noté :

$$\xi = \frac{\gamma m \varepsilon}{3e B \hbar} \left(\theta^2 + \frac{1}{\gamma^2} \right)^{3/2}, \quad (4.7)$$

et $K_n(x)$ sont les fonctions de Bessel modifiées d'ordre n . Comme l'électron est ultra-relativiste, l'émission synchrotron vue du référentiel du laboratoire est concentrée dans un cône d'ouverture $\theta \sim 1/\gamma$. Dans l'équation 4.6, le premier terme en $K_{2/3}$ correspond à la puissance rayonnée dont la polarisation est dans le plan du mouvement de l'électron. Le second terme correspond à une polarisation orthogonale au plan du mouvement. Ces deux termes apparaissent lorsque l'équation 4.3 est sommée sur ces deux états de polarisation sortants. Lorsque ces deux termes sont séparément intégrés sur les angles solides accessibles et l'ensemble du spectre d'énergie

ε , la puissance rayonnée obtenue avec une polarisation parallèle au plan du mouvement de l'électron est 7 fois plus forte que la polarisation perpendiculaire [155]. Ceci montre que l'émission synchrotron est fortement (bien que partiellement) polarisée. Comme on le verra par la suite, cette forte polarisation sera un outil majeur pour étudier les champs magnétiques astrophysiques grâce au rayonnement synchrotron.

Dans le cas plus général d'un électron ayant un angle d'attaque α par rapport au champ magnétique, la puissance synchrotron rayonnée par unité d'énergie et intégrée sur les angles solides accessibles est donnée par [156] :

$$\frac{dP}{d\varepsilon} = \frac{\sqrt{3}e^3 B \hbar \sin \alpha}{mc^2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} \int_{\varepsilon/\varepsilon_c}^{\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi, \quad (4.8)$$

où on a défini $\varepsilon_c = (3eB\hbar\gamma^2/2mc) \sin \alpha$.

• Diffusion Compton inverse

Le processus appelé Compton inverse est un cas particulier de diffusion Compton dans le cas où l'électron est ultra-relativiste ($\gamma \gg 1$). Dans ce cas, comme on le voit sur la formule 4.2 de retour dans le référentiel du laboratoire, le photon repart avec une énergie multipliée par un facteur γ . Le spectre Compton de la diffusion d'une distribution isotrope de photons de densité $n(\varepsilon_1)$ ayant des énergies dans $d\varepsilon_1$ sur un électron ultra-relativiste est obtenu grâce à la formule 4.4 en moyennant sur les angles solide, en imposant la relation de cinématique 4.1 et en intégrant sur les angles d'attaque. En notant $q = \varepsilon_2/(4\varepsilon_1\gamma(\gamma mc^2 - \varepsilon_2))$, le spectre s'écrit dans le cas ultra-relativiste [157] :

$$\frac{dN_{\gamma,\varepsilon_1}}{dtd\varepsilon_2} = \frac{2\pi r_e^2 mc^3}{\gamma^2} \frac{n(\varepsilon_1)d\varepsilon_1}{\varepsilon_1} \left[2q \ln q + (1+2q)(1-q) + \frac{(4\varepsilon_1\gamma q)^2}{2mc^2(mc^2 + 4\varepsilon_1\gamma q)}(1-q) \right]. \quad (4.9)$$

En raison de la cinématique imposée par les relations 4.1 et 4.2, l'énergie des photons diffusés est bornée par :

$$\varepsilon_1 \leq \varepsilon_2 \leq \frac{4\gamma^2\varepsilon_1}{mc^2 + 4\gamma\varepsilon_1}. \quad (4.10)$$

Comme on a environ $\varepsilon_2 \sim \gamma\varepsilon_1$, le processus de Compton inverse est capable de produire des photons de très hautes énergies à partir de photons beaucoup moins énergétiques. Bien que ce mode de production soit vraisemblablement le principal mode de production de photons de très hautes énergies pour les blazars, il existe cependant deux autres modes de production de photons de haute énergies : le rayonnement de freinage, d'origine leptonique, et la voie hadronique.

• Rayonnement de freinage

Un électron passant dans le champ électrique coulombien d'un noyau atomique est ralenti et dévié par la répulsion des charges. Cette décélération est associée à l'émission d'un rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung* en allemand). La section

efficace de ce procédé est calculable en électrodynamique quantique avec les mêmes diagrammes que ceux de la figure 4.2 où le photon entrant est un photon virtuel échangé. Il est donc possible de traiter de manière semi-classique le rayonnement de freinage comme le rayonnement synchrotron, en l'interprétant comme un cas particulier de diffusion Compton. Dans ce cas, le photon entrant est un quanta virtuel du champ électrique du noyau. Cette étude a notamment été faite en détail dans [147].

Le rayonnement de freinage est d'une importance secondaire pour l'étude des blazars, car les plasmas dans les jets ne sont pas assez denses pour que ce processus soit efficace [158]. Il est ainsi notamment dominé par les autres modes de production que sont le Compton inverse ou les processus hadroniques. En revanche, il intervient dans le développement des gerbes atmosphériques, et est responsable de l'émission de photons de haute énergie par les particules chargées de la gerbe dans l'atmosphère.

• Désintégration de hadrons

Le principal processus d'origine hadronique, c'est à dire se produisant lorsque les particules accélérées sont des hadrons, est la désintégration de pions. Les pions sont produits lors des collisions inélastiques de hadrons via les réactions suivantes dans le cas de protons [159] :

$$p + p \rightarrow p + p + k\pi^0 + l(\pi^+ + \pi^-) \quad (4.11)$$

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ + k\pi^0 + l(\pi^+ + \pi^-) \quad (4.12)$$

$$p + p \rightarrow n + n + 2\pi^+ + k\pi^0 + l(\pi^+ + \pi^-) , \quad (4.13)$$

où k et l sont des nombres entiers. Le π^0 a un temps de vie de 8.5×10^{-17} s [160] et se désintègre en 2 photons à 98.8%. Il est donc un mode efficace de production de photons de très hautes énergies. En revanche, les pions chargés ne se désintègrent généralement pas en émettant de photons (moins de 10^{-4}) mais produisent des électrons énergétiques qui peuvent à leur tour rayonner grâce aux processus décrits précédemment. On parle alors d'électrons secondaires. Les processus hadroniques sont envisagés dans certains modèles d'émission de blazar, par exemple [161, 162], mais ne seront pas considérés dans la suite de ce travail. Ils interviennent également lors du développement de gerbes atmosphériques de rayons cosmiques initiées par des hadrons.

4.1.3 Absorption des photons à très haute énergie

Lorsque leur énergie est suffisamment importante, les photons peuvent être absorbés par un photon d'un fond diffus en produisant une paire électrons/positrons. La figure 4.3 montre un schéma de la réaction d'absorption des photons au TeV sur un photon diffus, $\gamma_{\text{TeV}} + \gamma_{\text{diffus}} \rightarrow e^+ + e^-$. En notant respectivement E_γ et ε les énergies du photon à haute énergie et du photon diffus, l'énergie dans le centre de masse au carré est :

$$s = 2E_\gamma\varepsilon(1 - \cos\theta) , \quad (4.14)$$

ce qui montre que pour $\varepsilon \sim 1$ eV¹, l'énergie du photon à haute énergie doit être au minimum de 260 GeV pour pouvoir créer une paire électron-positron. La section efficace de ce procédé est calculable de façon analogue à la section efficace de diffusion Compton. Ainsi, la section efficace totale s'écrit [163] :

$$\sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, \varepsilon, \theta) = \frac{\pi r_e^2}{2} (1 - \beta^2) \left[2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \log \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right] , \quad (4.15)$$

où on a noté

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{2m^2 c^4}{E_\gamma \varepsilon (1 - \cos \theta)}} . \quad (4.16)$$

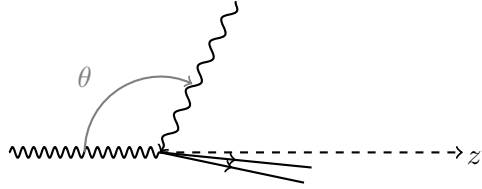


FIGURE 4.3 – Absorption de photons au TeV par processus de création de paires

En définissant $n(\varepsilon, l)$ la densité de photons cibles à une distance l sur le chemin, la fraction de la densité de photons cibles provenant d'une direction entre θ et $\theta + d\theta$ par rapport à la direction de propagation est $n(\varepsilon, l) \frac{1}{2} \sin \theta d\theta$. Le nombre d'interactions par unité de longueur est donc [98] :

$$\frac{d\tau}{dl} = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} (1 - \cos \theta) \frac{\sin \theta}{2} n(\varepsilon, l) \sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, \varepsilon, \theta) d\varepsilon d\theta , \quad (4.17)$$

où la borne inférieure de l'intégrale sur l'énergie des photons cibles est déterminée par l'énergie minimale requise pour le processus, obtenue d'après l'équation 4.14 :

$$\varepsilon_{\min}(E_\gamma) = \frac{2m^2 c^4}{E_\gamma (1 - \cos \theta)} . \quad (4.18)$$

Ce processus d'absorption de photons est notamment important pour l'étude de la propagation dans le milieu intergalactique où le fond de lumière, piqué en optique, est responsable de l'absorption des photons à THE émis par des sources extragalactiques. Il sera étudié en détail dans ce contexte particulier à la section 4.3.

4.2 Modèles d'émission électromagnétique des blazars

Dans cette section, le modèle d'émission des blazars le plus simple est présenté. Il s'agit du modèle de Synchrotron Auto-Compton. Ce modèle, décrit en détail

1. Le fond diffus qui sera considéré dans la suite pour la propagation de photons de THE dans le milieu intergalactique est notamment piqué autour de cette valeur.

dans [164], permet de rendre compte de l'émission multi-longueurs d'onde de l'objet de type BL Lac PKS 0301-243, dont l'analyse sera présentée au chapitre 5 à. Les objets de type BL Lac sont des blazars dont les spectres en optique sont réguliers, sans lignes d'émission. Les observations en radio avec des interféromètres à grande échelle permettant de sonder la structure des jets des radio-galaxies montrent la présence d'inhomogénéités et de sur-densités ou de grumeaux de matière à certains endroits du jet (voir [165] pour une revue). Ces sur-densités sont modélisés ici par une boule d'électrons relativistes de rayon R_b qui se déplace le long du jet. Les mouvements supra-luminiques apparents de certaines de ces sur-densités montrent que ces mouvements sont relativistes [166]. L'émission électromagnétique est donc focalisée dans la direction du jet (la direction de propagation). En notant Γ le facteur de Lorentz du grumeau d'électrons et θ l'angle entre la direction d'observation et l'axe du jet, on définit le facteur Doppler δ :

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)} . \quad (4.19)$$

δ est un paramètre libre du modèle. Pour déterminer les spectres de photons rayonnés par le grumeau d'électrons, on se place dans le référentiel du jet, où l'émission est isotrope. Pour revenir dans le référentiel de l'observateur, on utilise les transformations de Lorentz $E_{\text{obs}} = \delta E_{\text{jet}}$. Un degré de liberté du modèle est le spectre d'électrons. Il est représenté par la distribution de densité d'électrons $N_e(\gamma)$ en fonction du facteur de Lorentz γ , borné entre γ_{min} et γ_{max} . Dans le modèle, on choisit arbitrairement $\gamma_{\text{min}} = 1$ mais laisse libre γ_{max} .

Le jet est un milieu magnétisé dont les champs magnétiques, estimés grâce à des observations multi-fréquences en radio, sont de l'ordre de quelques mG à une dizaine de parsecs de la base du jet [167, 168]. Le champ magnétique dans le grumeau B est également un paramètre libre du modèle. Dans ce champ magnétique, les électrons émettent un rayonnement synchrotron (voir section 4.1.2) dont la puissance émise $P_\gamma(\varepsilon)$ est calculable grâce à la formule 4.8 en moyennant sur les angles d'attaque :

$$j_s(\varepsilon) = \frac{1}{4\pi} \int_{\gamma_{\text{min}}}^{\gamma_{\text{max}}} N_e(\gamma) P_\gamma(\varepsilon) d\gamma . \quad (4.20)$$

Dans la suite, l'approximation numérique pour $P_\gamma(\varepsilon)$ introduite dans [164] est utilisée. Le rayonnement synchrotron émis peut être réabsorbé par les électrons s'il n'est pas trop énergétique. Le milieu apparaît alors absorbant avec une profondeur optique $\tau = 2R_b k_s(\omega)$ avec le coefficient d'absorption calculé d'après [156] :

$$k_s(\varepsilon) = -\frac{\pi \hbar^2}{2m\varepsilon^2} \int_{\gamma_{\text{min}}}^{\gamma_{\text{max}}} \gamma^2 \frac{d}{d\gamma} \left[\frac{N_e(\gamma)}{\gamma^2} \right] P_\gamma(\varepsilon) d\gamma . \quad (4.21)$$

Le flux de puissance par unité d'énergie $I_s(\varepsilon)$ émis à la sortie du grumeau est finalement obtenu grâce à l'équation de transfert [169, 170] :

$$I_s(\varepsilon) = \frac{j_s(\varepsilon)}{k_s(\varepsilon)} \left(1 - \frac{2}{\tau^2} [1 - e^{-\tau}(\tau + 1)] \right) . \quad (4.22)$$

Pour déterminer le flux de puissance en direction de l'observateur, il faut corriger de la distance de luminosité d_L^2 de la source vue de l'observateur, située à un décalage vers le rouge z . De plus, il faut également revenir au référentiel de l'observateur en appliquant la transformation de Lorentz sur la fréquence et le flux total. Ainsi, ce flux s'écrit [164] :

$$F_s(\omega) = \pi \frac{R_b^2}{d_L^2} \delta^3 (1+z) I_s \left(\frac{1+z}{\delta} \varepsilon \right) . \quad (4.23)$$

Selon les paramètres choisis pour le modèle, le rayonnement synchrotron produit dans les jets des blazars se distribue sur des fréquences allant de la radio aux rayons X. Pour expliquer l'émission à THE, on a recours au processus Compton inverse présenté à la section 4.1.2. Ce processus requiert néanmoins la présence d'un champ de photons cibles qui se font diffuser à très hautes énergies par les électrons relativistes. Ce champ de photons cibles peut être apporté par un système externe (le fond diffus cosmologique, le rayonnement du disque d'accrétion du NAG ou de sa galaxie hôte par exemple). Dans le cas du modèle Synchrotron Auto-Compton, le plus courant pour modéliser l'émission des objets de type BL Lac, le champ de photons cibles est le résultat du rayonnement synchrotron produit par les mêmes électrons. Le modèle, présenté par [171] suppose que le rayonnement synchrotron est homogène dans le grumeau, modulé d'un facteur de correction de 3/4 [172] pour tenir compte des inhomogénéités, la densité de photons synchrotron décroissant aux bords du grumeau. Cette densité spectrale de photons s'exprime avec les notations précédentes :

$$n(\varepsilon_1) = 0.75 \frac{4\pi m c^2}{h c \varepsilon_1} \frac{j_s(\varepsilon_1)}{k_s(\varepsilon_1)} \left(1 - e^{-\tau/2} \right) . \quad (4.24)$$

Partant de cette densité spectrale homogène de photons, l'équation 4.9, qui donne le spectre Compton d'un électron pour une énergie de photons donnée, permet d'exprimer le spectre Compton de la puissance rayonnée par la population d'électrons diffusant les photons du synchrotron :

$$j_c(\varepsilon_2) = \frac{h}{4\pi} \varepsilon_2 \iint n(\varepsilon_1) N_e(\gamma) \frac{dN_{\gamma, \varepsilon_1}}{d\varepsilon_2 d\varepsilon_1} d\varepsilon_1 d\gamma . \quad (4.25)$$

Enfin, les photons de THE peuvent également être absorbés par processus de création de paires électron-positron sur des photons d'énergie plus faibles, dans ce cas les photons du rayonnement synchrotron. Le calcul de la profondeur optique des photons de très hautes énergies est détaillé dans la section 4.1.3. En utilisant la densité spectrale de photons synchrotrons obtenue grâce à la solution de l'équation de transfert (4.24), une bonne approximation pour la profondeur optique en supposant une géométrie sphérique est [173] :

$$\tau(\varepsilon_2) \simeq 0.2 \sigma_T \frac{m c^2}{\varepsilon_2} n(m^2 c^4 / \varepsilon_2) R_b . \quad (4.26)$$

2. La distance luminosité est justement définie à partir de la relation entre luminosité et flux. Elle est calculable en fonction du modèle cosmologique supposé.

Le flux de puissance en direction de l'observateur est alors déterminé en utilisant les mêmes formules 4.22 et 4.23 que dans le cas du synchrotron.

Un exemple de spectre multi-longueurs d'onde pour une source à un décalage vers le rouge de 0.1 produit par un modèle SAC est montré sur la figure 4.4. Ce modèle a été produit avec des paramètres représentatif de ce qui est utilisé pour modéliser l'émission multi-longueurs d'onde des objets de type BL Lac : $B = 10$ mG, $\delta = 30$, $R_b = 10^{16}$ cm et un spectre d'électrons de densité totale de 5000 électrons par cm^{-3} suivant une loi de puissance brisée entre $\gamma = 1$ et $\gamma = 10^5$ dont les indices sont 2 et 3 respectivement avant et après la coupure à $\gamma_b = 10^4$. Il montre une structure en double bosses où la première composante, à basse énergie, est due au rayonnement synchrotron, et la deuxième composante, à haute énergie, est due au processus d'inverse Compton de la population d'électrons sur le rayonnement synchrotron produit par les mêmes électrons.

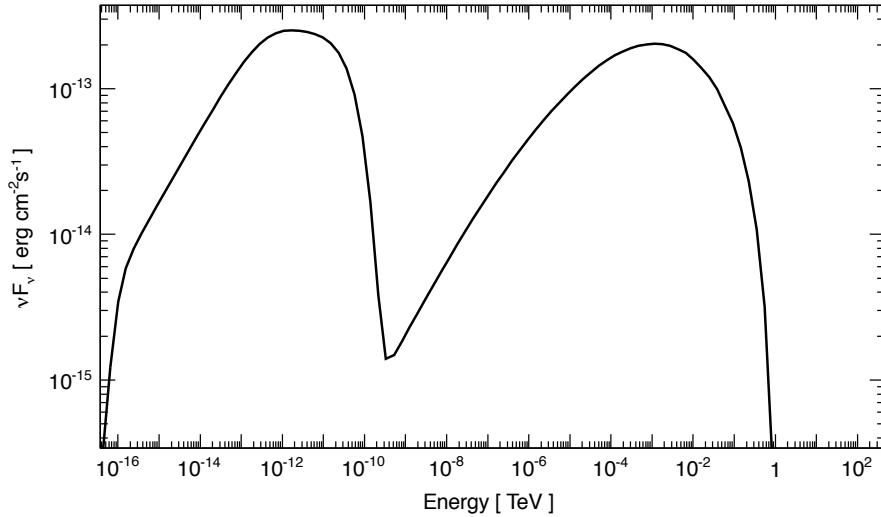


FIGURE 4.4 – *Exemple de spectre multi-longueurs d'onde produit par un modèle SAC (voir texte pour plus de détails).*

Le modèle de type SAC est adapté pour la description du spectre multi-longueurs d'onde de certains objets de type BL Lac lorsque l'émission multi-longueurs d'onde est stable dans le temps. Des observations de ces objets montrent que l'émission peut apparaître intrinsèquement variable sur l'ensemble du spectre de l'infrarouge aux THE. Le modèle SAC avec une simple distribution d'électrons fixe dans le temps ne permet pas de modéliser cette variabilité. En revanche, si les processus d'émission dans la source suivent ce genre de modèle, alors l'émission à différentes énergies provenant de la même population d'électrons relativistes doit être corrélée. Au chapitre 5, une étude temporelle de l'émission multi-longueurs d'onde de l'objet de type BL Lac PKS 0301-243 sera présentée. En particulier, des corrélations temporelles entre différentes gammes d'énergie seront recherchées afin de tester la pertinence du

modèle SAC pour cet objet.

4.3 Interactions avec le fond de lumière extragalactique

Lors de leur propagation de la source à l'observateur, les photons de THE peuvent être absorbés dans le milieu intergalactique lors de la réaction avec un photon diffus pour émettre des paires d'électrons et positrons [98]. De la même façon que la coupure GZK pour les rayons cosmiques d'ultra hautes énergies (10^{20} eV) [174, 175], cet effet se produit lorsque l'énergie dans le centre de masse du système formé par les deux photons est suffisamment grande pour créer une paire électron-positrons. Typiquement, pour des photons cibles en optique, cette coupure se trouve autour du TeV [176]. L'astronomie gamma au TeV, en observant cette coupure, est donc un outil de premier plan pour l'étude de la lumière diffuse dans le milieu intergalactique.

4.3.1 Modèles pour le fond de lumière extragalactique

Le milieu intergalactique est baigné par des rayonnements de fond diffus. Le plus connu d'entre eux est certainement le fond diffus cosmologique, en micro-ondes, [177] qui est la lumière émise depuis la surface de dernière diffusion, à un décalage vers le rouge de 1100. Du point de vue des interactions avec l'astrophysique des hautes énergies, le fond diffus cosmologique est notamment responsable de la coupure GZK sur les rayons cosmiques d'ultra-hautes énergies. En revanche, l'énergie des photons se propageant dans le fond diffus doit être d'au moins plusieurs milliers de TeV pour qu'ils puissent être absorbés par le fond diffus cosmologique, ce qui est hors d'atteinte pour des gammas observés avec H.E.S.S. Des fonds diffus plus énergétiques peuvent néanmoins altérer la propagation des photons à THE des sources extragalactiques [178, 179, 180]. Pour des rayons gammas autour du TeV, les longueurs d'onde des fonds diffus impliqués dans le processus de création de paires vont de l'infrarouge proche à l'ultraviolet. Le fond diffus extragalactique dans cette gamme d'énergie est appelé fond de lumière extragalactique (FLE). Comme montré sur la figure 4.5, le FLE est beaucoup moins intense que le fond diffus cosmologique.

Etant beaucoup moins intense que le fond diffus cosmologique, le FLE à $z = 0$ est également beaucoup plus difficile à mesurer. En effet, les mesures en optique sont rendues quasiment impossibles par la présence de la lumière zodiacale, qui est plus intense que le FLE de plusieurs ordres de grandeur [181]. Une solution possible est alors de mesurer la lumière émise par toutes les galaxies pour en déduire une limite inférieure sur le niveau du FLE. Comme il est très difficile de mesurer directement le FLE, des modèles ont été développés pour estimer sa densité spectrale et son évolution avec le décalage vers le rouge.

La nature et l'origine du fond diffus de lumière sont fondamentalement différents du fond diffus cosmologique. Alors que le fond diffus cosmologique est émis à $z \sim 1100$ avec un spectre de corps noir puis simplement dilué et décalé vers le rouge par l'expansion de l'univers, le FLE constitue la somme de l'émission de lumière de toutes les étoiles depuis la formation des premières structures. De plus une partie de

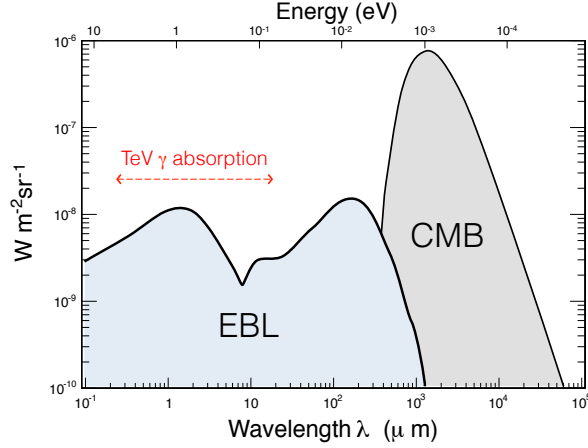


FIGURE 4.5 – *Intensité des différents rayonnements de fond en fonction de leur longueur d'onde. Le fond de lumière extragalactique est représenté en bleu. Le fond diffus cosmologique est représenté en gris.*

ce fond diffus de lumière est absorbée par les poussières interstellaires qui ré-émettent dans l'infrarouge, formant ainsi la bosse en infrarouge du fond diffus présenté sur la figure 4.5. La modélisation du FLE et de son évolution avec le décalage vers le rouge est donc complexe et fait intervenir différents ingrédients, qui présentent eux mêmes de grandes incertitudes, comme par exemple le taux de formation d'étoiles. Les modèles sont généralement classés en trois catégories, selon la méthodologie employée.

Les modèles dits d'évolution directe suivent l'histoire de l'univers depuis la formation des structures jusqu'à aujourd'hui. Les populations de galaxies sont estimées par des modèles semi-analytiques basés sur des simulations de formation de structure. Pour les galaxies isolées, leur émission est obtenue en supposant des modèles pour la distribution de masse des étoiles ainsi que le taux de formation des étoiles. Dans le cas de fusion de galaxies, il faut également modéliser les événements de naissance des étoiles catalysés par la fusion, ce qui peut être fait grâce à des simulations hydrodynamiques de fusion de galaxies. De plus, dans les galaxies les plus massives, la formation de jets au niveau des trous noirs super-massifs centraux ralentit le processus de formation d'étoiles, ce qui doit être également pris en compte. Finalement, l'émission des étoiles doit également être corrigée de l'absorption et ré-émission sur les poussières inter-stellaires, requérant l'utilisation de modèles supplémentaires. Les modèles d'évolution directe sont donc fondés sur de nombreux ingrédients, parfois incertains, ce qui se traduit par une grande incertitude sur le résultat final. Les modèles appartenant à cette catégorie sont par exemple [182, 183, 184] et peuvent varier de plus d'un facteur deux selon le modèle. Ils ont cependant l'avantage de présenter des recettes effectives dont les paramètres peuvent être adaptés, par exemple de façon à produire un modèle de limite inférieure ajusté sur les mesures de comptage de galaxie [185], ou encore pour s'adapter au cas de modèles cosmologiques

différents [186].

Les modèles dits d'évolution inversée [187, 188, 189] essaient de se passer de certaines modélisations utilisées dans les modèles d'évolution directe en utilisant des mesures des luminosités de galaxies locales. L'idée est d'extrapoler ces observations locales au passé de l'univers pour simuler l'évolution de la densité de FLE au cours du temps. Pour effectuer ces extrapolations dans le passé, des prescriptions sont utilisées qui diffèrent selon le type de galaxie et la bande en longueurs d'onde considérée. Ces modèles, en utilisant des mesures locales, se fondent plus sur les observations que les modèles d'évolution directe.

Une troisième possibilité [190, 191, 192, 193] est de calculer le FLE à partir du taux de formation d'étoiles estimé empiriquement à différents décalage vers le rouges. Ces mesures peuvent être des grands relevés de galaxies ou des sondages de marqueurs des compositions chimiques, comme les différentes raies Lyman α . Le fond diffus est obtenu grâce à des modèles d'émission dépendant de différents paramètres tels que la distribution de masse des étoiles où la composition chimique, obtenus par les observations. Comme pour les autres modèles, cette émission est corrigée de l'absorption sur la poussière interstellaire avec des modèles d'évolution des poussières dans les galaxies.

La figure 4.6 montre le flux de puissance pour différents modèles du FLE. Le modèle Kneiske et al. 2010 [185] est un modèle d'évolution directe pour lequel les paramètres de certains ingrédients présentant de grandes incertitudes, comme par exemple le taux de formation des étoiles, sont ajustés de façon à ce que le modèle reproduise les estimations minimales obtenues à partir du comptage des galaxies. Ce dernier modèle est donc considéré comme un modèle minimal.

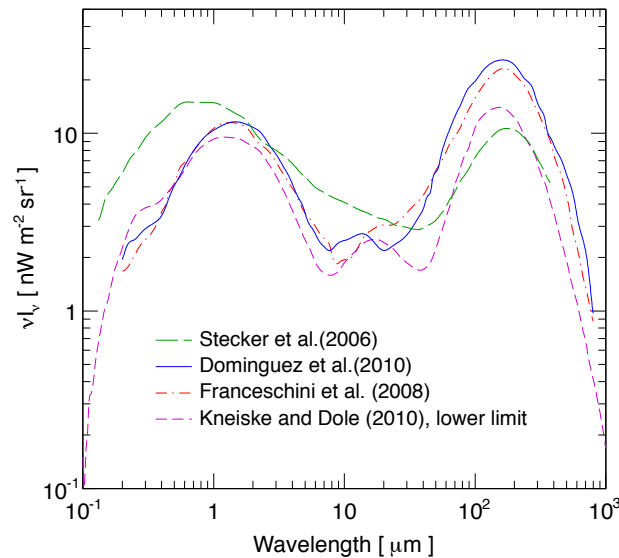


FIGURE 4.6 – Flux de puissance du FLE et du fond diffus infrarouge pour quatre modèles différents.

4.3.2 Absorption sur le fond de lumière extragalactique

Les photons de THE émis par les sources extragalactiques sont donc absorbés dans le milieu intergalactique par le FLE. Pour obtenir la profondeur optique d'une source située à des distances cosmologiques, l'intégrale sur le chemin de l'équation 4.17 doit être faite en prenant en compte la cosmologie qui va déterminer la distance vue par les photons (la distance co-mobile). Dans cette étude, le modèle cosmologique standard est utilisé. Ce modèle est décrit par la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker qui est une solution des équations d'Einstein pour un univers homogène et isotrope. Dans le modèle cosmologique standard dont les paramètres ont été mesurés récemment par *Planck* [18], l'univers est plat avec des densités relatives en baryons $\Omega_b = 0.04893 \pm 0.00062$ et en matière noire froide $\Omega_c = 0.2661 \pm 0.0060$ pour une densité totale de matière $\Omega_m = 0.315 \pm 0.017$. La composante la plus importante est apportée par l'énergie noire avec une densité $\Omega_\Lambda = 0.685 \pm 0.017$. La constante de Hubble est $H_0 = 67.3 \pm 1.2 \text{ km.s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$. Ces paramètres cosmologiques sont adoptés dans toute la suite de ce manuscrit. La distance depuis l'observateur est caractérisée par le décalage vers le rouge z où la relation entre décalage vers le rouge et distance co-mobile est donnée en fonction des paramètres de la cosmologie :

$$\frac{dl}{dz} = \frac{c}{H_0} \frac{1}{\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} . \quad (4.27)$$

Pour calculer la probabilité d'interaction à un décalage vers le rouge z , l'énergie du photon de la source doit être corrigée du décalage vers le rouge. L'évolution de la densité de photons cibles en fonction du décalage vers le rouge est donnée par les modèles discutés au paragraphe précédent. La profondeur optique d'une source située à un décalage vers le rouge z_s s'exprime ainsi :

$$\tau(E_\gamma, z_s) = \int_0^{z_s} \int_{-1}^1 \int_{\varepsilon_{\min}(E_\gamma(1+z))}^\infty \frac{dl}{dz} \frac{1 - \cos \theta}{2} n(\varepsilon, z) \sigma_{\gamma\gamma}[E_\gamma(1+z), \varepsilon, \theta] d\varepsilon d \cos \theta dz . \quad (4.28)$$

La figure 4.7 montre un exemple d'atténuation due à l'absorption sur le FLE en reprenant les modèles de [189] et [185] et pour deux exemples de décalage vers le rouge.

4.3.3 Fond de lumière extragalactique et astronomie gamma

Pour l'astronomie gamma, le premier pic du FLE, aux longueurs d'onde en optique et proche infrarouge est celui qui compte pour l'absorption des photons au TeV. Les observations de sources extragalactiques au TeV sont donc sensibles à ce premier pic en optique. L'obstacle majeur à l'étude du FLE avec les données au TeV est le fait que le spectre intrinsèque de la source n'est pas connu. Il est donc à priori difficile de mesurer directement l'atténuation à partir des données observées. Pour contraindre l'absorption des photons au TeV et donc les modèles de FLE, une solution est de faire des hypothèses justifiées sur le spectre intrinsèque de la source.

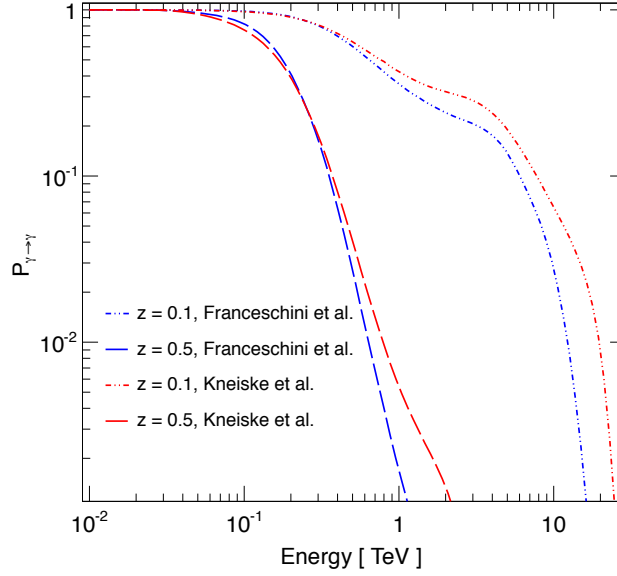


FIGURE 4.7 – Atténuation des flux de photons sur le FLE pour deux modèles [189, 185] et deux valeurs de décalage vers le rouge.

L'exemple classique d'hypothèse est la pente minimale que doit avoir le spectre intrinsèque [194, 195, 196]. En effet, les modèles d'accélération de particules dans les sources peuvent difficilement reproduire des spectres en rayons gammas au TeV avec un indice spectral plus petit que 1.5 [197]. En supposant une valeur minimale pour l'indice spectral, on peut en déduire une limite supérieure sur le niveau d'atténuation, et donc sur la densité de FLE. Un raffinement de cette technique est de supposer que le spectre intrinsèque au TeV ne peut pas être plus dur que le spectre au GeV [194]. En mesurant le spectre au GeV, non-absorbé par le FLE, il est donc là encore possible de déterminer une limite supérieure au FLE. Cette technique sera utilisée au chapitre 5 pour donner une contrainte sur l'atténuation avec les données du NAG PKS 0301-243. Il est possible enfin d'étudier l'évolution des différences entre indices spectraux au TeV et au GeV en fonction du décalage vers le rouge [198]. En raison de l'absorption sur le FLE, cette différence d'indices spectraux évolue au premier ordre linéairement avec le décalage vers le rouge [198, 199]. Dans une étude récente avec cette méthode, l'effet de l'absorption sur le FLE a pu être identifiée avec une significativité de 8σ [200].

Une autre technique consiste à rechercher la présence d'une signature spectrale particulière à l'absorption sur le FLE. Cette signature se présente sous la forme d'une légère modulation dans le spectre, visible dans l'évolution de l'atténuation en fonction de l'énergie montrée sur la figure 4.7. Elle est due à la structure en bosse en fonction de l'énergie du FLE [201, 202]. La recherche de cette signature dans les données de Fermi et H.E.S.S. a permis d'effectuer une première mesure du FLE à des niveaux entre 1 et 1.3 fois le modèle de [189] selon la gamme en décalage vers le

rouge [107, 108]. L'incertitude statistique associée à cette mesure demeure grande car la signature est présente à des énergies affectées par une profondeur optique entre 1 et 2, et où les flux sont donc déjà significativement atténués.

Comme expliqué au chapitre 1, de nombreuses observations au TeV sont venues montrer que le FLE semblait moins dense que prévu par les modèles, notamment car la correction des indices spectraux par l'absorption prévue par les modèles donnait des indices spectraux trop durs pour être en accord avec les modèles d'accélération de particules dans les sources. Différentes propositions de scénarios, astrophysiques [203, 204, 205] ou exotiques [206, 101] ont été avancées pour résoudre cette contradiction. L'une d'entre elle est un scénario où le mélange entre photons et PTA (voir chapitre 1) rend le faisceau partiellement invisible au FLE [101, 102]. La contradiction a été en apparence résolue en revoyant les modèles de FLE à la baisse, la densité des modèles ayant été divisée par deux en moyenne entre 2000 et 2010. Pourtant de nouvelles observations de NAG au TeV toujours plus lointains relance le débat [207, 208]. Ces observations seront discutées au chapitre 6. Dans cette optique, l'application du scénario de transparence anormale de l'univers dû aux PTA sera présentée et discutée au chapitre 10. En particulier, une nouvelle signature sera proposée pour tester si ce scénario est bien à l'oeuvre.

CHAPITRE 5

Observations du blazar PKS 0301-243

Sommaire

5.1 Observations multi-longueurs d'onde de PKS 0301-243 . . .	57
5.1.1 Observations à très hautes énergies avec H.E.S.S.	58
5.1.2 Observations à hautes énergies avec <i>Fermi</i> /LAT	60
5.1.3 Observations en rayons X avec <i>Swift</i> /XRT	62
5.1.4 Observations en optique avec <i>Swift</i> /UVOT	64
5.1.5 Observations en optique avec ATOM	65
5.2 Analyse temporelle de l'émission de PKS 0301-243	66
5.2.1 Etude de la variabilité par gamme d'énergie	67
5.2.2 Etude des corrélations multi-longueurs d'onde	68
5.3 Modélisation de l'émission multi-longueurs d'onde de PKS 0301-243	70
5.4 Contraintes sur le fond diffus de lumière	75

De part leur puissante émission à travers tout le spectre électromagnétique jusqu'aux très hautes énergies par les mécanismes présentés au chapitre précédent, les blazars sont une cible privilégiée pour la recherche de physique exotique comme expliqué au chapitre 1. Ce chapitre porte sur l'étude d'un de ces objets en particulier, PKS 0301-243 [209], qui a été observé par H.E.S.S. mais aussi dans d'autres longueurs d'onde. Ce blazar est un objet de type BL Lac (voir chapitre 4 situé à un décalage vers le rouge de 0.266 [210] et classifié comme HBL (High-energy peaked BL Lac) [211], c'est à dire pour lequel le pic de l'émission synchrotron (voir chapitre 4) est situé au delà de l'optique [212, 213, 214]. La plupart des noyaux actifs de galaxie (NAG) détectés à très hautes énergies appartiennent à cette catégorie. Les résultats présentés dans ce chapitre ont été publiés dans la revue *Astronomy and Astrophysics* [215].

5.1 Observations multi-longueurs d'onde de PKS 0301-243

Cette section présente les données disponibles à différentes longueurs d'onde qui ont été analysées pour cette étude.

5.1.1 Observations à très hautes énergies avec H.E.S.S.

PKS 0301-243 a été observé par H.E.S.S. entre août 2009 et décembre 2011 pour un temps d'observation total de 58.5 h. Ces données ont été prises dans une gamme d'angles zénithaux comprise entre 0° et 20° , ce qui assure un seuil en énergie minimal. Le décalage vers le rouge de PKS 0301-243 étant relativement élevé pour un objet à très hautes énergies ($z = 0.266$), l'émission au TeV est fortement absorbée par création de paires sur le FLE (voir chapitre 4), le flux à 1 TeV étant absorbé à environ 95%. Dans ce cadre, un faible seuil en énergie est important pour pouvoir détecter l'objet et avoir une bonne reconstruction du spectre en énergie. Les données ont été prises en mode *wobble* (voir chapitre 2) avec un pointé décalé de 0.5° par rapport à la position nominale de PKS 0301-243, ce qui permet d'évaluer simultanément le signal et le fond. Les données ont été analysées en utilisant la méthode *model* (voir chapitre 2). L'analyse a été confirmée en utilisant une méthode de reconstruction par analyse multivariée basée sur la méthode *Hillas* et la méthode *Model 3D* (voir chapitre 2).

L'analyse a été effectuée en utilisant des coupures dites standard (voir [125] pour une définition de ces coupures) qui permettent de supprimer efficacement le fond hadronique. Dans la région dite "ON", un cercle de rayon 0.1° centrée sur la position de la source mesurée en infrarouge, 900 candidats γ sont observés. Le fond est estimé run par run dans des régions de contrôle dites "OFF" situées au même décalage de pointé de 0.5° par rapport au centre de la caméra que pour la zone "ON", comme expliqué au chapitre 2. Pour avoir une bonne estimation du fond, la taille de la région "OFF" est prise dans cette analyse 12 fois plus grande que la région "ON". Dans la région "OFF", 7683 candidats γ sont observés. Ceci correspond donc à un excès de 264 candidats γ dans la région "ON", pour une significativité de 9.4σ calculée avec la formule 17 de [138], couramment utilisée en astronomie gamma.

La distribution angulaire centrée sur la position de la source du nombre de candidats γ est montrée sur la figure 5.1. Un excès significatif est bien observé dans la zone "ON" de 0.1° centrée sur la position de la source. Malgré un léger excès de candidats γ dans un secteur angulaire compris entre 0.1° et 0.15° autour de la source, la distribution des événements est compatible avec la fonction d'étalement d'un point (FEP). Dans le cadre de cette analyse, la FEP attendue par simulations Monte-Carlo a un rayon angulaire contenant 68% de l'excès de 0.06° contre 0.22° pour 99% de l'excès. La carte d'excès de candidats γ en unités de coups par arcmin² est montrée sur la figure 5.2. La carte est lissée par la FEP obtenue par simulations Monte-Carlo, qui est également montrée dans l'encadré de la figure. Un ajustement de la carte non lissée avec la FEP donne comme position pour l'excès de candidats γ $\alpha_{J2000} = 03^h03^m23^s49 \pm 1^s19_{\text{stat}} \pm 1^s30_{\text{syst}}$, $\delta_{J2000} = -24^\circ07'35''86 \pm 15''35_{\text{stat}} \pm 19''50_{\text{syst}}$. Cette position, montrée par l'étoile sur la figure 5.2, est en accord avec la position mesurée en infrarouge [216] de $\alpha_{J2000} = 03^h03^m26^s49$, $\delta_{J2000} = -24^\circ07'11''50$.

Le spectre en énergie de l'excès de photons à la position de PKS 0301-243 est montré sur la figure 5.3. Le seuil en énergie pour la reconstruction du spectre est de 200 GeV. En dessous de cette énergie, les réponses instrumentales pour cette

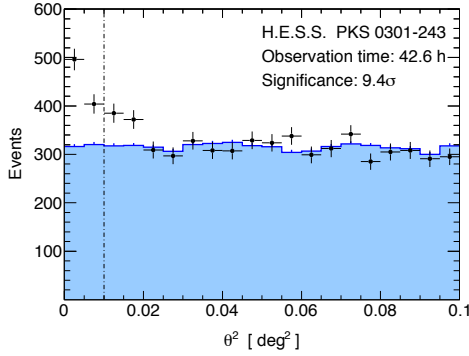


FIGURE 5.1 – *Distribution angulaire par rapport à la position de PKS 0301-243 du nombre de candidats γ (croix noires) et du nombre normalisé de candidats de fond. La ligne en tirets-pointillés montre la limite d'intégration de la zone ON.*

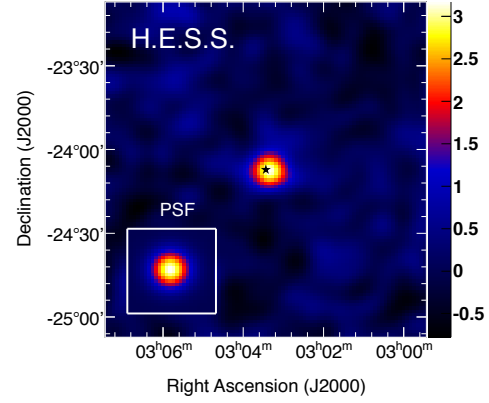


FIGURE 5.2 – *(Extrait de [215]) Carte d'excès de candidats γ lissée en unités de coups par arcmin². La fonction d'étalement d'un point (FEP) est montrée dans l'encadré. L'étoile marque la position de PKS 0301-243 mesurée en infrarouge.*

analyse spécifique, déterminées à partir de simulations Monte Carlo du détecteur, souffrent de grandes incertitudes systématiques ce qui ne permet une reconstruction correcte du spectre. La valeur du seuil en énergie est déterminée à partir de l'acceptance lorsqu'elle devient trop faible. Comme expliqué au chapitre 2, à faible énergie, l'acceptance décroît rapidement en raison de la difficulté croissante de détecter des gerbes atmosphériques plus ténues. Le critère retenu est ici une acceptance minimale à 15% de la valeur de l'acceptance maximale dans la gamme du spectre en énergie. Le spectre est reconstruit avec une technique dite de "forward folding" (voir chapitre 2) avec un estimateur de vraisemblance supposant que le nombre de coups dans chaque bin en énergie reconstruite suit une distribution de Poisson. Une technique de reconstruction par "forward folding" est mieux adaptée pour cette étude qu'une technique de déconvolution telle que présentée au chapitre 3 car l'information principale recherchée est celle de l'indice spectral de la source, obtenu par l'ajustement d'une loi de puissance.

Le spectre en énergie est bien décrit par une loi de puissance ($dN/dE \propto (E/E_d)^{-\Gamma}$) avec un χ^2 par degré de liberté équivalent à la statistique de l'estimateur de vraisemblance de $\chi^2/n_{d.o.f.} = 35.2/29$. L'indice spectral ajusté sur les données est $\Gamma = 4.6 \pm 0.7_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{syst}}$ et l'énergie de décorrélation, c'est à dire l'énergie pour laquelle l'incertitude sur le modèle est la plus faible est $E_d = 290$ GeV. Le flux intégré au dessus de 200 GeV est $I(E > 200 \text{ GeV}) = (3.3 \pm 1.1_{\text{stat}} \pm 0.7_{\text{syst}}) \times 10^{-12} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, correspondant à 1.4% du flux de la nébuleuse du crabe au dessus du même seuil en énergie. L'ajustement des données avec une parabole logarithmique (voir chapitre 2) ou une loi de puissance avec coupure exponentielle n'améliore pas la modélisation.

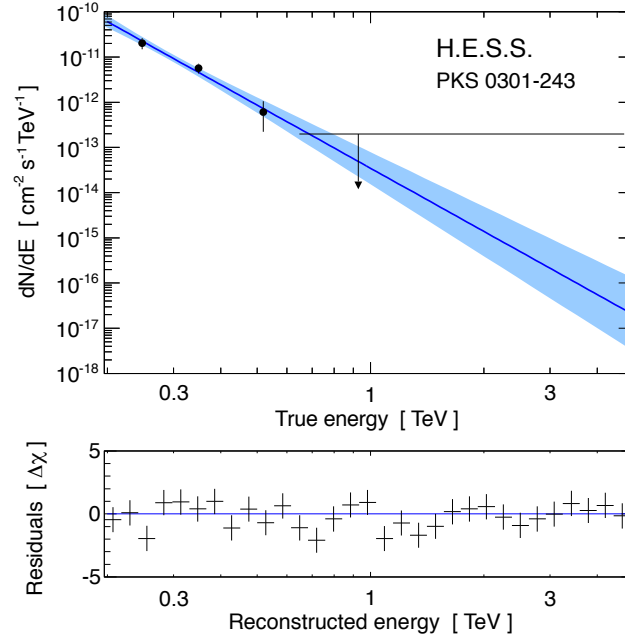


FIGURE 5.3 – (Extrait de [215]) Spectre de PKS 0301-243 à THE. En haut : la ligne bleue est l'ajustement d'une loi de puissance sur les données, en fonction de l'énergie vraie. Les points sont une représentation des données déconvoluées de la réponse instrumentale, pour le modèle spectral ajusté. Le papillon bleu représente l'incertitude sur l'ajustement à un niveau de confiance de 1σ . Les limites supérieures sont données à 3σ en utilisant la méthode de Feldman et Cousins [217]. En bas : résidus de l'ajustement normalisés par les erreurs en fonction de l'énergie reconstruite. La ligne bleue correspond au cas sans déviation.

5.1.2 Observations à hautes énergies avec *Fermi*/LAT

Le LAT (Large Area Telescope) est un détecteur placé à bord du satellite *Fermi* de la NASA, lancé en juin 2008 [218]. Il est constitué de 16 couches fines en tungstène permettant de convertir les rayons gamma incidents en paires électron/positrons, superposées avec des couches de silicium servant à suivre la trace des électrons et positrons afin de remonter à la direction d'arrivée du photon. L'énergie des électrons et positrons est ensuite mesurée dans un calorimètre constitué d'un cristal de iodure de césium scintillant donnant ainsi une estimation de l'énergie du photon. L'ensemble est entouré par un bouclier d'anti-coïncidence qui permet d'identifier et de rejeter les rayons cosmiques. La mission principale de *Fermi*/LAT est d'effectuer un relevé du ciel en rayons gamma, une couverture du ciel étant effectuée en l'espace de trois heures. Il est sensible aux rayons gammas au dessus de 20 MeV et son efficacité au dessus de la centaine de GeV est limitée par sa faible acceptance (de l'ordre du m^2) au vu des flux typiques des sources à ces énergies.

Des analyses précédentes des données prises avec le LAT autour de PKS 0301-243 montrent que le NAG a eu une période de forte activité entre les mois d'avril et

mai 2010 [219, 220]. Cette période de forte activité avec des flux allant jusqu'à 34 fois le flux moyen en activité normale est appelée dans la suite "éruption". Durant cette éruption, des photons à des énergies supérieures à 100 GeV sont détectés [221]. De plus, PKS 0301-243 est associé dans le catalogue des sources les plus brillantes de Fermi sous le nom de 0FGL J0303.7-2410 [222] et dans le catalogue après un an de données sous le nom de 1FGL J0303.5-2406 [223]. Dans le catalogue après deux ans de données, PKS 0301-243 est associé au nom 2FGL J0303.4-2407 et est rapporté comme détecté avec une significativité de 47σ et un flux d'énergie $F = (7.66 \pm 0.42) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour un indice spectral $\Gamma = 1.94 \pm 0.03$ dans la gamme d'énergie entre 100 MeV et 100 GeV [224].

Les données publiques du LAT entre les dates du 4 août 2008 et du 1^{er} octobre 2012 sont utilisées dans l'analyse qui suit. Les données ont été analysées avec les outils publics *Fermi* Science Tools v9r27p1 et les réponses instrumentales P7SOURCE_V6. Les produits de l'analyse, les spectres et les courbes de lumière, sont obtenus avec une méthode d'analyse dite "binée" où un estimateur de vraisemblance supposant que le nombre de coups dans chaque bin de l'espace ainsi que dans chaque bin en énergie suit une distribution de Poisson. Les événements reconstruits dans la classe SOURCE, c'est à dire identifiés comme candidats gammas, sont utilisés dans l'analyse. Par ailleurs, seuls les événements ayant une énergie mesurée entre 200 MeV et 300 GeV et spatialement reconstruits dans une région circulaire de 10° autour de la position nominale de PKS 0301-243 sont retenus. Des coupures supplémentaires sont ajoutées sur l'angle zénithal ($\theta_z < 100^\circ$), qui est l'angle entre l'axe Terre-satellite et la direction du photon incident, ainsi que sur l'angle de balancement ($\theta_b < 52^\circ$) entre l'orientation du satellite et ce même axe Terre-satellite. Ces coupures, recommandées pour l'analyse standard des données du LAT permettent notamment d'éviter la contamination par les photons provenant de l'interaction de rayons cosmiques sur l'atmosphère terrestre. Le modèle isotrope d'émission extragalactique diffuse ainsi que du bruit instrumental iso_p7v6source est utilisé conjointement avec le modèle spatial d'émission Galactique diffuse gal_2yearp7v6_v0 pour l'ajustement du bruit de fond.

Pour prendre compte de l'éruption de PKS 0301-243 dans la période avril/mai 2010, un découpage temporel est effectué de la façon suivante : pour l'analyse spectrale de cette éruption, les données sont retenues entre le 26 avril 2010 (MJD 55312) et le 5 mai 2010 (MJD 55323). Pour l'analyse spectrale en période d'activité normale, les événements sont retenus entre le 5 août 2008 (MJD 54683) et le 24 février 2010 (MJD 55251) ainsi qu'entre le 4 juin 2010 (MJD 55351) et le 1^{er} octobre 2012 (MJD 56201). Durant la période d'éruption définie plus haut, PKS 0301-243 est détecté par le LAT avec un test statistique (TS, [225]) de 1190.20, ce qui correspond environ à une significativité de 34σ . Dans l'état bas, la source est détectée avec un TS de 2236.13, correspondant à une significativité d'environ 47σ . Dans les deux états d'activité, le spectre est bien ajusté par une loi de puissance. Les paramètres de cet ajustement sont montrés sur la table 5.1 avec le flux intégré entre 200 MeV et 300 GeV. La table montre les valeurs du test du rapport du logarithme de la vraisemblance (TRLV) qui permet de comparer différentes hypothèses spectrales,

TABLE 5.1 – *Paramètres spectraux pour l’ajustement des données du LAT dans l’état bas et l’état éruptif. TRLV est la valeur du Test du Ratio du Logarithmique de la Vraisemblance (voir le texte pour plus de détails).*

	Hypothèse	TS	Premier paramètre	Second paramètre	$F_{0.2-300 \text{ GeV}}$ ($10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	TRLV / Prob.
Etat bas	LP	2236.13	1.94 ± 0.03	–	2.08 ± 0.10	–
	LPB	2239.15	1.69 ± 0.18	1.98 ± 0.04	1.97 ± 0.13	2.15 / 22.6%
	PL	2236.91	1.92 ± 0.04	0.013 ± 0.017	2.04 ± 0.11	0.53 / 39.2%
Etat éruptif	LP	1190.20	1.86 ± 0.05	–	34.3 ± 2.5	–
	LPB	1193.52	1.41 ± 0.39	1.91 ± 0.07	33.4 ± 5.2	1.54 / 26.6%
	PL	1193.01	1.80 ± 0.07	0.041 ± 0.034	33.6 ± 2.5	1.56 / 26.4%

Notes. Le premier paramètre correspond à l’indice spectral Γ pour une loi de puissance (LP), α pour un parabole logarithmique (PL) ou le premier indice spectre Γ_1 pour une loi de puissance brisée (LPB). Le second paramètre est soit le second indice spectral Γ_2 dans le cas d’une LPB, soit le paramètre de courbure β dans l’hypothèse d’une PL. Pour le modèle de la PL, E_b est fixé à 1 GeV. L’énergie de brisure pour la LPB est respectivement 0.60 ± 0.15 GeV et 0.47 ± 0.33 GeV dans l’état bas et l’état éruptif.

ainsi que la probabilité de l’hypothèse nulle, c’est à dire que la loi de puissance ajuste mieux les données. Ce test montre donc qu’une loi de puissance brisée ou une parabole logarithmique ne donnent pas un meilleur ajustement aux données. Dans le cas de la loi de puissance, l’indice spectral dans l’état bas est légèrement plus grand que l’indice spectral dans l’état éruptif. Une analyse détaillée dans le temps ne montre cependant pas d’anti-corrélation significative entre l’indice spectral et le niveau de flux. Une étude plus détaillée de la variabilité temporelle du flux de PKS 0301-243 aux hautes énergies sera conduite dans la section 5.2.

5.1.3 Observations en rayons X avec *Swift*/XRT

Le NAG PKS 0301-243 a été observé avec le satellite *Swift* entre 2009 et 2012 lors de 7 observations pointées pour un temps d’exposition total de 25.1 ks. *Swift* est un satellite de la NASA lancé en novembre 2004 dont la mission principale est de détecter et observer des sursauts gamma (SG). Il est composé de trois instruments opérant dans des gammes d’énergie différentes. Le Burst Alert Telescope (BAT) est un détecteur à grand-champ opérant entre 15 et 150 keV. Il s’agit de l’instrument principal pour la détection des SG. Le X-Ray Telescope (XRT) est un télescope à rayons X opérant dans une gamme de rayons X moins énergétiques, entre 0.2 et 10 keV. Le dispositif est complété par un télescope en UV et optique, dans des gammes de longueurs d’onde entre 170 et 650 nm.

Le XRT est constitué de miroirs à incidence rasante permettant de focaliser les rayons X sur une carte CCD permettant de faire de l’imagerie ainsi que de la spectrométrie [226]. Il est sensible aux rayons X entre 0.2 et 10 keV et présente une FEP de $18''$ à 1.5 keV ainsi qu’une résolution en énergie de 140 eV à 5.9 keV. Le XRT est opéré en quatre modes différents présentant chacun des avantages et des inconvénients différents. Le mode photodiode, adapté à des sources très brillantes (au dessus de 1 fois le flux de la nébuleuse du crabe) permet d’avoir une résolution

temporelle très fine (environ 0.14 ms) mais ne permet pas de reconstruire une image, tous les photons étant supposés venir de la source. Le mode en fenêtrage temporel est un compromis entre le besoin de précision temporelle (1.7 ms) et la nécessité de soustraire du bruit de fond, en ne permettant de reconstruire une image que selon une seule dimension. Il est donc adapté à des sources un peu moins brillantes que le mode photodiode mais suffisamment brillantes (au dessus de un millième du flux de la nébuleuse du crabe) pour que le bruit de fond ne biaise pas les observations. Dans le mode en comptage de photons, une image du ciel est accumulée sur la carte CCD toutes les 2.5 s avant d'être lue pixel par pixel. Ce mode permet donc d'obtenir une image complète du ciel au coût d'une résolution temporelle moindre (limitée donc à 2.5 s). Ce mode est donc adapté aux sources les plus faibles et permet de faire une soustraction du fond la plus précise possible.

Dans la suite, le flux de PKS 0301-243 étant trop faible pour mener une étude temporelle intéressante en dessous de 2.5 s, seules les données prises en mode comptage de photons sont utilisées pour l'analyse. Les données sont recalibrées en utilisant la procédure standard `xrtpipeline`. En suivant l'analyse standard des données de XRT en mode comptage de photons, les événements ayant une note reflétant la qualité de la reconstruction comprise entre 0 et 12 (sur 32) sont utilisés. Les événements dans la région de signal sont retenus dans un cercle de rayons 20 pixels (0.79°) centré sur la position nominale de PKS 0301-243. Pour estimer le fond, un échantillonnage est effectué dans une région annulaire concentrique également centrée sur la position de PKS 0301-243 avec un rayon intérieur et extérieur respectivement de 50 pixels (1.97°) et 120 pixels (4.72°). L'accumulation éventuelle d'événements dans une même image séquentielle ("pile-up") a été testée et est négligeable en raison du faible flux de la source.

L'analyse spectrale de la source au-dessus de 0.3 keV est conduite en utilisant le programme public `XSPEC` 12.7.1, qui utilise une méthode de "forward-folding" pour obtenir les paramètres du modèle spectral supposé permettant d'ajuster au mieux les données. Les spectres sont rebinnés afin d'assurer un minimum de 30 coups par bin de façon à ce que le nombre de coups dans chaque bin suit une loi gaussienne. Ceci est nécessaire pour l'ajustement spectral avec un estimateur des moindres carrés. L'absorption photoélectrique sur les gaz de la Galaxie est prise en compte avec une colonne d'hydrogène $N_H = 1.70 \times 10^{-20} \text{ cm}^{-2}$ [227], qui décrit la densité intégrée d'hydrogène sur la ligne de visée. Les données de chacune des 7 observations pointées sont ajustées avec un modèle spectral suivant une loi de puissance absorbée où l'absorption est décrite avec la colonne d'hydrogène, fixée, décrite ci-dessus. Pour aucune observation pointée l'ajustement spectral n'est significativement améliorée par une loi de puissance brisée absorbée ou une parabole logarithmique absorbée. Les paramètres spectraux pour chacun de ces ajustements sont données dans la table 5.2. Le spectre pour l'exposition totale est également bien ajusté par une loi de puissance absorbée ($\chi^2/n_{\text{d.o.f.}} = 81.8/82$) avec des paramètres également montrés sur la table 5.2. Un ajustement avec une colonne d'hydrogène libre sur l'exposition totale donne une valeur de $N_H = (1.74 \pm 0.7) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, compatible avec la valeur obtenue par les relevés astrophysiques.

TABLE 5.2 – Paramètres de l’analyse spectrale des données de *Swift*/XRT.

Date d’observation	ID de l’observation	Temps d’exposition (s)	$F_{2-10\text{ keV}}^a$ ($10^{-12}\text{ erg cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$)	Γ	χ^2/dof
24/03/2009	00038098001	1883	$0.81^{+0.28}_{-0.26}$	2.68 ± 0.32	1.00/3
24/03/2009	00038368001	4912	$1.09^{+0.17}_{-0.12}$	2.52 ± 0.14	9.72/15
30/12/2009 ^b	00038098002	912	–	–	–
07/06/2010	00038098003	4715	$8.27^{+0.42}_{-0.43}$	2.30 ± 0.05	113.4/72
30/11/2011	00038098004	3751	$1.98^{+0.19}_{-0.17}$	2.57 ± 0.11	21.7/23
03/12/2011	00038098005	3938	$2.67^{+0.20}_{-0.28}$	2.49 ± 0.09	17.5/25
04/02/2012	00038098006	5022	$3.30^{+0.15}_{-0.23}$	2.40 ± 0.07	40.0/41
Toutes les observations		25133	$3.11^{+0.16}_{-0.13}$	2.44 ± 0.03	81.8/82

^a Non corrigé de l’absorption.^b Pas assez de données pour faire un ajustement spectral.

5.1.4 Observations en optique avec *Swift*/UVOT

Parallèlement aux observations de PKS 0301-243 avec XRT, le NAG a été également observé avec le télescope optique/ultraviolet (UVOT) de *Swift*. Il s’agit d’un télescope Ritchey-Chrétien, qui est un cas particulier de Cassegrain où les miroirs primaires et secondaires sont hyperboliques, de rapport f/D de 381cm/30 cm [228]. Une carte CCD de 256×256 pixels utilisables pour les observations scientifiques sert de détecteur ce qui donne un champ de vue de 17×17 arcmin². Un temps d’intégration de 11 ms par image permet d’opérer le télescope en mode comptage de photons, de façon similaire à XRT. La FEP, typiquement de 0.9'' à 350 nm, est atteinte grâce à un algorithme de positionnement de l’évènement dans chaque pixel selon une grille virtuelle de 8×8 pixels où un pixel virtuel a une échelle de 0.5×0.5 arcsec² sur le ciel.

Six filtres de couleur sont positionnés entre le télescope et le détecteur, permettant de couvrir des gammes de longueur d’onde entre 170 et 650 nm. Ces filtres, V, B, U, UVW1, UVM2 et UVW2 ont respectivement pour longueur d’onde équivalente 544 nm, 439 nm, 345 nm, 251 nm, 217 nm et 188 nm. Un dernier filtre, blanc, sélectionne toutes les longueurs d’onde entre 180 et 700 nm. UVOT est également équipé de deux grismes, qui conjointement utilisés avec la carte CCD permettent de faire de la spectroscopie entre 290 nm et 650 nm ainsi qu’entre 170 et 230 nm avec une résolution spectrale d’environ 1%.

Les observations dans les six filtres optiques et UV sont utilisées dans la suite de l’analyse. Les données ont été recalibrées suivant la procédure standard. La procédure `uvotsource` est utilisée pour déterminer les magnitudes mesurées ainsi que les flux correspondant, en sélectionnant les photons dans une région circulaire de 5'' autour de la source, ce qui est l’ouverture standard pour tous les filtres. Les facteurs de conversion du taux de photons en flux sont calculés dans [229] en utilisant un spectre moyen de SG. Il est supposé dans la suite que ces facteurs de conversion sont également valables pour les observations de PKS 0301-243 étant donné le ca-

TABLE 5.3 – *Magnitudes^a aux différentes époques d'observation de Swift/UVOT et dans les différents filtres.*

ID de l'observation	V	B	U	UVW1	UVM2	UVW2
00038098001	15.43 ± 0.07	15.77 ± 0.06	14.95 ± 0.06	14.83 ± 0.07	14.79 ± 0.07	14.92 ± 0.07
00038368001	15.43 ± 0.05	15.74 ± 0.05	14.83 ± 0.05	14.76 ± 0.06	14.76 ± 0.06	14.87 ± 0.06
00038098002	15.65 ± 0.06	15.96 ± 0.06	15.12 ± 0.06	15.03 ± 0.07	14.99 ± 0.07	15.10 ± 0.06
00038098003	15.18 ± 0.06	15.47 ± 0.06	14.47 ± 0.06	14.33 ± 0.06	14.29 ± 0.06	14.36 ± 0.06
00038098004	— ^b	— ^b	14.68 ± 0.05	14.58 ± 0.06	— ^b	14.71 ± 0.06
00038098005	— ^b	— ^b	14.76 ± 0.05	14.69 ± 0.06	— ^b	14.76 ± 0.06
00038098006	15.43 ± 0.05	15.66 ± 0.05	14.83 ± 0.05	14.61 ± 0.06	14.55 ± 0.06	14.67 ± 0.06

^a Non corrigé de l'absorption.^b Pas d'observations ont été prises dans ces filtres pour ces époques.

ractère similaire du spectre de l'émission non-thermique du jet en loi de puissance, avec celui des SG. Le taux de fond est déterminé à partir d'une région circulaire dans le voisinage de la source non contaminée par d'autres sources. Les magnitudes mesurées à chaque époque d'observation, similaires à celles définies pour le XRT, et pour chaque filtre sont données dans la table 5.3. Ces données ne sont pas corrigées de l'absorption Galactique. Le temps moyen d'exposition pour chaque image est de l'ordre de quelques centaines de secondes. Pour le calcul des flux corrigés de l'absorption, une absorption de $A_V = 0.070$ mag dans la bande V ainsi qu'une correction de couleur $E(B-V) = 0.022$ mag sont utilisées, correspondant à ce qui est relevé dans la direction de PKS 0301-243 [227].

5.1.5 Observations en optique avec ATOM

Le télescope automatique pour le suivi optique (ATOM) est un télescope de 75 cm d'ouverture installé sur le site de H.E.S.S. en Namibie [230]. PKS 0301-243 a été observé de façon régulière par ATOM depuis 2009, et notamment de façon conjointe avec les observations menées par H.E.S.S. Une roue à filtres avec les 5 filtres du système Johnson-Cousins permet de sélectionner des longueurs d'onde. Les observations ont été principalement menées dans les bandes R et B avec des temps d'exposition par image de 600 s dans la bande R et 800 s ou 900 s pour la bande B. Les flux sont calculés en utilisant une ouverture standard de $4''$. En moyenne, une image est prise chaque nuit où H.E.S.S. observe la source, ce qui permet d'étudier les corrélations entre les deux gammes d'énergie. Cette étude sera menée dans la section 5.2.2.

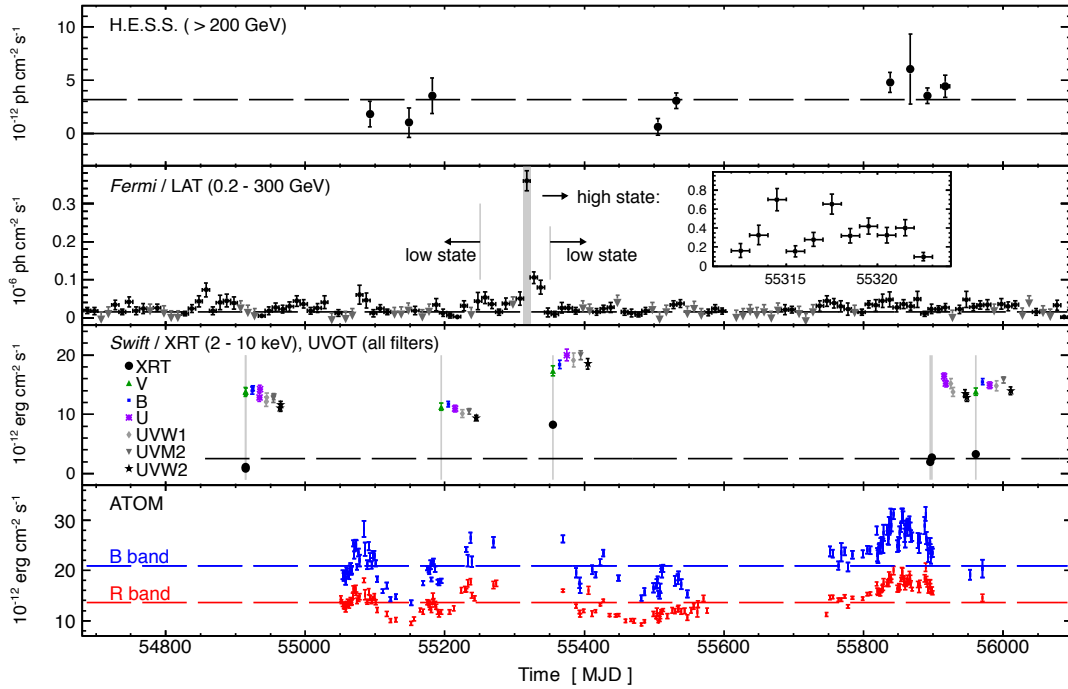


FIGURE 5.4 – (Extrait de [215]) Courbe de lumière multi-longueurs d’onde de PKS 0301-243 pour la période MJD 54682 (4 août 2008) à MJD 56201 (1er octobre 2012). De haut en bas : cadre 1 : courbe de lumière à THE avec les données de H.E.S.S., la ligne pointillée montre le flux intégré moyen moyenné sur l’ensemble des périodes d’observation. La ligne continue montre un flux nul. Cadre 2 : données du LAT avec un temps d’intégration de 10 jours par bin. L’encadré montre un zoom sur la période éruptive (marquée avec une bande grise) avec des bins de 1 jour. La ligne pointillée est l’ajustement d’un flux intégré constant sur les données de l’état bas. Cadre 3 : Courbe de lumière pour les observations avec Swift/XRT du flux intégré entre 2 et 10 keV. Les barres d’erreur des mesures de Swift/XRT sont trop petites pour apparaître. Aucune donnée n’est montrée pour l’observation à MJD 55915 (30 décembre 2009) en raison d’une statistique insuffisante pour un ajustement spectral. La ligne pointillée montre le meilleur ajustement d’une constante à ces données. La courbe de lumière de UVOT pour les différents filtres est montrée avec un léger décalage temporel pour chaque filtre suivant l’ordre d’énergie croissante, V, B, U, UVW1, UVM2, UVW2. Cadre 4 : Courbe de lumière d’ATOM dans les bandes B et R. La ligne pointillée montre l’ajustement d’une constante à ces données.

5.2 Analyse temporelle de l’émission de PKS 0301-243

Comme expliqué au chapitre 4, les NAG sont des sources dont l’émission électromagnétique est variable dans le temps. L’étude de cette variabilité peut permettre de mieux comprendre les processus d’accélération des particules chargées ainsi que

leur émission électromagnétique. La courbe de lumière formée à partir de toutes les observations multi-longueurs d'onde de PKS 0301-243 présentées dans la section précédente est montrée sur la figure 5.4. La variabilité dans chaque domaine d'énergie est d'abord étudiée, puis une recherche de corrélations temporelles entre les différentes gammes d'énergie sera effectuée.

5.2.1 Etude de la variabilité par gamme d'énergie

Dans le domaine des THE sondées avec H.E.S.S., le flux intégré de la source au dessus de 200 GeV est représenté pour différentes périodes d'observation, une période d'observation étant définie par des nuits d'observation consécutives. L'ajustement de cette courbe de lumière avec une constante donne un χ^2 de 19.2 pour 8 degrés de liberté, ce qui correspond à une probabilité de l'hypothèse nulle (la source n'est pas variable) de 0.014. Cette probabilité correspond donc à une indication de variabilité de la source à hauteur de 2.5σ , ce qui reste non-significatif. L'amplitude intrinsèque des variations de flux (hors bruits poissonniens) est estimée avec la méthode décrite dans [231] en calculant la variance fractionnelle. La variance fractionnelle est définie comme la racine carrée de l'excès de variance par rapport aux erreurs, ce qui permet de prendre en compte la dispersion intrinsèque des flux due au bruit poissonnien. Pour la courbe de lumière aux THE, une valeur $F_{\text{var}} = (23 \pm 27)\%$ est obtenue, où 27% correspond à l'amplitude des variations induites par le bruit poissonnien, ce qui montre la difficulté d'extraire un tel signal avec la faible statistique disponible.

Aux HE, étudiées avec *Fermi*/LAT, l'échantillonnage est régulier dans le temps car le satellite est opéré en mode relevé du ciel. Un temps d'intégration de 10 jours par bin temporel est utilisé afin d'avoir suffisamment de statistique dans chaque bin, tout en gardant suffisamment de précision temporelle pour ne pas sous-échantillonner la variabilité. Lorsque le flux intégré mesuré dans un bin temporel est négatif, en raison d'un déficit d'événements dans la direction de PKS 0301-243, une limite supérieure sur le flux est donnée. Sur la courbe de lumière, l'état éruptif apparaît clairement entre MJD 55306 (20 avril 2010) et MJD 55329 (13 mai 2010). Au maximum de l'éruption, autour de MJD 55314 (28 avril 2010), le flux intégré entre 200 MeV et 300 GeV est $F_{0.2-300 \text{ GeV}} = (7.01 \pm 1.16) \times 10^{-7} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 34 fois supérieur au flux moyen ajusté sur l'état bas, de $F_{0.2-300 \text{ GeV}} = (2.08 \pm 0.10) \times 10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (voir table 5.1). L'ajustement d'une constante sur la courbe de lumière de l'état bas, sans prendre en compte les limites supérieures, montre avec un $\chi^2/n_{\text{d.o.f.}} = 215/89$ que l'état bas est lui même variable. La variabilité fractionnelle mesurée sur l'état permet de contraindre l'amplitude de la variabilité intrinsèque à $F_{\text{var}} = (14.5 \pm 11.2)\%$ où les 11.2% sont induits par les processus poissonniens. Il est possible d'estimer l'échelle de temps minimale sur laquelle le flux est variable avec les méthodes du temps de doublement, définie dans [232, 233]. On reprend ici la définition utilisée par [233], où une interpolation linéaire entre les flux de chaque couple de points de la courbe de lumière est effectuée pour estimer le temps nécessaire pour changer le flux d'un facteur 2 suivant la loi obtenue par ces deux points. Cette quantité dépend cependant de l'échantillonnage disponible ainsi que du rapport signal

sur bruit : un échantillonnage irrégulier de la courbe de lumière peut potentiellement biaiser le résultat et une courbe de lumière très bruitée, comme c'est le cas ici augmente les incertitudes sur les mesures. Pour être conservatif, l'approche de [234] est suivie, qui consiste à définir l'échelle de temps minimale de variabilité en faisant la moyenne des cinq plus petites valeurs obtenues ayant une incertitude inférieure à 30%. De cette façon, l'échelle de temps minimale de variabilité obtenue est d'environ 10 jours, ce qui correspond au binning de la courbe de lumière. La variabilité pourrait donc également s'établir sur des échelles temporelles plus rapides, sans pouvoir être sondée avec la statistique disponible car l'usage de bins plus petits induirait des erreurs statistiques plus grandes. Si une telle variabilité, avec une amplitude de 14% sur une échelle de temps de 10 jours, était également présente à THE, elle ne pourrait pas être détectée avec les données de H.E.S.S. étant donnée la faiblesse de la source et l'échantillonnage disparate de la courbe de lumière.

En rayons X, la courbe de lumière mesurée par XRT montre le flux intégré entre 2 et 10 keV pour les 6 observations pointées pour lesquelles la statistique permet de faire un ajustement spectral. Le flux intégré est manifestement variable, l'ajustement d'une constante donnant une qualité d'ajustement de $\chi^2/n_{\text{d.o.f.}} = 330/5$. L'amplitude de variabilité estimée avec la variabilité fractionnelle est plus importante qu'aux HE ou THE, avec $F_{\text{var}} = (82 \pm 3)\%$. En revanche, bien que l'indice spectral semble légèrement plus dur lorsque le flux est plus grand (voir table 5.2), cette tendance ne peut pas être établie significativement avec la statistique disponible.

La courbe de lumière en optique mesurée par UVOT est également significativement variable, l'ajustement d'une constante sur les données de la bande U donne une statistique $\chi^2/n_{\text{d.o.f.}} = 89/6$. L'amplitude de variabilité est en revanche plus faible qu'en rayons X, avec $F_{\text{var}} = (17 \pm 1)\%$. Les données de ATOM confirment cette variabilité en optique, pour les bandes B et R la variabilité fractionnelle mesurée est respectivement $F_{\text{var}} = (17.9 \pm 0.3)\%$ et $F_{\text{var}} = (18.6 \pm 0.4)\%$. Etant donné le bon échantillonnage de la courbe de lumière en optique avec ATOM à certaines périodes, il est possible d'estimer une échelle de variabilité minimale comme pour l'analyse à HE. Bien que dans ce cas le rapport signal sur bruit soit bien meilleur qu'à HE, l'aspect non-régulier de l'échantillonnage peut potentiellement biaiser le résultat. Pour réduire ce biais, l'échelle de variabilité minimale est définie de la même façon que pour l'analyse à HE. Ainsi, une échelle minimale de 8 jours est obtenue dans les bandes B et R, qui est du même ordre de grandeur que l'échelle obtenue à HE. Il n'a pas été mené d'étude détaillée de l'échelle minimale détectable avec les observations de ATOM afin de déterminer si l'échelle minimale mesurée correspond à la limite de la sensibilité ou s'il n'existe pas de variabilité plus rapide. Dans tous les cas, les données d'ATOM ne permettraient pas de sonder une variabilité sur une échelle de temps inférieure à quelques jours étant donné l'échantillonnage disponible.

5.2.2 Etude des corrélations multi-longueurs d'onde

L'étude des corrélations des niveaux de flux entre les différentes gammes d'énergie permet de sonder l'origine des rayonnements électromagnétiques mesurés. En

effet, une corrélation significative montre que les émissions proviennent des mêmes populations de particules chargées, comme attendu dans le cadre du modèle d'émission présenté au chapitre 4, ce qui permet de contraindre les processus les accélérant. Expérimentalement, cette étude est fortement limitée par le jeu de données disponible et en particulier la non-simultanéité de la plupart des observations multi-longueurs d'onde.

Tout d'abord, la corrélation entre l'émission en optique et l'émission en rayons X peut être estimée grâce aux données de *Swift* qui observe PKS 0301-243 simultanément avec XRT et UVOT. Ces données montrent une indication pour une corrélation entre optique et rayons X avec un coefficient de corrélation linéaire de Pearson $r = 0.85 \pm 0.14$, pour 4 degrés de liberté. La probabilité de l'hypothèse nulle, c'est à dire que les deux gammes d'énergie ne soient pas corrélées est de 0.03. Une telle corrélation est attendue dans le cadre de l'émission synchrotron (voir chapitre 4) par une population d'électrons en optique et rayons X.

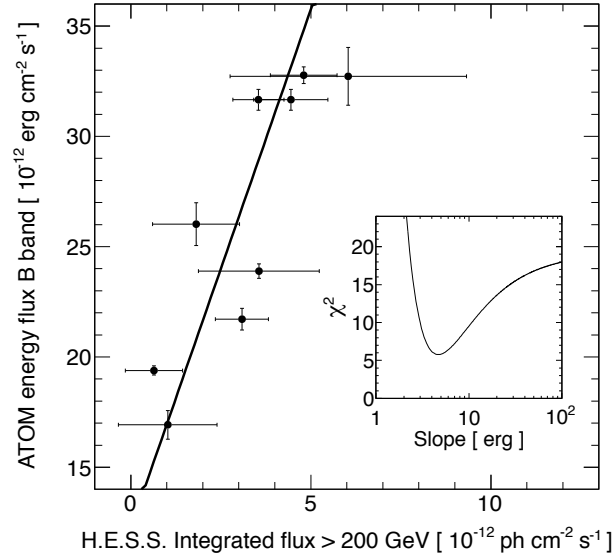


FIGURE 5.5 – (Extrait de [215]) Mesures simultanées du flux d'énergie dans la bande R par ATOM en fonction du flux intégré au dessus de 200 GeV mesuré simultanément par H.E.S.S. La ligne correspond à l'ajustement d'une loi linéaire sur les données. L'encadré montre le profil de l'estimateur de χ^2 quand la pente de la droite est modifiée.

De façon intéressante, la corrélation entre optique et THE peut être sondée grâce à la simultanéité (sur l'échelle d'une nuit) des observations entre H.E.S.S. et ATOM. Le flux moyen en optique dans une période d'observation de H.E.S.S. apparaissant sur la figure 5.4 est obtenu en moyennant l'ensemble des observations ATOM dans la période H.E.S.S. correspondante. Le coefficient de corrélation linéaire de Pearson entre la bande B et H.E.S.S. est $r = 0.84 \pm 0.18$ et $r = 0.85 \pm 0.17$ pour

la bande B. Ceci se traduit par une probabilité de non-corrélation respectivement de 0.005 et 0.004, indiquant que l'émission en optique et à THE sont corrélées. La figure 5.5 montre le flux d'énergie moyen dans la bande R mesuré par ATOM simultanément aux observations H.E.S.S. en fonction du flux intégré au dessus de 200 GeV. Ces données sont bien ajustées par une loi linéaire ($\chi^2/n_{\text{d.o.f.}} = 5.7/7$) avec une pente ni infinie ni nulle de 4.7 erg. L'encadré de la figure 5.5 montre le profil de l'estimateur de χ^2 quand la pente de la droite est changée. La différence entre la valeur du χ^2 au meilleur ajustement et la valeur obtenue pour une pente infinie (droite verticale) montre qu'une valeur finie pour la pente est préférée à un niveau de confiance de 3.5σ , ce qui confirme que les deux gammes en énergie semblent corrélées. Des corrélations entre ces gammes d'énergie ont été mesurées pour la première fois un objet du même type que PKS 0301-243 dans des observations simultanées de l'état bas de PKS 2155-304 en 2008 [235]. Ces corrélations seront discutées dans la partie 5.3.

Les corrélations entre l'optique et les HE avec les données du LAT sont plus difficiles à sonder en raison du temps nécessaire (10 jours) pour former des bins qui soient significatifs. Néanmoins, l'échelle de variabilité minimale trouvée en optique avec les données de ATOM (8 jours) est comparable avec celle trouvée aux HE avec *Fermi*/LAT. Pour cette raison, il est possible de moyennner les données d'ATOM suivant le binning utilisé pour la courbe de lumière du LAT. De cette façon, 31 bins simultanés peuvent être formés entre ATOM et *Fermi*/LAT. Aucune corrélation significative n'est trouvée, avec un coefficient de corrélation $r = 0.14 \pm 0.17$ qui correspond à une probabilité de non-corrélation entre l'optique et les HE de 0.45.

5.3 Modélisation de l'émission multi-longueurs d'onde de PKS 0301-243

Le spectre multi-longueurs d'onde (SMLO) de PKS 0301-243 en utilisant les données présentées dans la section 5.1 est montré sur la figure 5.6. Pour les données d'ATOM, le flux moyen dans les bandes B et R est montré et les barres d'erreur correspondent à l'écart type des mesures, prenant ainsi en compte la variabilité mesurée ainsi que les erreurs sur les points. Les flux en UV/optique/IR sont corrigés de l'absorption avec une absorption $A_V = 0.070$ mag dans la bande V ainsi qu'une correction de couleur $E(B-V) = 0.022$ mag. Les données d'archive en IR sont obtenues de [236, 237, 238] et celles en radio de [239, 240, 241, 242, 243]. Les données en radio donnent la mesure du flux total intégré sur les angles solides recouvrant la source. D'après un modèle d'émission d'une galaxie géante elliptique, l'émission de la galaxie hôte du NAG en optique est estimée contribuer à 4% du flux moyen mesuré par ATOM dans la bande R, ou moins dans la gamme d'énergie de *Swift*/UVOT [244]. Le profil radial de la source dans la bande R mesuré par [245] est bien modélisé par une source ponctuelle et une faible composante elliptique contribuant à environ 2% du flux total. La contribution de la galaxie hôte étant faible, elle sera négligée dans la suite de cette étude.

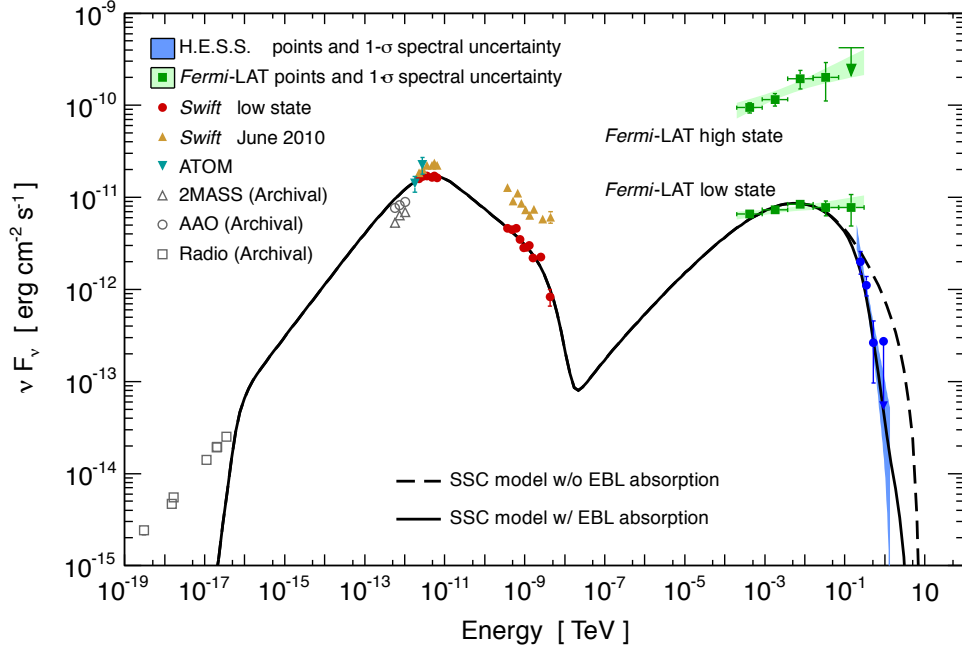


FIGURE 5.6 – (Extrait de [215]) Spectre multi-longueurs d'onde de PKS 0301-243, constitué du spectre de H.E.S.S. avec les contours d'incertitude à 1σ , du spectre de Fermi/LAT pour les états bas et éruptifs avec les contours d'incertitude à 1σ , le flux moyen mesuré par ATOM dans les bandes B et R, où les barres d'erreur représentent la variabilité mesurée (voir texte pour plus de détails) ainsi que les données de Swift/UVOT et XRT dans l'état bas et l'état mesuré en juin 2010. Des données d'archive en radio et infrarouge extraites de la base de données extragalactiques de la NASA sont également montrées. Les données en rayons X et UV/optique/IR sont corrigées de l'absorption sur la Galaxie. Les lignes noires correspondent à un modèle Synchrotron-Auto Compton (SAC) avec (continue) ou sans (pointillée) l'absorption sur le FLE. Le modèle de FLE de [189] est utilisé.

Les données de *Swift* en rayons X et optique/UV ont été divisées en deux états d'activité de la source. L'état haut, qui a suivi l'éruption observée par le LAT, comprend uniquement les données de juin 2010, pour lesquelles le flux mesuré en rayons X est quatre fois plus grand que le flux moyenné sur les autres observations, qui constituent l'état bas. Pour la modélisation de l'état bas de PKS 0301-243, la non-simultanéité des observations entre H.E.S.S., le LAT et *Swift* limite l'interprétation qui peut en être faite. Néanmoins, l'amplitude limitée de la variabilité à ces longueurs d'onde suggère que les spectres de l'état bas peuvent être interprétés ensemble bien que non-simultanés. Cet état bas inclut donc les observations de H.E.S.S., les données de Fermi/LAT avant et après l'éruption de avril/mai 2010 et les données de *Swift* à l'exception des observations de juin 2010.

Le SMLO de PKS 0301-243 présente deux larges pics, ce qui est une caractéristique générale des objets de type BL Lac et des blazars en général. Dans le cas de PKS 0301-243, la composante à basse énergie pique en optique et en UV proche. D’après les deux spectres de *Swift*/UVOT présentés sur la figure 5.6, la position de ce pic, en moyenne autour de $\nu_s \sim 10^{15}$ Hz à la frontière formelle définissant les objets de type BL Lac intermédiaires et hauts, semble varier avec le niveau de flux, avec une tendance à piquer à plus haute énergie pendant une période de plus forte activité. Cette corrélation apparaît sur la figure 5.4 qui montre la forme du pic pour chacune des observations de *Swift*/UVOT. Cette corrélation a déjà été observée dans des blazars [246, 247] et est une prédiction de certains modèles d’accélération de particules dans les jets de blazars à THE (voir par exemple [248]). Dans le cas de PKS 0301-243, la position précise du pic dans les deux états est estimée à partir des données de UVOT en ajustant une parabole logarithmique sur les flux corrigés de l’absorption. Dans l’état bas, qui est une moyenne de 6 observations, la position du pic est à une fréquence $\log_{10}(\nu_s/1 \text{ Hz}) = 14.95 \pm 0.03$, avec un flux d’énergie de $F_s = (1.56 \pm 0.30) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Pour l’état haut, la fréquence du pic est à $\log_{10}(\nu_s/1 \text{ Hz}) = 15.19 \pm 0.05$ avec un flux d’énergie de $F_s = (2.34 \pm 0.50) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Entre ces deux états, le pic est donc significativement décalé à plus haute fréquence pour un flux plus grand.

Pour modéliser le SMLO de PKS 0301-243 dans l’état bas, le modèle de synchrotron-auto Compton (SAC) présenté au chapitre 4 est utilisé. On suppose que le spectre des électrons accélérés est une loi de puissance brisée avec un facteur de Lorentz à l’énergie de brisure de γ_b . Les paramètres du modèle de SAC peuvent être contraints grâce aux observations multi-longueurs d’onde [249, 250]. Par exemple, la position des pics synchrotron et inverse Compton, qui sont ici bien échantillonnées avec les mesures, permettent de contraindre le produit du champ magnétique et du facteur de Doppler, $B\delta$, avec la relation :

$$B\delta = (1+z) \frac{(\nu_s/1\text{Hz})^2}{2.8 \times 10^6 (\nu_{\text{CI}}/1\text{Hz})} [\text{G}] , \quad (5.1)$$

avec ν_s la fréquence du pic synchrotron obtenue avec les données de l’état bas, ν_{CI} la fréquence du pic Compton inverse (CI) et $z = 0.266$ est le décalage vers le rouge de la source. Cette relation est valable tant que l’émission CI au niveau du pic s’effectue dans le régime Thomson (voir section 4.1.2). Ce régime asymptotique est atteint lorsque l’énergie du photon diffusé est plus petite que $m^2 c^4 \delta^2 / 4h\nu_s (1+z)^2$. Ainsi, pour que l’émission CI se produise dans le régime de Thomson jusqu’à environ 5 GeV, correspondant à l’énergie du pic CI (voir ci-dessous), il faut que δ soit plus grand que 1.3.

La position du pic synchrotron dans l’état bas a déjà été déterminée plus haut. De façon similaire, la position du pic CI est déterminée en ajustant une parabole logarithmique sur les données de H.E.S.S. et du LAT. L’absorption sur le FLE est prise en compte pour les points H.E.S.S. en utilisant le modèle de [189]. La position du pic obtenue est à une fréquence $\log_{10}(\nu_{\text{CI}}/1 \text{ Hz}) = 23.93 \pm 0.15$ pour un flux en énergie $F_{\text{CI}} = (7.91 \pm 0.40) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Cette position est pleinement

TABLE 5.4 – Paramètres du modèle SAC utilisé pour la modélisation des données de l'état bas (prenant en compte l'absorption sur le FLE) et rapport de la densité d'énergie cinétique sur la densité d'énergie magnétique.

B (mG)	δ	R_b (10^{16} cm)	K (cm^{-3})	n_1	n_2	$\gamma_{\min}$	γ_b	$\gamma_{\max}$	U_e/U_B
20	27	13	40	1.86	3.7	1	2.4×10^4	6.9×10^5	51

compatible avec la relation empirique entre la position du pic CI et l'indice spectral mesuré par le LAT qui est obtenue d'après un échantillon de 48 blazars ne comprenant pas PKS 0301-243 (voir la relation (5) de [211]) : la position du pic d'après cette relation, en supposant un indice spectral de 1.94 est $\log_{10}(\nu_{\text{CI}}/1 \text{ Hz}) = 23.84 \pm 0.70$. D'après l'équation 5.1, la valeur du produit $B\delta$ pour le modèle SAC devrait être dans la gamme $\log_{10}(B\delta/1 \text{ G}) = -0.37 \pm 0.16$.

Une deuxième contrainte sur B et δ indépendante de la précédente peut être obtenue en utilisant l'échelle de variabilité minimale t_{var} qui est mesurée. Dans la suite, la valeur de 8 jours mesurée avec le courbe de lumière de ATOM est utilisée (voir section 5.2). Pour des raisons de causalité, le rayon de la région d'émission R_b ne peut pas être plus grand que $ct_{\text{var}}\delta/(1+z)$. Cette condition se traduit en une limite inférieure sur le produit $B\delta^3$ [251] :

$$B\delta^3 \geq \sqrt{\frac{24\pi}{c^3} \frac{d_L(1+z)}{t_{\text{var}}}} \frac{F_s}{\sqrt{F_{\text{CI}}}} , \quad (5.2)$$

où $d_L = 1.34 \text{ Gpc}$ est la distance de luminosité à PKS 0301-243. D'après les valeurs de F_s et F_{CI} précédemment estimées pour les valeurs des flux d'énergie aux pics, la relation 5.2 donne la contrainte $\log_{10}(B\delta^3/1 \text{ G}) \geq 1.78$.

Le SMLO dans l'état bas peut être bien reproduit avec un modèle SAC tel que présenté à la section 4.2 avec des paramètres en accord avec les contraintes dérivées ci-dessus. Les paramètres sont montrés sur la table 5.4 où K est le facteur de normalisation du spectre d'électrons et n_1 et n_2 sont les deux indices spectraux de la loi de puissance brisée. L'énergie de brisure γ_b et la gamme d'énergie $[\gamma_{\min}, \gamma_{\max}]$ sont en unités de mc^2 . Un facteur de Doppler de 27 est obtenu. Cette valeur est suffisamment grande pour que l'émission CI se fasse entièrement dans le régime Thomson. Les paramètres du modèle SAC sont en accord avec l'échelle minimale de variabilité observée de 8 jours trouvée dans la courbe de lumière d'ATOM, qui contraint la taille de la région d'émission à $R_b < 4.3 \times 10^{17} \text{ cm}$. Avec ces paramètres, une variabilité jusqu'à des petites échelles de 2 jours pourrait être théoriquement produite. Bien que le rayon de la région d'émission obtenu dans le modèle de la table 5.4 soit en accord avec l'échelle minimale de variabilité observée, sa valeur est un ordre de grandeur plus grande que ce qui est en moyenne obtenu dans des modélisations similaires de SMLO de blazars [252]. Concernant le spectre d'électrons, la pente de la partie basse-énergie du spectre est dure comparée au cas canonique de $n = 2$ obtenu avec un mécanisme d'accélération standard de type Fermi. Une telle pente peut en théorie être obtenue dans certains modèles d'accélération diffusive

par onde de choc relativiste [253]. Une autre limitation du modèle SAC est la forte brisure spectrale dans le spectre d'électrons qui ne peut pas être associée à un équilibre entre le refroidissement et l'échappement des électrons. En effet, dans ce scénario, une brisure de 1 est attendue à un facteur de Lorentz de l'électron de $[\frac{4}{3} \frac{\sigma_T}{mc^2} R_b U_B]^{-1} \sim 10^5$ [250] qui est bien au delà de la valeur trouvée par PKS 0301-243. Comme pour d'autres objets de type BL Lac dont le synchrotron pique en UV/rayons X, le modèle SAC obtenu est très loin de l'équipartition avec un rapport entre l'énergie cinétique des électrons et l'énergie magnétique de $U_e/U_B \sim 51$ [254, 255, 256].

D'après la comparaison entre l'indice spectral mesuré par le LAT dans l'état bas $\gamma = 1.94 \pm 0.03$ et la valeur mesurée par H.E.S.S. à plus hautes énergies de 4.6 ± 0.7 , le SMLO de PKS 0301-243 montre une brisure spectrale entre les HE et THE de $\Delta\Gamma = 2.7 \pm 0.07$. Le spectre H.E.S.S. corrigé de l'absorption sur le FLE en utilisant le modèle de [189] a un indice spectral de 3.1 ± 0.7 . La brisure spectrale entre les HE et THE provient donc à la fois d'une courbure du spectre intrinsèque de la source et de l'absorption du spectre à THE sur le FLE.

Bien que la composante synchrotron du modèle SAC réussisse à reproduire les données de l'optique aux rayons X, ce modèle ne peut pas expliquer les mesures de l'émission en IR et en radio qui ne sont pas contemporaines de l'état bas (1980-2000). Pour pouvoir rendre compte des mesures en IR simultanément avec les mesures à d'autres longueurs d'onde, une valeur pour n_1 aussi dure que 1 est nécessaire. Une telle pente est difficile à atteindre avec les modèles standard d'accélération des particules dans les jets. Les données IR suggèrent donc que la source a été mesurée à cette époque dans un état encore plus bas. Pour les données en radio, les rayonnements synchrotron de la zone dense d'émission sont auto-absorbés à ces énergies et leur interprétation requiert donc l'intervention d'une zone d'émission plus étendue où la densité de particules serait suffisamment faible pour empêcher l'auto-absorption [257]. En effet, ces données radio sont des mesures du flux total intégré et l'imagerie radio de PKS 0301-243 montre des structures en halo étendues en radio à l'échelle du kiloparsec autour d'un coeur dense [258].

Comme il a été vu à la section 5.2.2, aucune corrélation n'a été détectée entre les données d'ATOM et la bande à HE mesurée par le LAT, et une forte indication pour une corrélation entre ATOM et la bande à THE mesurée par H.E.S.S. a été obtenue. Dans le cadre du modèle SAC, cela montre que les électrons émettant en optique sont également responsables de l'émission à THE alors qu'une autre population serait responsable de l'émission à HE. Ce comportement a déjà été détecté dans l'état bas de PKS 2155-304 [235]. Le manque de corrélation entre optique et HE montre qu'un modèle avec une seule zone d'émission, bien que capable de reproduire le SMLO, est trop simpliste pour rendre compte du comportement temporel de PKS 0301-243, car une telle corrélation serait attendue avec ces modèles. Des modèles SAC avec plusieurs zones émettrices indépendantes sont une explication alternative à ce manque de corrélation optique/HE et permettent de justifier certains comportements extrêmes comme l'éruption orpheline de 1ES 1959+650 en 2002 [259].

5.4 Contraintes sur le fond diffus de lumière

Comme il a été détaillé au chapitre 4, le FLE en optique/UV qui absorbe l'émission à THE des sources extragalactiques par absorption de paires est difficile à mesurer en raison de la forte contamination par la lumière zodiacale. De plus, la méconnaissance du spectre intrinsèque de la source aux THE complique les mesures directes de l'absorption sur le spectre. Dans ce contexte, les données de *Fermi*/LAT à plus basse énergie permettent de mieux caractériser le spectre intrinsèque ce qui permet d'améliorer les contraintes sur le FLE [194, 195, 196]. La détection de signatures spectrales du second ordre dans les spectres des blazars les plus brillants permet également de mesurer le niveau d'EBL à faible décalage vers le rouge ($z < 0.2$) en utilisant les télescopes Tcherenkov comme H.E.S.S. [108] et à plus grands décalages vers le rouge ($0.5 < z < 1.6$) avec le LAT [107]. Dans cette étude, on utilise la méthode présentée dans la section 4.3 en faisant l'hypothèse que l'indice spectral intrinsèque à THE n'est pas plus petit que l'indice spectral mesuré par le LAT aux HE. Ainsi, à un niveau de confiance de 3σ , la pente minimale utilisée pour cette étude est 1.86.

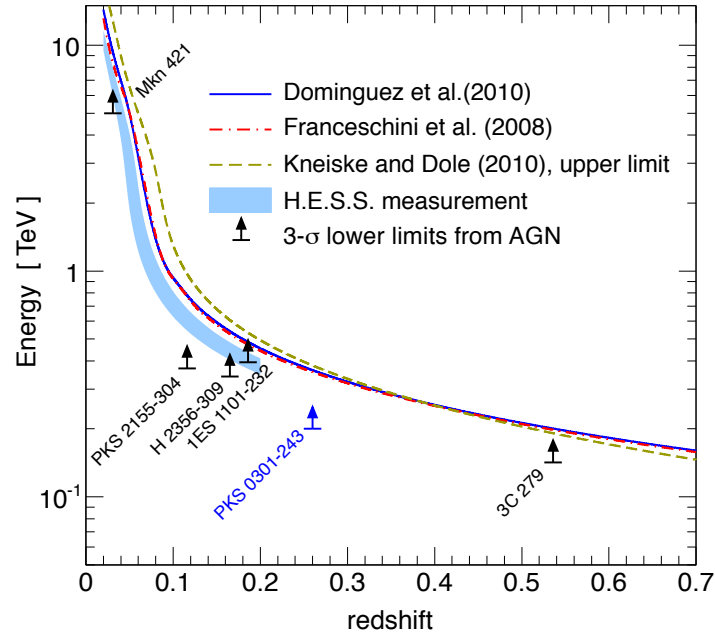


FIGURE 5.7 – (Extrait de [215]) Horizon gamma pour deux modèles de FLE [189, 260] et une limite supérieure provenant du modèle de [185]. La zone bleue est la mesure par H.E.S.S. à un niveau de confiance de 1σ . Des limites inférieures obtenues avec l'étude spectrale de certains NAG (dont PKS 0301-243, flèche bleue) sont montrées, données à un niveau de confiance de 3σ .

Pour déterminer la limite supérieure sur le niveau de FLE, la forme du SMLO

du FLE est prise suivant le modèle de [189]. De façon à ce que la pente désabsorbée ne soit pas plus petite que la pente minimale de 1.86, le niveau du FLE ne doit pas être supérieur à 2.7 fois le modèle de [189]. Cette limite supérieure peut être traduite plus explicitement en définissant l'horizon gamma comme le décalage vers le rouge donnant une profondeur optique $\tau = 1$ pour des photons d'une énergie donnée [261]. Ainsi, en considérant un décalage vers le rouge fixé z , plus le niveau de FLE est élevé, plus l'énergie nécessaire pour atteindre $\tau = 1$ est petite. Une limite supérieure sur le FLE peut donc être convertie en limite inférieure sur l'énergie des photons avec un horizon gamma à z . La contrainte obtenue avec PKS 0301-243 correspond à une limite inférieure de 200 GeV sur l'énergie pour un horizon gamma de 0.266. La figure 5.7 montre l'horizon gamma pour deux modèles différents de FLE [189, 260] ainsi qu'une limite supérieure provenant du modèle de [185] considéré comme une limite inférieure sur le niveau de FLE. La contrainte obtenue avec cette étude est également montrée, ainsi que d'autres contraintes obtenues avec l'étude d'autres sources [100, 262, 139, 141], correspondant donc à des décalages vers le rouges différents. La mesure de H.E.S.S. en utilisant un grand échantillon de blazars est aussi montrée [108]. Bien que toutes les limites inférieures obtenues avec les mesures de spectres à THE des NAG soient compatibles avec les modèles, l'espace autorisé pour les modèles entre les différentes contraintes est assez réduit.

CHAPITRE 6

Phénoménologie des particules de type axion

Sommaire

6.1 Oscillations dans un champ magnétique	77
6.1.1 Champ magnétique homogène	77
6.1.2 Champ magnétique turbulent	80
6.1.3 Propagation avec absorption de photons	84
6.2 Signatures des particules de type axion	86
6.2.1 Transparence de l'univers	86
6.2.2 Irrégularités spectrales	90

En raison du couplage des PTA avec deux photons, un photon peut osciller avec une PTA dans un champ magnétique externe (voir chapitre 1). Ces oscillations altèrent le spectre de la source. Dans ce chapitre, les modifications du spectre induits par les PTA sont présentées. Certains effets présentés dans ce chapitre sont nouveaux et ont été publiés dans la revue *Physical Review D* [263].

6.1 Oscillations dans un champ magnétique

6.1.1 Champ magnétique homogène

Lorsque le champ magnétique est homogène dans le milieu traversé par le faisceau composé de photons et de PTA, la matrice de mélange $\mathcal{M}$ qui définit le mélange entre les états d'interaction (polarisations du photon et PTA) et les états propres de la propagation, est constante. L'équation de Liouville-von Neumann 1.12 peut alors être intégrée facilement le long de la ligne de visée :

$$\rho(s) = \mathcal{U}\rho_0\mathcal{U}^\dagger, \quad (6.1)$$

où $\rho(s)$ est la matrice densité obtenue après propagation sur une distance s en partant de la matrice de densité initiale ρ_0 . $\mathcal{U}$ est la matrice de transfert qui permet de faire le passage de l'état initial à l'état final :

$$\mathcal{U} = e^{i(E+\mathcal{M})s}. \quad (6.2)$$

Le terme E dans l'équation 6.2 représente l'énergie du système comme au chapitre 1. Mathématiquement, pour calculer la matrice de transfert, il faut donc diagonaliser

la matrice de mélange afin de pouvoir en calculer l'exponentielle. Ceci correspond à déterminer les états propres de la propagation. Ce calcul est présenté en annexe B et inclut tous les termes généraux dans la matrice de mélange (fréquence plasma, effet Cotton-Mouton, absorption sur le FLE). Un faisceau de photons non polarisé est décrit par une matrice densité initiale :

$$\rho_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} . \quad (6.3)$$

En récupérant la troisième composante de la diagonale de $\rho(s)$, on obtient ainsi la probabilité qu'un photon d'un faisceau non polarisé soit converti en PTA après une distance s [65] :

$$P_{\gamma \rightarrow a} = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{2\pi s}{\lambda_{\text{osc}}} . \quad (6.4)$$

Cette probabilité comporte deux termes, un terme de mélange porté par l'angle de mélange θ :

$$\sin^2 2\theta = \frac{4\Delta_B^2}{\Delta_{\text{osc}}^2} , \quad (6.5)$$

et un terme de propagation, avec une longueur d'oscillation :

$$\lambda_{\text{osc}} = \frac{4\pi}{\Delta_{\text{osc}}} , \quad (6.6)$$

où $\Delta_{\text{osc}}^2 = (\Delta_{\text{QED}} + \Delta_{\text{pl}} - \Delta_a)^2 + 4\Delta_B^2$ en reprenant les notations du chapitre 1 pour les différents termes Δ .

La conversion entre photons et PTA dans un champ magnétique homogène est donc similaire au cas d'oscillations de saveurs des neutrinos, où l'angle de mélange est donné par la différence du carré des masses. Ici, le terme d'oscillation s'exprime en fonction des paramètres du système de conversion de la manière suivante :

$$\frac{2\pi s}{\lambda_{\text{osc}}} = \frac{g_{\gamma a} B_T s}{2} \sqrt{1 + \frac{m^4}{4g_{\gamma a}^2 B_T^2} \frac{1}{E^2}} . \quad (6.7)$$

Cette expression montre que le produit $\delta = g_{\gamma a} B_T s/2$ détermine la longueur d'oscillation et permet de caractériser la force du mélange. Elle est similaire au critère de Hillas pour l'accélération des rayons cosmiques, ce qui signifie que les sources les plus prometteuses de rayons cosmiques d'ultra hautes énergies sont également les meilleures cibles pour la recherche de PTA [264].

Une dépendance en l'énergie du système est apportée ici par le terme de masse de la PTA ou également par le terme de plasma si la propagation s'effectue dans un milieu dense en électrons (voir chapitre 8). Le seuil en énergie de la conversion est donné par le terme de mélange dans l'expression 6.4. Celui-ci s'écrit en effet en fonction des paramètres du système de conversion :

$$\sin^2 2\theta = \frac{4\Delta_B^2}{\Delta_{\text{osc}}^2} = \frac{1}{1 + \frac{m^4}{4g_{\gamma a}^2 B_T^2} \frac{1}{E^2}} . \quad (6.8)$$

L'expression 6.8 montre qu'il existe un seuil en énergie en dessous duquel le terme de mélange 6.5 tend vers zéro. Ce seuil en énergie est appelé énergie critique et est défini par [264] :

$$E_c = \frac{m^2}{2g_{\gamma a}B_T} . \quad (6.9)$$

De plus, l'expression 6.7 montre que, en parallèle des oscillations spatiales, des pseudo-oscillations en énergie apparaissent autour de E_c [265, 263]. Le terme de propagation étant pour autant majoré par 1, la probabilité de conversion tend vers 0 pour des énergies petites devant E_c . A l'inverse, pour des énergies grandes devant E_c , le terme de mélange et le terme d'oscillation sont indépendants de l'énergie. En considérant une constante de couplage $g_{\gamma a} = 8 \times 10^{-11} \text{GeV}^{-1}$ à la limite des contraintes en laboratoire actuelles (voir chapitre 1) et pour des valeurs typiques de champ magnétiques en astrophysique de 1 nG, E_c est de l'ordre du TeV pour des masses de PTA de l'ordre du neV. La transition spectrale à cette énergie critique se trouve alors dans gamme d'énergie où H.E.S.S. est sensible.

Pour un domaine, un exemple de représentation de la probabilité de survie du photon, $P_{\gamma \rightarrow \gamma} = 1 - P_{\gamma \rightarrow a}$ en fonction de l'énergie est montré sur la figure 6.1 pour trois valeurs différentes de δ , caractérisant l'efficacité du mélange, et une masse de PTA de 2 neV. A faible énergie, la probabilité de survie vaut toujours 1, signifiant qu'il n'y a pas de conversion entre photons et PTA. Il s'ensuit à des énergies plus grandes, autour de E_c un régime transitoire marqué par les pseudo-oscillations en énergie, avant d'atteindre un régime asymptotique où la probabilité de survie du photon ne dépend plus de l'énergie. De plus, la pseudo-période des pseudo-oscillations en énergie dépend des paramètres de mélange et diminue lorsque δ augmente.

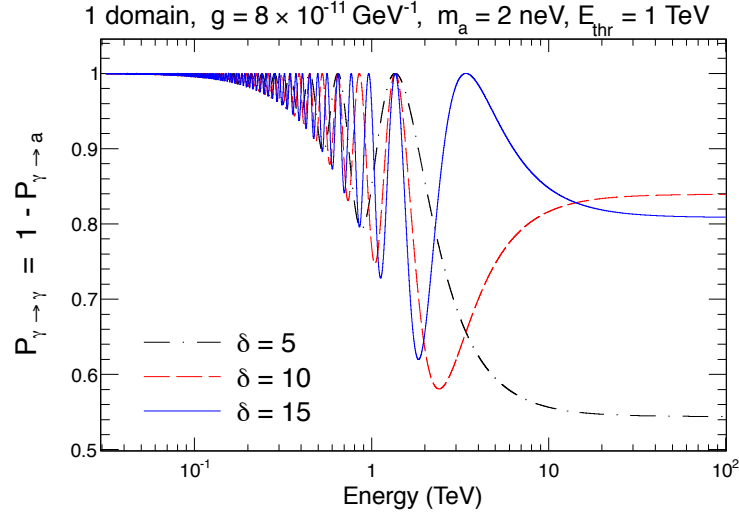


FIGURE 6.1 – (Extrait de [263]) Evolution de la probabilité de survie du photon en fonction de l'énergie pour un domaine.

La valeur de l'asymptote de la probabilité de conversion à haute énergie, valant $\sin^2 \delta/2$, dépend uniquement de δ . Cependant, la dépendance étant sinusoïdale

en δ , pour connaître la valeur exacte de l'asymptote, il est nécessaire d'avoir une connaissance parfaite des paramètres du domaine de conversion B et s . Dans une expérience en laboratoire, par exemple un hélioscope comme CAST ([79], voir chapitre 1), ces paramètres sont contrôlés et sont donc connus avec une grande précision. En revanche, dans le cadre de cette étude, les domaines de conversion sont astrophysiques et les paramètres B et s ne peuvent donc être connus avec grande certitude. Il est donc impossible dans ce cas de prédire la valeur de l'asymptote en fonction de $g_{\gamma a}$.

6.1.2 Champ magnétique turbulent

Les champs magnétiques en astrophysique sont rarement homogènes sur de grandes échelles mais présentent au contraire de grandes hétérogénéités voire de la turbulence. Le champ magnétique de la Voie Lactée en est un bon exemple. Il présente au moins deux composantes, l'une turbulente sur des échelles spatiales d'au plus 100 pc, l'autre ordonnée dans le disque et dans un halo autour de la Galaxie. Ce type de champ magnétique n'étant pas constant le long de la ligne de visée, l'équation 1.12 ne peut plus être intégrée aussi simplement que dans la section 6.1.1. L'équation différentielle est résolue numériquement en divisant la ligne de visée en éléments finis dans lesquels le champ magnétique est supposé homogène. Dans la suite, un élément fini est appelé un domaine. La corrélation entre différents domaines est traitée par la suite. A l'intérieur de chaque domaine, la solution analytique est donnée par la formule 6.1. Un calcul direct montre que la solution après parcours dans n domaines est donnée par la même forme que l'équation 6.1 avec :

$$\mathcal{U} = \prod_{i=1}^n \mathcal{U}_i , \quad (6.10)$$

où $\mathcal{U}_i$ est la matrice de transfert du domaine i , donnée par la formule 6.2.

• Description de la turbulence

Dans une image simplifiée, la taille des domaines est déterminée par ce que l'on appelle la longueur de cohérence du champ magnétique. La longueur de cohérence correspond à la plus grande échelle spatiale sur laquelle le champ magnétique est homogène. Dans la littérature sur les axions, la turbulence du champ magnétique est décrite à l'aide de cette simple longueur de cohérence. Cette modélisation est faite en changeant aléatoirement la direction du champ magnétique entre chaque domaine. La norme du champ magnétique est quant à elle souvent supposée constante entre les domaines. Un premier raffinement de ce modèle est de décrire la norme aléatoirement dans une gaussienne dont la variance correspond à la valeur supposée du champ magnétique. Cette approche a pour effet d'augmenter la longueur d'oscillation car le champ magnétique est en moyenne plus faible par domaine, ce qui diminue la sensibilité expérimentale à $g_{\gamma a}$.

La description de la turbulence du champ magnétique peut être plus élaborée. En effet, la turbulence peut apparaître sur des échelles spatiales différentes, comme c'est le cas par exemple pour la Voie Lactée, où le champ est turbulent sur des échelles du parsec à la centaine de parsecs. Des études sur la diffusion des rayons cosmiques dans la galaxie ont montré l'importance de la description multi-échelles de la turbulence [266]. La turbulence à des échelles différentes a généralement des puissances différentes. Pour modéliser cette turbulence, on utilise donc le spectre de puissance de la turbulence, qui donne l'amplitude associée à chaque échelle de turbulence. La méthode utilisée ici est extraite de [267]. Une description typique de la turbulence utilise un spectre de puissance en loi de puissance décroissante auquel est rajouté une transition régulière à l'échelle de cohérence [267] :

$$\delta B_k^2 \propto \sigma^2 \frac{k^2}{1 + (kL_c)^{\alpha+2}} . \quad (6.11)$$

$k = 2\pi/L$ est le mode associé à l'échelle spatiale L et L_c est la longueur de cohérence. Pour un spectre de turbulence de Kolmogorov, $\alpha = 5/3$. Pour des échelles spatiales plus petites que la longueur de cohérence, c'est à dire des modes plus grands, l'amplitude associée est plus petite. Ce spectre de puissance est représenté sur la figure 6.2.

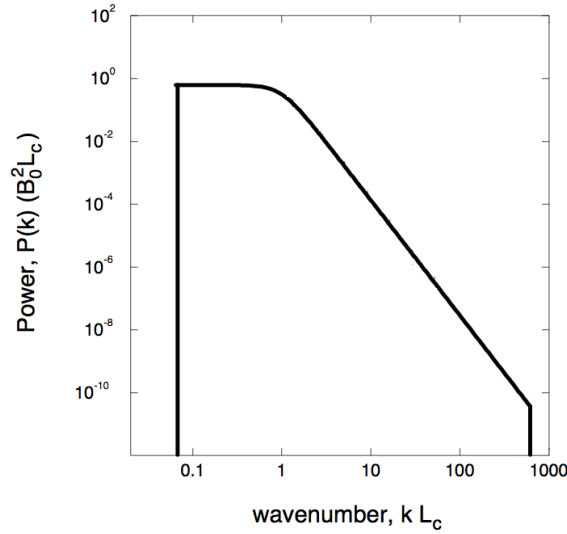


FIGURE 6.2 – (Extrait de [267]) Spectre de puissance de Kolmogorov pour la description de la turbulence du champ magnétique.

Une fois que le spectre de turbulence est choisi, une simulation est générée en faisant une transformation de Fourier numérique du spectre avec N ondes planes à symétrie sphérique :

$$\vec{B}(\vec{x}) = \sum_{j=1}^N A(k_j) \vec{e}_j e^{ik_j z'_j + i\beta_j} , \quad (6.12)$$

où $\vec{\varepsilon}$ est la polarisation de l'onde, se propageant dans la direction z' , décrite linéairement avec un angle dans le plan (x', y') . Pour chaque onde plane un repère (x', y', z') est déterminé aléatoirement par 2 angles de rotation du repère physique dont les coordonnées sont notées ici $\vec{x}$. $A(k_j)$ est l'amplitude associée à l'onde plane et est donnée grâce au spectre de puissance introduit à la formule 6.11 :

$$A(k_j) = \sigma^2 \frac{\delta B_{k_j}^2}{\sum_j \delta B_{k_j}^2} \quad (6.13)$$

La figure 6.3 montre une simulation de champ magnétique transverse le long de la ligne de visée pour deux modélisations de la turbulence. La ligne du haut est produite avec une turbulence multi-échelles et un spectre de puissance de Kolmogorov sur un total d'une demi-longueur de cohérence. Cette ligne montre que l'échelle de turbulence la plus forte, correspondant à la plus grande échelle spatiale, égale à la longueur de cohérence, induit un retournement du champ magnétique typiquement au bout de la demi longueur de cohérence. Des fluctuations à plus faible échelle se greffent par dessus, avec donc une amplitude plus faible. La ligne du bas montre une simulation produite avec une orientation aléatoire tirée à chaque domaine et une norme aléatoire gaussienne, comme décrit dans le paragraphe précédent. La longueur de cohérence est donc ici égale à la taille du domaine.



FIGURE 6.3 – *Champ magnétique transverse simulé, avec spectre de puissance de Kolmogorov (ligne du haut, une demi-longueur de cohérence représentée), et une seule échelle de turbulence (ligne du bas, 20 longueurs de cohérence représentées).*

• Effet des oscillations entre photons et PTA

Dans chaque domaine où le champ magnétique est constant, le champ magnétique transverse à la ligne de visée est différent. Il s'ensuit que les valeurs de δ et E_c , présentées en section 6.1.1, varient d'un domaine à l'autre. Les pseudo-oscillations en énergie qui apparaissent pour des énergies autour de E_c vont donc avoir des pseudo-périodes, des amplitudes et des positions en énergie différentes. Ces pseudo-oscillations sont portées par la matrice de transfert $\mathcal{U}$ du domaine. Lorsque le produit des matrices de transfert est effectué (voir équation 6.10), les différentes pseudo-oscillations se multiplient, aboutissant à un motif d'irrégularités spectrales spécifique. Un exemple de motif est montré sur la figure 6.4. Ce motif correspond à une configuration particulière d'un champ magnétique turbulent. Pour d'autres configurations, le motif d'irrégularités varie. Dans la suite, une réalisation correspond à une configuration donnée du champ magnétique. Pour la figure 6.4, une réalisation d'un champ magnétique turbulent avec spectre de Kolmogorov sur des échelles de turbulence de 1 à 10 Mpc est utilisée. La longueur totale où la conversion peut s'effectuer

est de 500 Mpc et la variance du champ magnétique est de 1 nG. Ces paramètres sont inspirés par des valeurs possibles pour le champ magnétique intergalactique et sont utilisés ici comme exemple. Dans la suite, des paramètres plus réalistes pour les différents champs magnétiques sur la ligne de visée seront utilisés. Les paramètres de la PTA sont les mêmes que pour la figure 6.1.

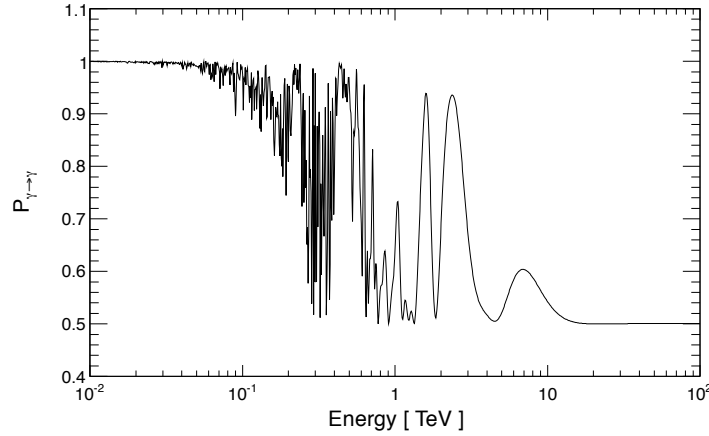


FIGURE 6.4 – *Probabilité de survie d'un photon en fonction de l'énergie pour une réalisation d'un champ magnétique turbulent (voir texte pour détails).*

Les irrégularités spectrales liées aux oscillations entre photons et PTA dans un champ magnétique turbulent ont été étudiées en détail pour la première fois dans [263]. L'observabilité de telles irrégularités avec les instruments d'observation au TeV actuels a été également étudiée dans [263] et sera détaillée dans la section 6.2. Cette signature sera utilisée aux chapitres 7 et 8 pour mettre des contraintes sur le couplage entre photons et PTA avec respectivement les données de H.E.S.S. sur le NAG PKS 2155-304 et de *Chandra* sur l'amas de galaxie de Hydra A.

La probabilité de survie, présentée sur la figure 6.4, est calculée pour une seule réalisation du champ magnétique. La moyenne de la probabilité de survie sur toutes les réalisations possibles du champ magnétique pour un faisceau de photons initial non polarisé peut être calculée analytiquement (voir [268, 61]) :

$$P_{\gamma \rightarrow \gamma} = \frac{1}{3}(1 - e^{-3NP_0}) , \quad (6.14)$$

où $P_0 \sim \frac{1}{2}(g_{\gamma a}Bs)^2/2$ est la probabilité de conversion dans un domaine de taille s exprimée par l'équation 6.4 lorsque $s \ll \lambda_{\text{osc}}$. En moyenne, cette probabilité s'établit donc à $1/3$ à des énergies plus grandes. Le faisceau est alors composé à $1/3$ de PTA et à $2/3$ de photons. Ces proportions proviennent du fait qu'il y a deux états de polarisation autorisés pour le photon alors qu'il n'y a qu'un seul état disponible pour la PTA.

Pour construire la figure 6.4, une échelle minimale de turbulence de 1 Mpc est considérée. On choisit d'arrêter le spectre de turbulence aux petites échelles spatiales

car la conversion entre photons et PTA devient négligeable aux petites échelles au regard des plus grandes, pour deux raisons. La première raison est que le spectre de turbulence est décroissant en allant vers des échelles spatiales plus petites, ce qui diminue leur contribution. La deuxième raison est que, à distance totale équivalente, la conversion est moins efficace lorsque le champ magnétique est turbulent sur de plus petites échelles spatiales, c'est à dire lorsqu'il faut faire plus de domaines. En effet, en considérant que δ et NP_0 sont petits devant 1, un développement limité de l'équation 6.14 donne $P_0 \sim \delta^2/2$ et :

$$P_{\gamma \rightarrow a} \sim \frac{1}{3}(1 - e^{-3N\delta^2/2}) \sim N\delta^2/2 = \frac{g_{\gamma a}^2 B^2 L^2}{8L/s} , \quad (6.15)$$

où L désigne la longueur totale de conversion et s la taille d'un domaine. Le dernier terme de l'équation 6.15 montre que plus la taille des domaines est petite, c'est à dire plus la turbulence se fait sur des petites échelles spatiales, plus la probabilité totale de conversion est faible. En combinant les deux effets, pour une turbulence de Kolmogorov (un indice spectral $\alpha = 5/3$), la probabilité de conversion à l'échelle spatiale $L_c/10$ est $10^{13/6} = 147$ fois plus faible que la probabilité de conversion pour un champ magnétique turbulent à l'échelle spatiale L_c . Dans la suite, les spectres de turbulence ne seront donc décrits qu'entre $L_c/10$ et L_c , où L_c est l'échelle maximale de turbulence, les échelles plus petites que $L_c/10$ pouvant être négligées.

6.1.3 Propagation avec absorption de photons

Dans le chapitre 4, le cas de l'absorption des photons sur le fond lumière extragalactique (FLE) lors de la propagation dans le milieu intergalactique a été abordé. En présence de couplage des photons avec les PTA, la propagation est modifiée car les PTA ne subissent pas l'absorption sur le FLE. Si le champ magnétique dans le milieu intergalactique est nul et que le couplage entre photons et PTA ne se fait que au niveau de la source ou de la Voie Lactée, alors l'absorption des photons sur le FLE se fait indépendamment du couplage avec les PTA. Il suffit dans ce cas d'appliquer le facteur d'absorption sur la fraction de photons qui traverse le milieu intergalactique. Par exemple, en considérant $P_{\gamma \rightarrow \gamma}$ la probabilité de survie dans la source, la probabilité de survie des photons à l'entrée de la Galaxie s'écrit $P_{\gamma \rightarrow \gamma} e^{-\tau}$ où τ est la profondeur optique d'absorption sur le FLE (voir chapitre 4).

En revanche, lorsque l'on considère que la conversion entre photons et PTA dans le milieu intergalactique est possible, c'est à dire avec un champ magnétique non nul, alors les processus d'oscillations entre photons et PTA et d'absorption des photons sont couplés et ne peuvent plus être traités séparément comme dans le cas du paragraphe précédent. L'absorption des photons est décrite en rajoutant un terme imaginaire $i\Delta_{\text{abs}}$ dans la diagonale de la matrice de mélange pour les deux états de polarisation du photon. Ce terme imaginaire va briser l'unitarité de la matrice de transfert $\mathcal{U}$ de façon à ne plus avoir une probabilité de transmission totale de 1. L'équation de propagation suivant z pour les états de polarisation $A_{1,2}$, en ne

considérant pas les termes de mélange entre photons et PTA Δ_B devient alors :

$$-i\partial_z A_{1,2} + EA_{1,2} - i\Delta_{\text{abs}} = 0 \quad . \quad (6.16)$$

La solution de cette équation est :

$$A_{1,2}(z) = A_{1,2,(0)} e^{-iEz} e^{-\Delta_{\text{abs}} z} \quad , \quad (6.17)$$

ce qui donne la probabilité d'observer un photon à une distance s :

$$\begin{aligned} |\langle A_1 | A_1 \rangle|_{z=s}^2 + |\langle A_2 | A_2 \rangle|_{z=s}^2 &= (A_{1,(0)}^2 + A_{2,(0)}^2) e^{-2\Delta_{\text{abs}} s} \\ &= P_{\gamma,(0)} e^{-2\Delta_{\text{abs}} s} \quad . \end{aligned} \quad (6.18)$$

Cette dernière expression se compare avec l'atténuation due au FLE (voir chapitre 4) exprimée sous la forme $P_{\gamma,(0)} e^{-\tau}$, ce qui donne :

$$\Delta_{\text{abs}} = \frac{\tau}{2s} \quad . \quad (6.19)$$

τ est la profondeur optique du domaine de taille s , calculée de manière intégrale comme dans l'équation 4.28. Les domaines doivent être suffisamment petits de sorte que le terme d'absorption soit constant le long de z dans le domaine, c'est à dire que la densité de photons du FLE soit homogène dans le domaine. Dans le cas contraire, l'équation différentielle 1.12 ne peut plus être intégrée simplement.

La solution analytique de l'équation 1.12 avec le terme d'absorption est calculée de la même façon que dans la section 6.1.1 en diagonalisant la matrice de mélange. La solution est présentée en annexe B. Un exemple de probabilité de survie en fonction de l'énergie est montré sur la figure 6.5 pour une propagation dans le milieu intergalactique depuis un redshift de 0.1 avec un champ magnétique de 1 nG et une échelle de turbulence unique de 1 Mpc. Les paramètres de la PTA sont les mêmes que pour la figure 6.1. La figure du haut montre le motif d'irrégularités attendu sans absorption. La figure du bas montre la probabilité de survie pour la même réalisation du champ magnétique, en rajoutant le terme d'absorption. L'absorption est décrite avec le modèle de FLE de [185] (voir chapitre 4). La courbe rouge montre la prédiction de ce modèle dans le cas sans PTA.

La figure du bas de la figure 6.5 montre que la probabilité de survie à haute énergie (loin des irrégularités) peut être plus grande avec des oscillations entre photons et PTA que dans le cas standard de la simple absorption sur le FLE montré par la courbe rouge. Ceci est dû au fait que l'absorption n'intervient pas lorsque le système se propage sous l'état PTA. Ce phénomène peut donc rendre l'univers plus transparent à haute énergie, et est la raison historique pour laquelle les PTA ont été considérées en astronomie gamma. Cet effet a d'abord été utilisé par [269] dans le cas de l'absorption des photons sur le fond diffus cosmologique, en micro-ondes, qui concerne des rayons gamma avec des énergies de l'ordre du PeV. Dans la suite, il sera montré que cette conclusion dépend fortement de la réalisation du champ magnétique turbulent.

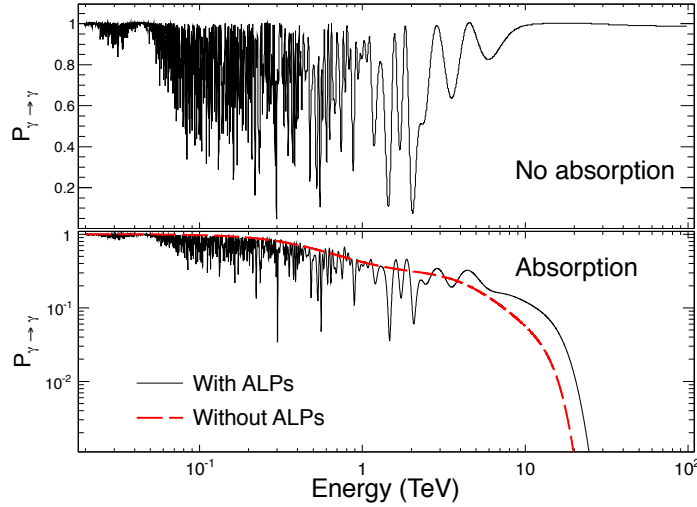


FIGURE 6.5 – (Extrait de [263]) Probabilité de survie d'un photon en fonction de l'énergie pour une réalisation d'un champ magnétique intergalactique turbulent, sans absorption sur le FLE (panel du haut), et avec absorption sur le FLE (panel du bas). La courbe rouge représente le cas sans oscillations photons-PTA (absorption uniquement).

6.2 Signatures des particules de type axion

Dans la section précédente, les effets des oscillations entre photons et PTA dans un champ magnétique externe sur les spectres des sources ont été présentés. Le but de cette partie est d'analyser ces effets pour en tirer de possibles observables ou signatures, permettant de conclure à l'existence ou non de PTA dans certaines gammes de paramètres $(m, g_{\gamma a})$.

6.2.1 Transparence de l'univers

Comme il a été montré dans la section 6.1.3, l'opacité de l'univers induite par l'absorption des photons sur le FLE est modifiée en présence de couplage avec des PTA. L'avènement de l'astronomie gamma de très haute énergie avec des télescopes Tcherenkov de haute précision a permis de sonder les spectres à des énergies affectées par l'absorption sur le FLE et de contraindre la densité de ce FLE (voir chapitre 4). Des mesures indépendantes réalisées à la fin des années 90 et au début des années 2000 étaient en conflit avec les modèles de FLE de l'époque. Ces observations semblaient exclure les modèles de FLE ou bien requérir des effets de nouvelle physique. Une de ces premières mesures est par exemple l'éruption du NAG Markarian 501 (Mkn 501) situé à un redshift de 0.034, observée par le système de télescopes HEGRA en 1997, où des photons jusqu'à 20 TeV ont été observés [270]. Le spectre observé par HEGRA, extrait de [271] est montré sur la figure 6.6 avec le spectre corrigé de l'absorption sur le FLE. Le modèle de FLE minimal de [272] a

été utilisé pour cette correction.

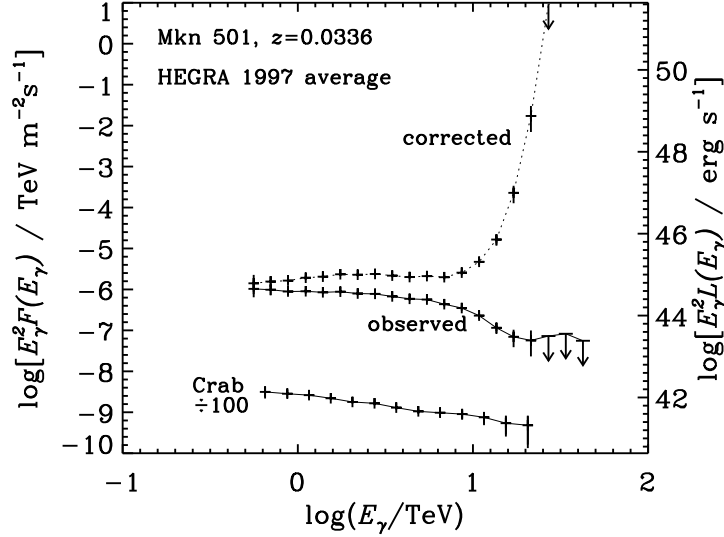


FIGURE 6.6 – (Extrait de [271]) Spectre observé de Mkn 501 vu par HEGRA pendant l'éruption de 1997, et corrigé de l'absorption sur le FLE avec le modèle minimal de [272].

Le spectre corrigé par l'effet de l'absorption sur le FLE montre une forte remontée au delà de 10 TeV. Cette forme spectrale est en contradiction avec les modèles d'émission des sources (voir chapitre 4), suggérant que la correction appliquée au spectre est trop forte. Dans le modèle de FLE utilisé, la densité spectrale de photons du FLE est donc trop élevée par rapport à la correction qui permettrait d'avoir un spectre en accord avec les modèles d'émission. Le problème est que le modèle utilisé ici était un modèle dit "minimal", basé sur des mesures en infrarouge avec l'instrument FIRAS. En d'autres termes, l'univers apparaissait plus transparent que prévu. Une des premières solutions avancées pour résoudre cette contradiction est basée sur la brisure de l'invariance de Lorentz, qui aurait pour effet de déformer le seuil en énergie pour la production de paires électrons-positrons, et donc de diminuer l'opacité aux énergies mises en jeu [273]. Ce n'est qu'en 2006, suite à de nouvelles mesures effectuées par H.E.S.S. sur deux NAG, 1ES 1101-232 et H 2356-309 (voir [100]), que les PTA ont été proposées comme solution. Les mesures de H.E.S.S. sur ces deux NAG ont montré les mêmes problèmes que pour l'observation de Mkn 501 avec HEGRA. Dans la solution avec PTA, les oscillations photons-PTA permettent de réduire l'opacité de l'univers (voir section 6.1.3) et de rendre les observations cohérentes avec les modèles d'émission.

Différents scénarios sont envisagés dans le cas de la solution avec PTA. Les oscillations entre photons et PTA pourraient avoir lieu dans le milieu intergalactique, en même temps que l'absorption des photons sur le FLE, en ne prenant pas en

compte les oscillations possibles dans les champs magnétiques de la source ainsi que celui de la Voie Lactée [101]. Cette solution a pour inconvénient majeur qu'elle nécessite un champ magnétique intergalactique (pour lequel aucune mesure précise n'existe) de 1 nG, c'est à dire à la limite supérieure apportée par l'observation du fond diffus cosmologique [274]. Davantage de détails sur ces champs magnétiques seront donnés au chapitre 7. Un autre scénario ne fait au contraire pas intervenir le champ magnétique intergalactique mais ne considère que les oscillations à la source et dans la Galaxie [103]. Dans ce scénario, des photons sont initialement convertis en PTA dans les champs magnétiques présents autour de la source (ces champs seront détaillés dans les chapitres 7 et 10). Ces PTA traversent le milieu intergalactique sans être converties en photons et ne peuvent donc pas être absorbées. A l'entrée dans la Galaxie, les PTA sont partiellement reconverties en photons dans le champ magnétique de la Voie Lactée. Ce scénario est une sorte d'expérience de "lumière qui brille à travers un mur" cosmique (voir chapitre 1) où le mur est fourni ici par l'absorption sur le FLE. Une récente étude a combiné les deux scénarios en considérant les trois domaines de champ magnétique et montré que les PTA fournissent toujours une solution au problème de transparence de l'univers [104].

Depuis les observations de H.E.S.S. en 2006, les modèles de FLE ont été revus. En moyenne, les modèles postérieurs à 2006, présentés au chapitre 4 sont deux fois plus faibles que leurs prédécesseurs. Ceci a permis de réconcilier les modèles avec les observations à très haute énergie. La mesure du niveau de FLE par les expériences H.E.S.S. et *Fermi*/LAT (voir chapitre 4), compatible avec le modèles de FLE actuels, en est un bon exemple. Si les PTA ne sont plus nécessaires pour expliquer les mesures au TeV, à l'inverse, ces mesures pourraient être utilisées pour contraindre les PTA. Pour pouvoir poser des contraintes, il est nécessaire d'identifier une signature claire de l'effet recherché.

Une observable de la présence de PTA, explicitée dans [99], pourrait être la remontée des derniers bins en énergie dans les spectres des sources, due aux effets de transparence. L'idée de cette méthode reposerait sur le fait que dans le cas de transparence anormale induite par des PTA, les derniers bins en énergie remonteraient. Comme les spectres observés ne sont plus anormaux au regard des modèles de FLE, il serait possible de mettre une contrainte sur le couplage entre photons et PTA. Pour pouvoir estimer la faisabilité de cette exclusion, il est donc nécessaire de calculer la modification de transparence apportée par les PTA.

Une étude de 2009 [67], dans le cadre du scénario de conversion dans le milieu intergalactique, a montré que la transparence apportée par les PTA dépend fortement de la réalisation du champ magnétique sur la ligne de visée, en raison de la dépendance de la probabilité de survie en fonction de la réalisation choisie. De plus, la variance de la probabilité de survie inclut la prédiction du modèle sans PTA, c'est à dire pour $g_{\gamma a} = 0$. Cela signifie qu'il existe des réalisations du champ magnétique pour lequel l'univers paraît plus opaque avec des PTA. Ces cas défavorables arrivent lorsque les PTA ne se reconvertissent pas en photons avant d'être détectés. Un exemple de cette variance est montré avec la bande bleue sur la figure 6.7, extraite de [275]. Cette figure est construite dans le cas du scénario avec

un champ magnétique dans la source de $1 \mu\text{G}$ sur 500 kpc, typique d'un amas de galaxie, et le modèle de champ magnétique dans la Voie Lactée de [276]. Un couplage $g_{\gamma a} = 5 \times 10^{-13} \text{ GeV}^{-1}$ et une masse de PTA de 1 neV sont utilisés. Des irrégularités spectrales apparaissent à plus faible énergie en raison des oscillations entre photons et PTA dans les champs magnétiques (voir section 6.1.2). La bande bleue, obtenue en variant les réalisations du champ magnétique de la source, inclut la courbe en tirets rouges du modèle sans PTA. La probabilité de survie pour une réalisation particulière du champ magnétique de la source est également montrée, ici dans un cas favorable à un excès de transparence induit par des PTA. Dans le scénario considérant l'ensemble des trois champs magnétiques sur la ligne de visée, à la source, dans le milieu intergalactique, et dans la Galaxie, le même résultat où la variance de l'effet de transparence inclut la prédiction sans PTA est retrouvé.

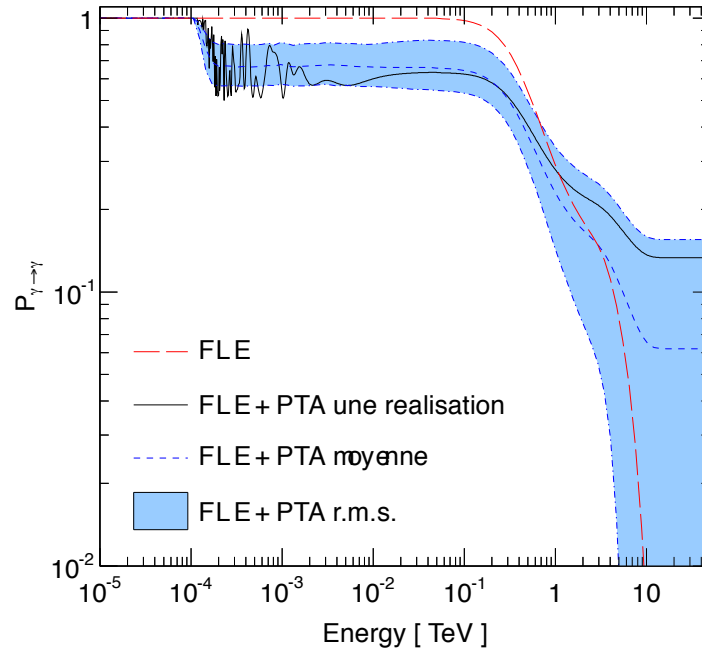


FIGURE 6.7 – (Extrait de [275]) Représentation de la probabilité de survie d'un photon en fonction de l'énergie. La ligne noire est un exemple pour une réalisation. La ligne en tirets rouges correspond au modèle de FLE sans PTA. La ligne en tirets bleus montre la moyenne sur l'ensemble des réalisations possibles du champ magnétique, alors que la bande bleue en montre la variance.

Le fait qu'il existe des réalisations particulières du champ magnétique qui conduisent à un univers plus transparent avec PTA que sans empêche clairement de mettre des contraintes sur les paramètres des PTA. L'observable de transparence telle qu'introduite ici, c'est à dire à travers la présence de bins anormaux aux hautes énergies du spectre, n'est pas une bonne observable pour contraindre les PTA, du moins pour les sources actuellement observées à haute énergie. Dans la section suivante, une

nouvelle observable est proposée, qui se base sur les irrégularités présentes dans le spectre autour de l'énergie critique.

6.2.2 Irrégularités spectrales

Le but de cette section est de tester si les irrégularités spectrales qui apparaissent autour du seuil en énergie sont observables avec les instruments actuels d'observation de gammas à très haute énergie. En effet, la résolution en énergie de ces instruments, typiquement de 15% (voir chapitre 2), a pour effet de lisser les irrégularités qui pourraient alors ne pas être observables. La figure 6.8 (extraite de [277]) montre un exemple d'irrégularités, ainsi que le même motif lissé par une résolution en énergie de 15%. Les oscillations rapides en énergie, au début des irrégularités, sont entièrement lissées et seules les oscillations les plus lentes, à la fin du motif, ne sont pas supprimées.

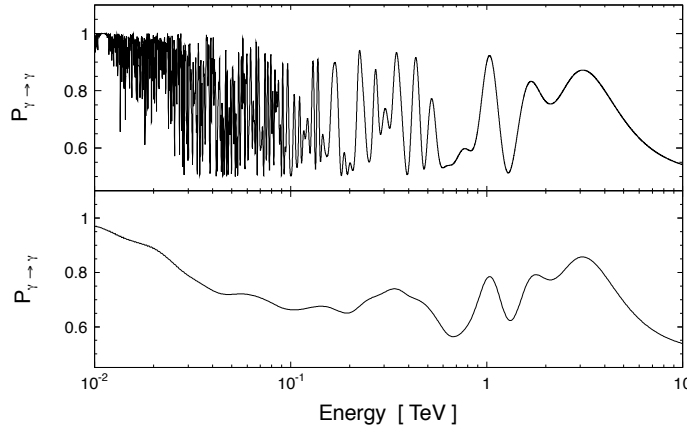


FIGURE 6.8 – (Extrait de [277]) Représentation de la probabilité de survie en fonction de l'énergie pour une réalisation d'un champ magnétique turbulent (En haut, voir texte pour détails), ainsi que le même signal, mais brouillé par la résolution en énergie de H.E.S.S. (En bas).

Pour étudier l'observabilité de ces irrégularités, une source à un décalage vers le rouge de 0.1 est simulée, ce décalage vers le rouge étant typique des sources actuellement détectées à THE. Cette étude a été présentée en détail dans [263]. Des oscillations entre axions et photons dans un champ magnétique intergalactique de 1 nG avec une longueur de turbulence de 1 Mpc sont considérées, en prenant en compte l'absorption sur le FLE. Ce milieu simule la propagation dans le champ magnétique intergalactique, en supposant une valeur forte de 1 nG à la limite supérieure actuelle. Le spectre de la source est supposé suivre une parabole logarithmique avec un flux intégré dans la bande au TeV similaire à celui de la nébuleuse du Crabe. Une observation de 50 heures avec un instrument ayant une résolution en énergie de 15% et une acceptance de 10^5 m^2 typique des télescopes Tcherenkov est supposée. Le spectre intrinsèque est multiplié par une probabilité de survie pour une réalisation

aléatoire du champ magnétique et ensuite binné pour obtenir le spectre tel qu'il aurait été observé par l'instrument. Le résultat d'une de ces simulations est montré sur le côté gauche de la figure 6.9. Le spectre observé est ensuite ajusté avec une parabole logarithmique modulée par l'absorption sur le FLE pour simuler la procédure qu'un observateur réaliserait. Dans le cas d'une simulation avec $g_{\gamma a} = 0$, les résidus se distribuent normalement autour de 0 (points bleus). Dans le cas d'un couplage $g_{\gamma a} = 8 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ (points rouges), les points montrent de fortes déviations chaotiques. Ces déviations sont une signature claire de la présence d'irrégularités dans le spectre induites par les oscillations entre photons et PTA.

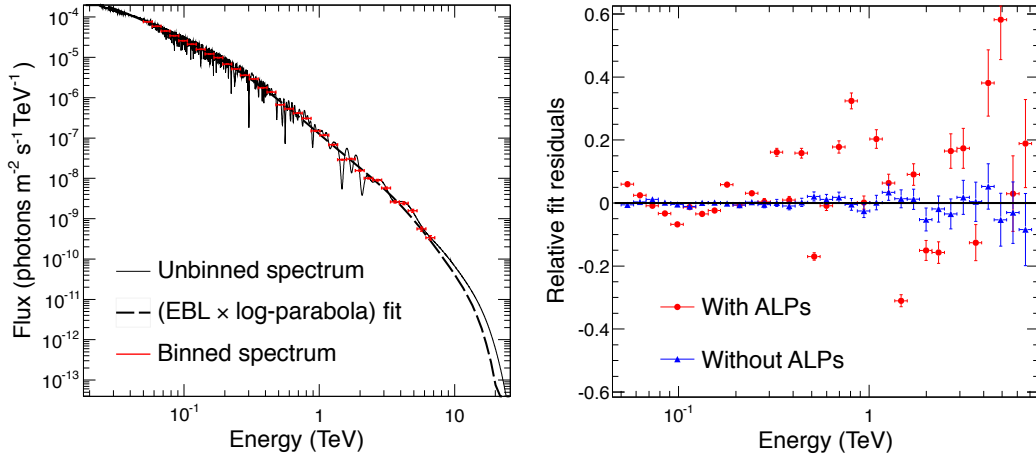


FIGURE 6.9 – (Extrait de [263]) Simulation d'une source avec oscillations photons-PTA. A gauche : spectre continu (courbe noire) et spectre binné (bins rouges). A droite : résidus d'un ajustement d'une parabole logarithmique sur le spectre binné, dans le cas de la simulation du panel de gauche (rouge) et d'une simulation avec $g_{\gamma a} = 0$ (bleu).

Etant donné le caractère chaotique du spectre observé dû à la probabilité de survie irrégulière, une déviation anormale des résidus serait observée à condition que la fonction ajustée soit régulière. Un point crucial est justement qu'aucun modèle d'émission des sources ne serait en mesure de reproduire un tel motif d'irrégularités. La forme exacte des déviations ne peut pas être prédite mais leur amplitude, c'est à dire par exemple la variance des résidus, dépend du couplage entre photons et PTA. Cette valeur de la variance pour une réalisation dépend de l'analyse effectuée, et en particulier du seuil en énergie utilisé pour le spectre, ou encore de la paramétrisation de la fonction ajustée. Cette observable est donnée ici comme exemple, mais d'autres estimateurs plus sophistiqués peuvent être construits (voir chapitre 7).

Il importe de vérifier que la dispersion de cette observable sur différentes réalisations du champ magnétique n'est pas plus grande que l'effet lui-même. Dans le cas contraire, on serait dans un cas similaire à celui de la section précédente dans le cas de l'observable de transparence. Dans cette section, la dispersion de l'effet de

Modèle	Variance des résidus
Sans PTA	0.04 ± 0.01
$g_{\gamma a} = 10^{-11}$, $m = 0.7$	0.11 ± 0.04
$g_{\gamma a} = 8 \times 10^{-11}$, $m = 2$	0.20 ± 0.05

TABLE 6.1 – Valeurs de l'écart type de l'estimateur de variance des résidus pour différentes valeurs de $g_{\gamma a}$ et m (en unités de GeV^{-1} et neV respectivement). [263]

transparence pour différentes réalisations du champ magnétique était plus large que l'effet lui même, ce qui empêche l'utilisation de cette observable pour mettre des contraintes sur les PTA.

Pour estimer la dispersion de l'effet due aux différentes réalisations du champ magnétique, la simulation de l'observation de la source faite pour produire la figure 6.9 est répétée de nombreuses fois (5000) avec des réalisations tirées aléatoirement. Pour chaque simulation, la variance des résidus de l'ajustement d'une parabole logarithmique modulée par l'absorption sur le FLE de lumière est calculée. L'écart-type de cet estimateur pour les différentes réalisations est montré dans la table 7.1 dans le cas sans PTA, avec $g_{\gamma a} = 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ et avec $g_{\gamma a} = 8 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$. Entre les deux cas avec $g_{\gamma a}$ non nul, la masse de la PTA est modifiée de façon à garder une énergie critique E_c identique (voir section 6.1.1). Pour les paramètres considérés, l'effet est significativement différent de la valeur conventionnelle sans PTA, ce qui montre que l'observable d'irrégularités spectrales peut être utilisée pour mettre des contraintes sur les PTA. Ici, une observation d'une source type Crabe pendant 50 heures est supposée, mais l'effet reste significatif pour une observation de seulement 5 heures. Cette étude montre que la recherche d'irrégularités spectrales est une méthode réalisable pour obtenir des contraintes sur les paramètres des PTA.

L'observable d'irrégularités spectrales est une signature qui peut être utilisée pour mettre des contraintes sur les PTA, mais donc également pour une découverte de PTA. Si le spectre d'une source montre des déviations chaotiques anormales, telles que celles montrées sur la figure 6.9, l'ajout de nouvelles observations permettrait de trancher l'origine exotique ou non du signal. La signature des PTA est que les irrégularités seraient renforcées par des données supplémentaires car la structure des champs magnétiques astrophysiques sur des échelles plus grandes que le parsec paraît stable sur les échelles de temps considérées (quelques années au maximum) pour des raisons de causalité. De plus, une caractéristique de la signature des PTA est telle qu'à haute énergie, les irrégularités disparaissent et le spectre devient régulier à nouveau. Dans le cas où l'anormalité des irrégularités serait confirmée, on pourrait également imaginer un système complexe de photons infrarouge/ultraviolet de fond qui reproduirait (difficilement) l'effet. Il serait alors nécessaire d'étudier les spectres d'autres sources, à la recherche d'irrégularités, pour confirmer l'effet. Pour poser des contraintes, en revanche, ceci n'est pas un problème car rajouter de l'irrégularité ne fait que l'additionner, sans pouvoir la supprimer.

La signature des irrégularités spectrales présentée dans cette section sera appli-

quée à la recherche de PTA avec les données de H.E.S.S. sur le NAG PKS 2155-304 au chapitre 7. Cette même signature sera également utilisée au chapitre 8 avec les données du satellite à rayons X *Chandra* sur l'amas de galaxie de Hydra A, permettant de contraindre le couplage des PTA à basse masse. L'extension de cette dernière contrainte au cas de champs scalaires ayant en plus un couplage dit "disformel" sera étudiée au chapitre 9 et permettra de sonder des modèles pour l'énergie noire. Enfin, la sensibilité de CTA, l'observatoire Tcherenkov du futur, aux irrégularités spectrales induites par les PTA sera estimée au chapitre 10.

CHAPITRE 7

Recherche de particules de type axion avec H.E.S.S.

Sommaire

7.1	Choix de la source et champs magnétiques	95
7.1.1	Champs magnétiques dans les amas de galaxies	96
7.1.2	Champ magnétique intergalactique	97
7.1.3	Champ magnétique dans la Voie Lactée	99
7.1.4	Choix de PKS 2155-304 comme source de photons	99
7.2	Observations avec H.E.S.S.	101
7.3	Estimateurs d'irrégularités	103
7.3.1	Estimateurs dépendant de la forme spectrale	104
7.3.2	Estimateur indépendant de la forme spectrale	106
7.4	Méthode	108
7.5	Contraintes	109

En raison de leur sensibilité aux plus hautes énergies du spectre électromagnétique, les télescopes Tcherenkov tels que H.E.S.S. sont des instruments de premier plan pour la recherche d'irrégularités induites par des PTA. En effet, plus la fenêtre en énergie de l'instrument se situe à des énergies élevées, plus la masse de PTA sondée est grande (voir la définition de l'énergie critique au chapitre 6), permettant d'exclure des domaines de paramètres physiquement plus intéressants. Dans ce chapitre, les contraintes sur les PTA qui peuvent être apportées par la recherche d'irrégularités dans les spectres de H.E.S.S. sont présentées. Cette étude a été publiée dans la revue *Physical Review D* [277] et les détails de la construction des estimateurs d'irrégularités, présentés dans ce chapitre, sont reproduits dans une note interne de la collaboration H.E.S.S.

7.1 Choix de la source et champs magnétiques

L'identification des champs magnétiques turbulents présents sur la ligne de visée de la source est cruciale afin de pouvoir contraindre les irrégularités spectrales dues aux oscillations entre photons et PTA. Trois domaines magnétisés potentiels sont d'abord proposés. Il s'agit des champs dans les amas de galaxies, dans le milieu intergalactique et dans la Voie Lactée. Un NAG brillant au TeV qui réunit ces trois domaines, PKS 2155-304, est ensuite utilisé pour la recherche d'irrégularités spectrales.

7.1.1 Champs magnétiques dans les amas de galaxies

Les champs magnétiques dans les amas de galaxies peuvent être sondés en utilisant des mesures de polarisation en radio [278]. En effet, l'angle de polarisation d'une source radio polarisée tourne le long de la ligne de visée en présence d'un champ magnétique. Cet effet s'appelle l'effet Faraday et l'angle total de rotation β est dépendant de la longueur d'onde λ du photon [279] et peut s'exprimer à l'aide de l'intégrale sur le chemin [280] :

$$\beta \propto \lambda^2 \int n_e(s) B_{\parallel}(s) ds , \quad (7.1)$$

où n_e est la densité d'électrons et $B_{\parallel}$ est la valeur du champ magnétique parallèle à l'axe de propagation. En échantillonnant les mesures de polarisation à différentes longueurs d'onde, il est donc possible de remonter, grâce à la dépendance en λ^2 de l'équation 7.1, au produit intégré sur la ligne de visée de la densité d'électrons et du champ magnétique parallèle, appelé "mesure de rotation".

Pour pouvoir faire ces mesures, il est nécessaire d'avoir une source d'émission radio polarisée d'arrière plan. Dans le cas des amas de galaxies, une source possible est une radiogalaxie, faisant partie de l'amas. Dans ce cas, l'émission des lobes radio est utilisée. Cette émission est polarisée car il s'agit de rayonnement synchrotron (voir chapitre 4). De plus, l'émission radio des lobes des radiogalaxies étant étendue, il est possible d'estimer les mesures de rotation dans des directions différentes, et ainsi de faire une carte 2-D de ces mesures de rotation [281]. Un exemple de carte est montré sur la figure 7.1 (extraite de [282]) pour des observations de la radiogalaxie Hydra A au centre de l'amas du même nom.

Pour déduire la valeur du champ magnétique, un profil de densité d'électrons doit être supposé (voir équation 7.1). Une source indépendante de mesure de la densité d'électrons vient des observations en rayon X [283]. En effet, les électrons, chauffés à haute température au coeur des amas de galaxie, émettent un rayonnement thermique dans le domaine des rayons X. De cette façon, un profil de densité d'électrons peut être reconstitué et est utilisé pour remonter au champ magnétique à partir des mesures de rotation. Il est également possible de remonter au spectre de puissance du champ magnétique en calculant la transformée de Fourier de la carte de mesures de rotation [280].

Des études indépendantes sur différentes sources montrent que les amas de galaxies abritent des champs magnétiques de l'ordre de 1-30 μG (voir par exemple [282, 284, 285, 280]) et que leur spectre de puissance est proche d'une loi de Kolmogorov (voir équation 6.11) sur des échelles spatiales allant jusqu'à des longueurs de cohérence d'environ 10 kpc [286, 287, 288]. Dans le cas des blazars qui sont les sources les plus courantes à THE, il n'est pas possible d'obtenir de mesure du champ magnétique dans l'amas de galaxies avec la méthode présentée ci-dessus. En effet, les jets et les lobes de ces objets sont alignés proche de la ligne de visée. Dans la suite, pour être conservatif, une valeur de 1 μG pour le champ magnétique dans les amas de galaxie autour des blazars est supposée, correspondant aux valeurs minimales

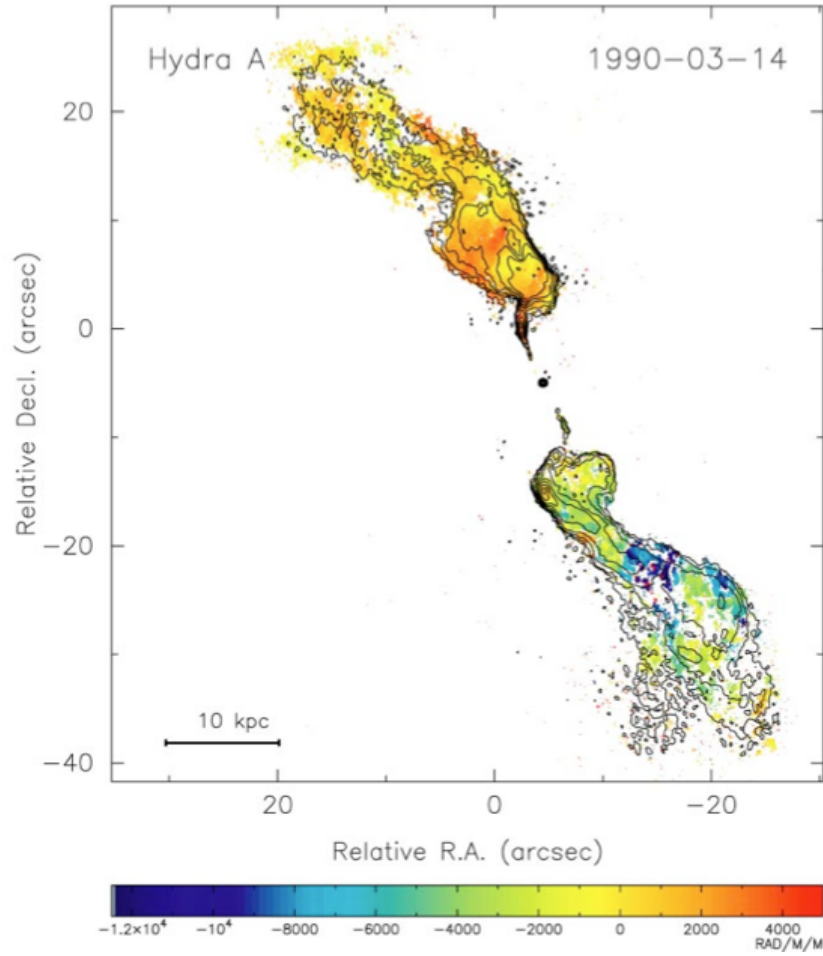


FIGURE 7.1 – (Extrait de [282]) Carte de mesure de rotation en direction de Hydra A.

mesurées dans les autres amas de galaxies. Pour le spectre de puissance, une loi de Kolmogorov est utilisée entre des échelles de turbulence de 1 kpc et 10 kpc. Comme il a été montré au chapitre 6, la contribution d'échelles de turbulence plus faibles est négligeable.

7.1.2 Champ magnétique intergalactique

Concernant le champ magnétique intergalactique (CMIG), aucune mesure de sa valeur ou de sa turbulence n'est effectuée en raison de la contamination par l'avant-plan de la Galaxie [278]. Des mesures des champs magnétiques dans les filaments qui forment les structures de grande échelle de l'univers sont néanmoins possibles grâce à des mesures de rotation de sources radio d'arrière plan et trouvent des échelles de turbulence de l'ordre du Mpc [289]. La figure 7.2 (extraite de [290]) montre les zones de l'espace des paramètres pour la valeur et l'échelle de cohérence du CMIG. Bien que jamais détecté, le CMIG est avancé afin de fournir une explication aux

valeurs élevées des champs magnétiques dans les amas de galaxies. En effet, le CMIG servirait de graine au mécanisme de dynamo qui permet d'amplifier les champs dans les amas [291, 292]. Le CMIG pourrait avoir été généré lors des transitions de phase de l'univers primordial : lors de l'inflation (hachures horizontales oranges sur la figure 7.2), de la transition QCD (hachures oranges horizontales rapprochées), la transition électrofaible (hachures oranges verticales rapprochées), ou lors de la recombinaison (hachures oranges verticales) (voir [293] et références à l'intérieur). Des modèles de mouvements de plasmas dans les premiers instants de la formation des structures, provenant par exemple des éjections des premières supernovae ou des NAG permettraient également de générer un CMIG [294, 295].

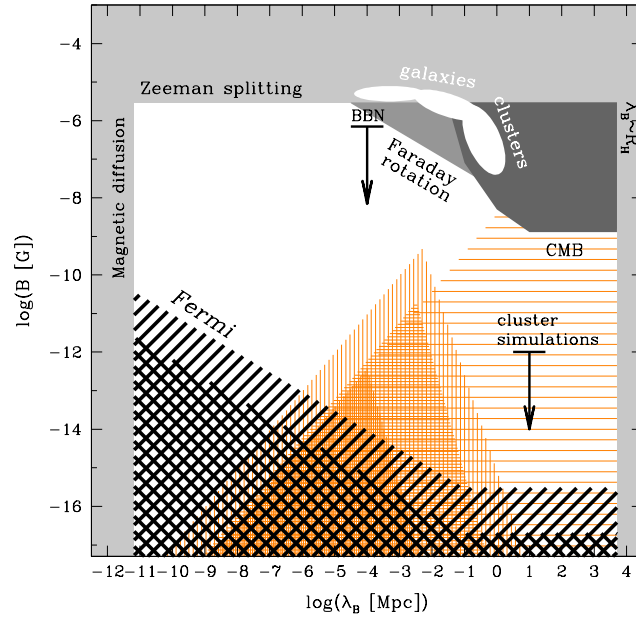


FIGURE 7.2 – (Extrait de [290]) Contraintes sur la valeur et l'échelle de cohérence du CMIG.

De façon générale, il est possible de contraindre le CMIG grâce à des observations cosmologiques, comme par exemple celle du fond diffus cosmologique. La figure 7.2 montre en gris les contraintes actuelles apportées par les observations cosmologiques (voir [293] pour une revue). Les hachures noires correspondent aux contraintes apportées par la non-observation de contreparties par *Fermi*/LAT de sources détectées au TeV [290]. En effet, les photons au TeV, lors de leur interaction avec le FLE devraient générer des photons secondaires à des énergies un peu plus faibles, conduisant ainsi au développement d'une cascade électromagnétique le long de la ligne de visée. Sans CMIG, ces cascades électromagnétiques restent collimatées vers l'observateur et les photons secondaires devraient être détectés, ce qui n'est pas le cas [296, 297]. Ces contraintes sont elles mêmes discutées [298, 299, 300] car certaines études avancent que certains processus (instabilités dans les plasmas [299, 300]) pourraient disperser les photons secondaires sans CMIG.

Dans la littérature sur les PTA impliquant généralement l’observable de transparence, une valeur de 1 nG pour le champ magnétique et une échelle de cohérence de 1 Mpc sont souvent supposés [101, 102, 104]. La valeur de 1 nG étant à la limite des contraintes supérieures actuelles, elle est très optimiste. Dans la suite de ce chapitre, les contraintes dérivées avec cette valeur seront montrées à titre indicatif et pour être comparées aux études sur la transparence.

7.1.3 Champ magnétique dans la Voie Lactée

Le champ magnétique dans la Voie Lactée peut être sondé avec plusieurs outils. De la même façon que pour les amas de galaxies, des mesures de rotation de l’angle de polarisation de l’émission radio des pulsars dans la Galaxie ou de sources extragalactiques polarisées contribuent à sonder le champ magnétique parallèle à la ligne de visée [301]. La dépolarisation de l’émission synchrotron (voir chapitre 4 pour la polarisation du synchrotron) des électrons relativistes, observée par des satellites radio dans les bandes de fréquence du MHz au GHz tels que WMAP ou Planck, permet pour sa part de quantifier le champ magnétique perpendiculaire intégré sur la ligne de visée [302]. Ces deux outils sont donc complémentaires pour déterminer les champs magnétiques ordonnés à grande échelle dans la mesure où ils sondent des composantes du champ magnétique qui sont orthogonales. Les champs aléatoires turbulents, de plus petite échelle, peuvent être sondés en relevant simplement l’émission synchrotron totale [303]. Ces champs, d’une valeur moyenne de 5 μ G environ [304] sont turbulents sur des petites échelles allant au plus jusqu’à 100 pc [305].

7.1.4 Choix de PKS 2155-304 comme source de photons

La signature recherchée dans les spectres est une série d’irrégularités (voir chapitre 6). Comme la position et l’amplitude des pics et des creux de ces irrégularités dépendent de la réalisation du champ magnétique turbulent ayant conduit aux oscillations entre photons et PTA, le motif précis des irrégularités ne sera pas le même d’une source à l’autre. Les analyses d’une source à l’autre sont donc indépendantes. Dans le cas d’une source avec un environnement favorable au mélange, la qualité de la contrainte obtenue va dépendre principalement de la statistique disponible sur la source analysée. En effet, un nombre d’événements reconstruits plus grand diminue les irrégularités naturelles dues aux fluctuations statistiques, ce qui augmente la sensibilité aux petites déviations. Pour cette raison, la source extragalactique la plus brillante observée par H.E.S.S. est choisie. Il s’agit du noyau actif de galaxie PKS 2155-304 [141]. A cause du décalage vers le rouge de cette source de 0.116, les observations sont en revanche limitées à des énergies inférieures à 5 TeV en raison de l’absorption des photons sur le FLE (voir chapitre 4), et diminue donc la fenêtre en énergie pour la recherche d’irrégularités. En revanche, PKS 2155-304 a été observé pendant une puissante éruption en 2006 avec des flux en moyenne de plusieurs fois celui de la nébuleuse du Crabe [140]. Durant cette période, les observations sont

dominées par le signal de la source. Le rapport signal sur bruit de 74 est tel que le fond est négligeable, ce qui permet de ne pas avoir à faire de modélisation du fond lors de l'analyse et évite ainsi de possibles erreurs systématiques supplémentaires.

PKS 2155-304 est également une bonne cible pour les oscillations photon-PTA en raison de l'observation d'un amas de galaxies autour de ce NAG de type BL Lac. La figure 7.3 (extraite de [306]) montre la distribution de la densité de galaxies observées autour de PKS 2155-304. La ligne pointillée correspond à la densité de galaxies estimée dans le même champ de vue en comptant loin du centre de l'amas. Un excès de galaxie autour de PKS 2155-304 se distingue clairement [306]. Etant donné le faible nombre absolu de galaxies impliquées, cet amas appartient à la classe de richesse Abell 0. Les NAG de la classe des BL Lacertae et les radiogalaxies Fanaroff-Riley I (classe parente des objets BL Lac, décrite au chapitre 4), sont souvent situés dans des amas de galaxie pauvres [307]. Le cas de PKS 2155-304 n'est donc pas surprenant. Dans le cadre de la recherche de PTA en utilisant l'observable de transparence, les auteurs de [104] ont dressé une liste des candidats de type BL Lac prometteurs car situés au centre d'un amas de galaxie, incluant PKS 2155-304. La taille de l'amas de galaxies est obtenue avec la figure 7.3 en prenant la distance maximale de PKS 2155-304 pour laquelle il y a un excès de galaxie par rapport au fond. Ainsi, en utilisant les paramètres cosmologiques définis au chapitre 1, le rayon de l'amas de galaxie est de $370 \text{ kpc} \pm 30 \text{ kpc}$, l'incertitude étant due à la taille du binning sur la figure 7.3. Cette incertitude, de un peu moins de 10%, se traduit d'après l'équation 6.15 par une erreur systématique d'environ 5% sur la contrainte posée sur $g_{\gamma a}$.

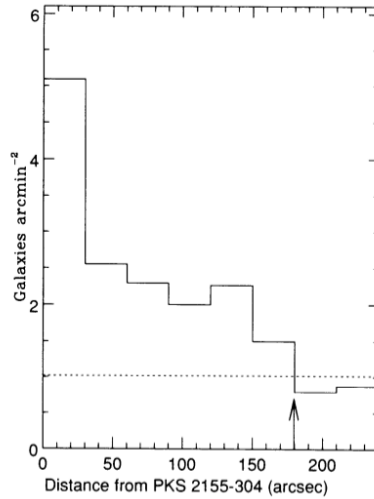


FIGURE 7.3 – (Extrait de [306]) Distribution du nombre de galaxies observées autour de PKS 2155-304. La ligne pointillée montre la densité de galaxies d'arrière plan estimée dans le même champ.

Pour comparer l'efficacité des différents champs magnétiques le long de la ligne de visée de PKS 2155-304 présentés dans cette section, on utilise la formule 6.15 qui

donne le développement limité à l'ordre 1 de la probabilité de survie d'un champ turbulent, moyennée sur toutes les réalisations possibles du champ magnétique. La grandeur caractéristique qui permet de classer les différentes régions magnétisées par ordre d'intérêt s'écrit donc :

$$\Delta = \frac{g_{\gamma a} B L}{2\sqrt{L/s}} . \quad (7.2)$$

Cette grandeur est construite de façon similaire à la grandeur caractéristique pour le cas du champ magnétique homogène, c'est à dire choisie de façon à avoir également $P_{\gamma \rightarrow a} \sim \Delta^2/2$ (voir chapitre 6). Le tableau 7.1.4 montre la valeur de Δ pour les différents champs magnétiques envisagés dans le cas de PKS 2155-304 et avec $g_{\gamma a} = 8 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$. Rappelons que dans le cas de la conversion dans le CMIG, les grandeurs physiques doivent être corrigées en fonction du redshift à l'aide de puissances de $(1+z)$. Pour le cas de la distance par exemple, elle est modifiée comme $s/(1+z)$ ce qui explique que le nombre équivalent de domaines soit plus grand que L/s avec $s = 1 \text{ Mpc}$.

Champ	$B \text{ (}\mu\text{G)}$	$L \text{ (kpc)}$	L/s	Δ
Amas	1	370	37	7.3
CMIG	10^{-3}	5×10^5	528	2.6
Voie Lactée	5	20	200	0.85

TABLE 7.1 – Paramètres des différents champs magnétiques et grandeur caractéristique de l'efficacité du mélange entre photons et PTA.

Il apparaît clairement d'après la table 7.1.4 que la meilleure contrainte à partir des recherches d'irrégularités sera obtenue grâce au champ dans l'amas de galaxies. Concernant la composante turbulente du champ magnétique de la Voie Lactée, en revanche, pour $g_{\gamma a} = 8 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$, c'est à dire à la limite posée par CAST, Δ est déjà plus petit que 1, ce qui montre que la contrainte obtenue avec ce champ magnétique ne sera pas compétitive. Par conséquent, ce champ ne sera pas utilisé ici pour les contraintes. La composante ordonnée du champ magnétique Galactique n'est pas considérée ici car les irrégularités spectrales dues aux oscillations entre photons et PTA sont la manifestation de champs magnétiques turbulents (voir chapitre 6). Un point crucial est que, en raison de la formule 6.9, les irrégularités spectrales induites par des oscillations photon-PTA dans le champ de l'amas et le CMIG ne vont pas intervenir dans la même gamme d'énergie et sont donc dissociables. Dans l'analyse, ces deux champs peuvent donc être considérés indépendamment. Réciproquement, chaque champ magnétique va mener à des contraintes dans des gammes de masse de PTA différentes.

7.2 Observations avec H.E.S.S.

PKS 2155-304 est une source régulièrement observée avec H.E.S.S. [142, 141, 140, 143, 235, 308]. Pour cette analyse, les données de l'éruption de 2006 sont utilisées en

raison du fort rapport signal sur bruit qui permet de ne pas faire de modélisation du fond (voir section 7.1) et d'avoir une meilleure reconstruction aux hautes énergies. Les données utilisées s'échelonnent donc entre le 27 juillet et le 1^{er} août 2006 [309]. Les observations ont été faites dans une gamme d'angles zénithaux entre 5° et 45° , ce qui permet d'avoir un seuil en énergie assez bas, de 250 GeV, grâce aux runs à faible angle zénithal, tout en ayant une grande surface effective à très haute énergie, apportée par les runs à grand angle zénithal. Pour ces conditions d'observation, les fonctions de réponse instrumentales sont montrées sur la figure 7.4. Ces fonctions de réponse instrumentale sont la surface effective ainsi que la résolution en énergie et le biais en énergie qui correspondent à la matrice de réponse. Ces fonctions de réponse sont notamment utilisées pour la procédure de déconvolution spectrale (voir chapitre 3). Elles sont obtenues par simulation Monte Carlo de l'instrument (voir chapitre 2). La résolution en énergie est d'environ 10% dans le domaine d'énergie considéré, avec un biais inférieur à 2%

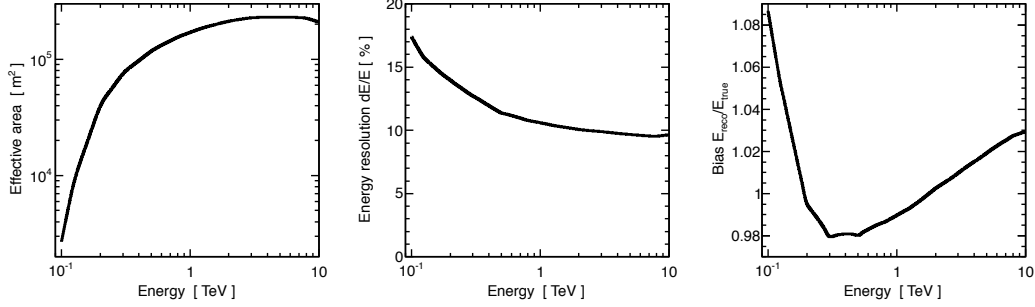


FIGURE 7.4 – *Fonctions de réponse instrumentales pour les conditions d'observation de PKS 2155-304 pendant l'éruption de 2006.*

Comme expliqué au chapitre 2, un écart de pointé de 0.5° est appliqué lors des observations de façon à pouvoir estimer simultanément le fond et le signal à partir de régions spatiales pour lesquelles l'acceptance est similaire. Environ 13 heures de données sont disponibles pour l'analyse après correction des temps morts. Les événements sont reconstruits avec l'analyse *Model++* [125], présentée au chapitre 2. Des coupures lâches sont appliquées pour la sélection des événements afin de garder le seuil en énergie le plus bas possible. La distribution radiale des événements, autour de la position nominale de PKS 2155-304 est montrée sur la figure 7.5. Cette figure montre que les observations sont clairement dominées par le signal de la source. Un total de 45505 photons en excès est obtenu, pour 46124 photons dans la zone "ON" de la source et 6186 dans les zones "OFF" témoin pour l'estimation du fond. L'aire du total des zones "OFF" est dix fois plus grande que la zone "ON" utilisée pour l'estimation du signal.

Le spectre en énergie reconstruit avec la méthode de déconvolution avec régularisation par itérations est montré sur la figure 7.6. Comme expliqué dans la section 3.3, la régularisation par itérations est choisie ici car elle est la méthode pour laquelle les

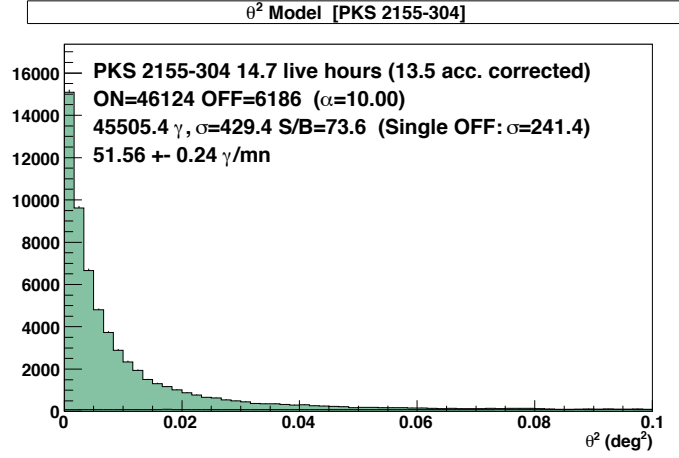


FIGURE 7.5 – *Distribution radiale des évènements autour de la position nominale de PKS 2155-304.*

corrélations entre les bins après déconvolution sont les moins fortes. Le spectre est bien modélisé par une parabole logarithmique modulée de l'absorption sur le FLE (voir chapitre 4), avec une statistique de $\chi^2 = 8.0$ pour 15 degrés de liberté. Les paramètres de cette parabole logarithmique sont $\alpha = 3.18 \pm 0.03_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{syst}}$ et $\beta = 0.32 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.05_{\text{syst}}$. Le flux intégré au dessus de 200 GeV est $F(> 200 \text{ GeV}) = 8.68 \pm 0.40_{\text{stat}} \pm 1.30_{\text{syst}}$. L'ajustement d'une loi de puissance ou d'une parabole logarithmique sans terme d'absorption sur le FLE n'est pas acceptable, en accord avec les résultats sur la mesure de la densité du FLE avec H.E.S.S. [108]. Les résidus de l'ajustement de la meilleure forme spectrale sur le spectre sont montrés sur le panel du bas de la figure 7.6. Chaque résidu est normalisé par l'erreur sur le point correspondant, de telle sorte qu'ils montrent directement le nombre de déviations standard avec le modèle ajusté.

Si des irrégularités anormales étaient présentes dans le spectre, celles ci devraient transparaître dans la distribution des résidus, bien que la distribution exacte dépende de la forme spectrale ajustée. Le spectre ne semble pas montrer d'irrégularités anormales, et ces observations vont donc pouvoir être utilisées pour mettre des contraintes sur les paramètres de PTA. Dans la suite, différents estimateurs pour quantifier le niveau d'irrégularité seront présentés, dont un en particulier qui permettra de s'affranchir de la dépendance à la forme spectrale.

7.3 Estimateurs d'irrégularités

Les estimateurs d'irrégularités introduits dans cette section sont présentés dans la note interne H.E.S.S. [310].

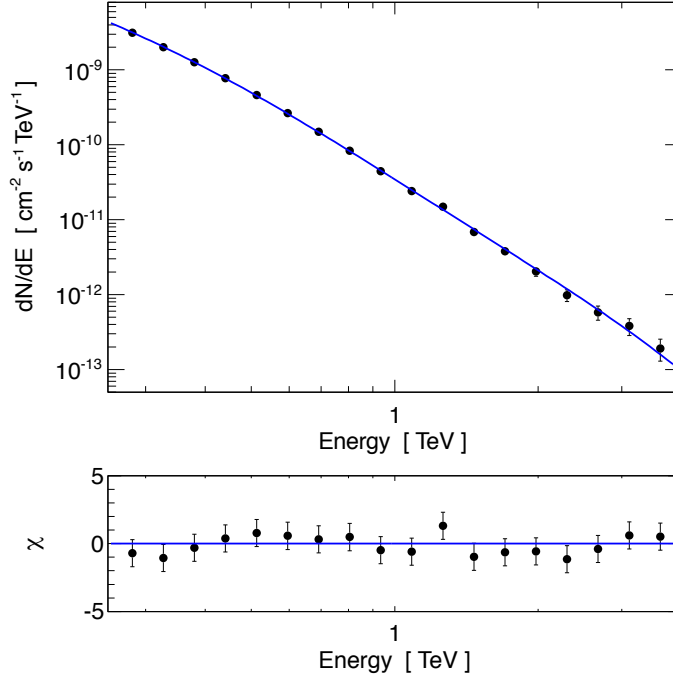


FIGURE 7.6 – (Extrait de [277]) Spectre de *PKS 2155-304* pendant l'éruption de 2006. La ligne bleue est l'ajustement d'une parabole logarithmique modulée par l'absorption sur le FLE. La figure du bas montre les résidus résultant de cet ajustement.

7.3.1 Estimateurs dépendant de la forme spectrale

L'estimateur d'irrégularités spectrales naturel, lorsque l'hypothèse d'une forme spectrale est faite, est la statistique du meilleur ajustement, par exemple un χ^2 . Comme évoqué dans la section précédente, la distribution des résidus autour du meilleur ajustement permet d'estimer les fluctuations spectrales de bin à bin. De grandes fluctuations se manifesteront ainsi par une grande variance de ces résidus, comme il a été montré au chapitre 6. L'estimateur de variance des résidus est strictement équivalent au χ^2 réduit de l'ajustement. Cet estimateur a néanmoins l'inconvénient de mélanger les fluctuations sur toutes les échelles en énergie possibles, alors que les irrégularités spectrales dues aux oscillations entre photons et PTA sont principalement des fluctuations de bin à bin, c'est à dire sur de petites échelles en énergie. Ainsi, un mauvais χ^2 peut aussi être obtenu car la forme spectrale ajustée n'est pas adéquate, correspondant alors à des fluctuations des résidus sur de grandes échelles d'énergie. Avec l'estimateur de variance des résidus, ces fluctuations seront indiscernables des fluctuations rapides de bin à bin, qui caractérisent la signature des PTA recherchée dans les spectres. Un raffinement possible est donc de rechercher des fluctuations spectrales sur des échelles d'énergie variées.

Pour étudier des fluctuations sur des échelles différentes, il est possible de construire le spectre de puissance des résidus. Le spectre en énergie a n bins de taille en lo-

garithme de l'énergie égales, $\Delta_E = \Delta \log_{10} E$. Le spectre de puissance est construit de la façon suivante, similaire au formalisme couramment utilisé pour calculer le spectre de puissance des courbes de lumière (voir [231]) pour $n/2$ fréquences $f_j = j/(n\Delta_E)$, $j = 1 \dots n/2$. Pour un ajustement du spectre avec une certaine forme spectrale donnant des résidus χ_k , $k = 1 \dots n$, la puissance des fluctuations sur une échelle inverse de l'énergie est :

$$P(f_j) = \frac{2\Delta_E}{n} \left| \sum_{k=1}^n \chi_k e^{2\pi i f_j k \Delta_E} \right|^2. \quad (7.3)$$

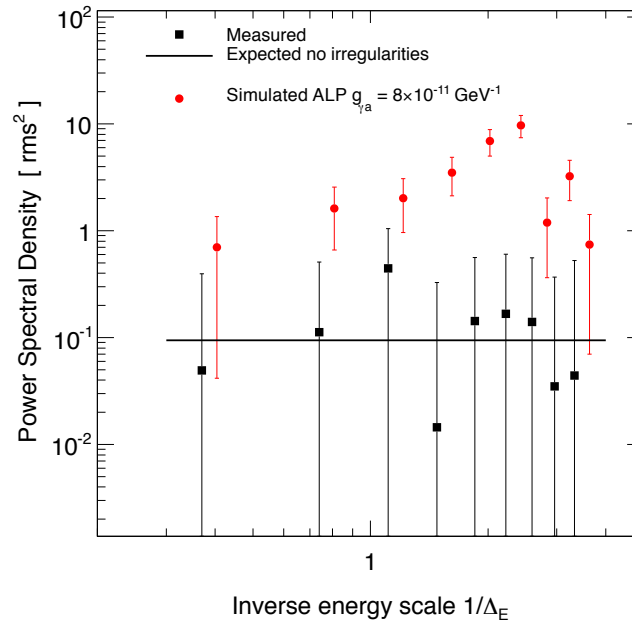


FIGURE 7.7 – (Extrait de [311]) Spectre de puissance des résidus de PKS 2155-304 (carrés noirs) et d'un spectre simulé avec des irrégularités pour $g_{\gamma a} = 8 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ et $m = 50 \text{ neV}$.

Si l'hypothèse de la forme spectrale utilisée pour ajuster les données est correcte et que le spectre ne présente pas d'irrégularités anormales, les résidus sont distribués dans une gaussienne normale centrée autour de 0. Le spectre de puissance doit alors être constant. Si le spectre dévie de la forme spectrale supposé, le spectre de puissance n'est plus constant. Un exemple est montré sur la figure 7.7 où les carrés noirs représentent le spectre de puissance des résidus obtenus sur le spectre de PKS 2155-304 avec l'ajustement de la parabole logarithmique modulée par l'absorption sur le FLE. Les points rouges correspondent au spectre de puissance pour un spectre simulé suivant la même forme spectrale, mais pour lequel des fluctuations anormales ont été rajoutées. Les fluctuations anormales sont des irrégularités spectrales générées par la propagation dans le champ magnétique supposé pour l'amas de PKS

2155-304 avec $g_{\gamma a} = 8 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ et $m = 50 \text{ neV}$. Lorsque le spectre n'a pas d'irrégularités anormales, les points du spectre de puissance sont compatibles avec 0. Le niveau de fluctuations est ainsi quantifié grâce au χ^2 d'un ajustement avec 0.

Les deux estimateurs proposés jusqu'à maintenant, la variance des résidus et le spectre de puissance sont tous les deux dépendant de l'hypothèse d'une forme spectrale. Dans le cas du spectre de puissance, il pourrait être envisageable de l'estimer sur les points du spectre, et non sur les résidus. Néanmoins, pour identifier de possibles déviations dans le spectre de puissance, il serait nécessaire de connaître le spectre de puissance théorique de la forme spectrale intrinsèque. Il n'est donc là encore pas possible de s'affranchir de l'hypothèse de la forme spectrale. Un troisième estimateur est maintenant proposé, qui utilise des hypothèses minimales sur la forme spectrale.

7.3.2 Estimateur indépendant de la forme spectrale

Pour pouvoir utiliser un estimateur indépendant de la forme spectrale, il est nécessaire d'avoir une méthode de reconstruction qui s'affranchisse de l'hypothèse de la forme spectrale. Avec la méthode dite de "forward folding" traditionnellement utilisée dans H.E.S.S. (voir chapitre 2), il est impossible d'utiliser l'estimateur indépendant de la forme spectrale. En effet, cette méthode donne les paramètres d'une forme spectrale permettant de mieux s'ajuster aux données, c'est à dire un modèle théorique, et non des bins en énergie de flux mesurés. Pour ce dernier estimateur, il est donc indispensable d'utiliser la technique de reconstruction spectrale par déconvolution présentée au chapitre 3.

Pour former un estimateur avec des hypothèses minimales sur la forme spectrale, les fluctuations sont recherchées de bin à bin en regardant les déviations par rapport à l'hypothèse d'un comportement régulier. En prenant un groupe de trois bins consécutifs, le niveau d'irrégularités est estimé en ajustant une loi de puissance sur les bins extrémaux et en quantifiant la déviation du bin du milieu par rapport à cette droite. Un schéma de principe de cette procédure est montré sur la figure 7.8. L'estimateur d'irrégularités sur le spectre est obtenu en sommant en quadrature les déviations mesurées sur tous les triplets de bins consécutifs. Formellement, la grandeur dans le bin i d'énergie E_i , est notée K_i . La procédure de déconvolution utilisée pour reconstruire le spectre introduit des corrélations entre les bins, qui sont quantifiées grâce à la matrice de covariance (voir chapitre 3). La sous-matrice de covariance restreinte sur le triplet de bins est notée $C_i = \text{cov}(K_{i-1}, K_i, K_{i+1})$. La grandeur attendue dans le bin i en supposant l'interpolation d'une loi de puissance ajustée sur les bins $i - 1$ et $i + 1$ s'écrit :

$$\tilde{K}_i = \frac{K_{i+1}^{\beta_i}}{K_{i-1}^{\beta_i-1}} \quad \text{avec} \quad \beta_i = \frac{\log \frac{E_{i-1}}{E_i}}{\log \frac{E_{i-1}}{E_{i+1}}} . \quad (7.4)$$

Cette valeur est ensuite comparée à la grandeur effectivement observée dans le bin central, K_i , mesurée avec une erreur σ_i pour calculer la déviation, normalisée par la

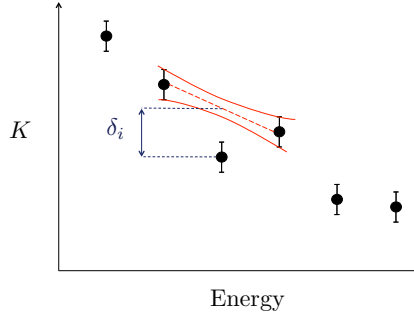


FIGURE 7.8 – (Extrait de [277]) Schéma montrant la mesure de l'irrégularité spectrale par la méthode des triplets.

somme en quadrature des incertitudes sur la valeur mesurée et celle attendue :

$$\delta_i^2 = \frac{(\tilde{K}_i - K_i)^2}{\vec{d}_i^T C_i \vec{d}_i} , \quad (7.5)$$

avec

$$\begin{aligned} \vec{d}_i^T &= \left(\frac{\partial \tilde{K}_i}{\partial K_{i-1}}, -1, \frac{\partial \tilde{K}_i}{\partial K_{i+1}} \right) \\ &= \left((1 - \beta_i) \frac{\tilde{K}_i}{K_{i-1}}, -1, \beta_i \frac{\tilde{K}_i}{K_{i+1}} \right) . \end{aligned} \quad (7.6)$$

Les erreurs ainsi que les corrélations entre les bins sont ainsi prises en compte dans la définition de δ_i .

Sur l'ensemble des n points du spectre, $n - 2$ triplets de flux peuvent être formés. Les déviations δ_i^2 pour chacun des triplets sont additionnés en quadrature pour former la valeur de l'estimateur. En sommant sur tous les triplets les fluctuations δ_i où K correspond au flux dans le bin, les fluctuations rapides du flux de bin à bin sont sondées. Il est possible de sonder des échelles de fluctuations plus grandes en s'intéressant aux dérivées locales. Les dérivées locales peuvent être estimées en ajustant localement des polynômes de Lagrange. Par exemple, à l'ordre 1, un polynôme de Lagrange d'ordre 1 est ajusté sur deux bins consécutifs du spectre. La dérivée première est alors donnée par le paramètre de plus haut degré du polynôme d'ordre 1 ajusté sur les deux bins consécutifs. Elle peut être utilisée de la même façon que pour le flux pour quantifier les fluctuations de la dérivée première. Si $n - 2$ triplets pouvaient être formés à l'ordre 0, à l'ordre 1 seuls $n - 3$ triplets sont possibles. Il est possible de continuer à monter ainsi aux ordres supérieurs en calculant les dérivées locales. Cependant, des simulations de spectres montrent que dans le cas spécifique de la signature recherchée pour les PTA, c'est à dire des fluctuations rapides de bin à bin, des ordres supérieurs à l'ordre 1 compris ne permettent pas d'améliorer la sensibilité. Dans la suite, seul l'ordre 0, correspondant aux fluctuations de bina à bin du flux sera donc retenu.

Pour l'estimateur qui est construit avec cette méthode, il n'est pas nécessaire de faire l'hypothèse d'une forme spectrale. Néanmoins, une hypothèse sous-jacente lors de la construction de l'estimateur est que le spectre de la source suit une loi de puissance localement, c'est à dire sur l'échelle de 3 bins. Dans le cadre des processus d'émission à très haute énergie, comme ceux présentés au chapitre 4, cette hypothèse est toujours vérifiée et est donc raisonnable. Dans le cas d'un spectre avec seulement un bruit poissonnien, suivant une forme spectrale vérifiant la condition de régularité locale, δ_i^2 a une espérance égale au nombre de triplets formés. En effet, l'équation 7.5 montre que l'estimateur δ_i^2 est construit comme un χ^2 . En revanche, la variance de l'estimateur est plus large que celle de la loi de χ^2 en raison des corrélations évidentes entre triplets.

La valeur exacte de l'estimateur va dépendre du binning en énergie utilisé pour construire le spectre. Par défaut, la taille des bins en énergie vraie est prise égale à la résolution en énergie. Comme précisé au chapitre 3, la taille optimale des bins en énergie vraie est de 1,4 fois la taille des bins en énergie reconstruite, prise égale à la résolution en énergie pour limiter les corrélations de bins à bins introduites par la méthode de déconvolution. Ici, afin de pouvoir identifier des irrégularités spectrales rapides, la taille des bins en énergie vraie est prise égale à la taille des bins en énergie reconstruite, c'est à dire équivalente à la résolution en énergie. Pour tenir compte des corrélations accrues, la matrice de corrélation calculée lors de la déconvolution est utilisée par l'estimateur d'irrégularités spectrales présenté ci-dessus. Pour quantifier les variations possibles de l'estimateur pour différentes configurations de binning, la reconstruction spectrale est effectuée avec différentes tailles pour les bins. La valeur de l'estimateur fluctue en changeant le binning en raison de la redistribution des événements d'un bin à l'autre. La tendance générale reste que quand la taille des bins est plus de 40% plus petite que la résolution en énergie, le spectre a beaucoup de petits bins, qui sont très corrélés. En raison de ces grandes corrélations et du fait que les bins sont trop rapprochés pour être sensible aux irrégularités, la sensibilité aux irrégularités se dégrade. Pour des bins plus grands que 30% de la résolution en énergie, l'approximation de loi de puissance sur trois bins devient fausse et la sensibilité se dégrade également. Pour cette analyse, l'estimateur d'irrégularités est donc mesurée pour différentes tailles de bins distribuées autour de la résolution en énergie.

7.4 Méthode

La méthode pour obtenir les contraintes sur les paramètres de PTA en utilisant les estimateurs d'irrégularités présentés dans la section précédente est maintenant détaillée. Elle consiste à générer des spectres simulés avec un signal de type PTA, dans les mêmes conditions d'observation que pour les données. Ensuite, un estimateur d'irrégularités est appliqué pour déterminer si les simulations, avec le signal de type PTA, sont significativement plus bruitées que les observations.

Le caractère aléatoire du champ magnétique turbulent responsable des oscilla-

tions photon-PTA implique que la valeur de l'estimateur d'irrégularités ne prendra pas une valeur unique pour des spectres simulés avec différentes réalisations du champ magnétique. Pour chaque valeur des paramètres de PTA, $(m, g_{\gamma a})$, la distribution de l'estimateur d'irrégularités est déterminée à partir de 1000 simulations de spectre ayant la même statistique et les mêmes conditions d'observation que les données. Dans le cas de la conversion dans le champ magnétique de l'amas, pour chaque spectre simulé, la forme spectrale déterminée en section 7.2 est multipliée par une réalisation aléatoire de la probabilité de survie, en supposant un couple de paramètres $(m, g_{\gamma a})$ pour la masse et le couplage de la PTA. Dans le cas où les oscillations photon-PTA dans le CMIG sont considérées, la forme spectrale utilisée est la même, mais sans le terme d'absorption sur le FLE. Les oscillations photon-PTA et l'absorption sur le FLE étant alors couplées, l'absorption sur le FLE est prise en compte dans le terme de probabilité de survie (voir section 6.1.3).

La distribution de l'estimateur avec triplets dans le cas d'oscillations photon-PTA dans le champ magnétique de l'amas de PKS 2155-304 pour un couplage nul et un couplage $g_{\gamma a} = 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ (masse de 20 neV) est montrée sur la figure 7.9. La distribution pour $g_{\gamma a} = 0$ est correctement centrée sur 4, qui est la racine du nombre de triplets qui peuvent être formés (voir section 7.3), indiquant que les conditions expérimentales sont correctement reproduites dans la simulation. Sur la figure, la valeur de l'estimateur mesurée sur le spectre observé de la source est montré par une bande bleue. Cette bande prend en compte l'erreur due au binning, calculée à partir des variations de l'estimateur mesuré lorsque la taille des bins est modifiée ou que les bins sont décalés en énergie. Dans la suite, la valeur mesurée sera la valeur moyenne plus l'écart type des fluctuations, propageant ainsi l'erreur systématique qui provient du binning sur la contrainte. Ces distributions donnent la fonction de densité de probabilité (FDP) de l'estimateur d'irrégularités pour le jeu de paramètres de la PTA testé. Si dans 95% des simulations, l'estimateur mesuré sur ces simulations est supérieur à l'estimateur mesuré les données, alors le jeu de paramètres est exclu à un niveau de confiance de 95%.

7.5 Contraintes

La valeur mesurée sur le spectre obtenu avec la méthode de déconvolution est $\mathcal{I} = 4.10 \pm 0.65$, où l'erreur représente l'écart-type de $\mathcal{I}$ en variant le binning (voir section 7.4). La valeur utilisée pour obtenir les contraintes est donc 4.75. La partie de gauche de la figure 7.10 montre le rapport de la limite inférieure à 95% de la FDP de l'estimateur de fluctuations avec la valeur mesurée en fonction de la constante de couplage pour une masse de PTA de 30 neV et dans le cas d'oscillations photon-PTA dans l'amas de galaxies de PKS 2155-304. Une valeur plus grande que 1 de ce rapport signifie donc que le niveau d'irrégularités généré par les oscillations photon-PTA est trop grand pour être en accord avec les données. La constante de couplage est alors exclue, pour la masse de PTA sondée. La limite ainsi obtenue pour cette masse de PTA est donc $g_{\gamma a} < 2.1 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ à un niveau de confiance de 95%. Ce rapport

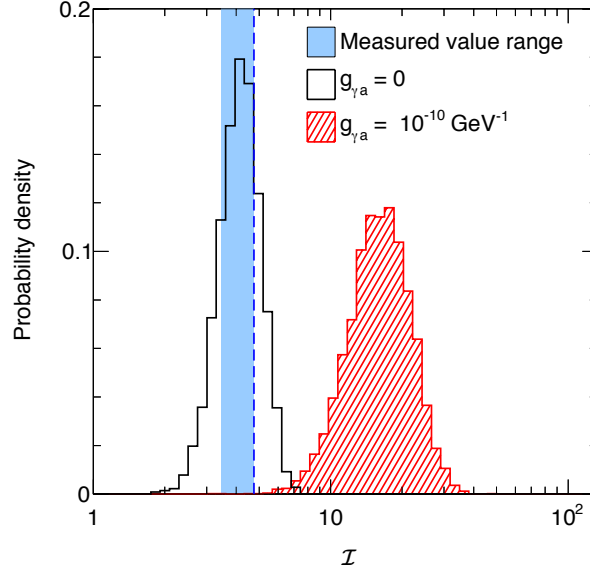


FIGURE 7.9 – (Extrait de [277]) Fonctions de densité de probabilité de l'estimateur avec triplets pour $g_{\gamma a} = 0$ et $g_{\gamma a} = 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$. La bande bleue représente l'écart type de la valeur mesurée sur les données en variant le binning et la ligne en tirets bleus la valeur de l'estimateur utilisée pour la mesure sur les données.

augmente jusqu'à environ $g_{\gamma a} \sim 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ et décroît ensuite. Ceci est dû au fait que les irrégularités spectrales n'apparaissent que dans une gamme restreinte en énergie, autour du seuil en énergie du mélange photon-PTA. Cette énergie de seuil diminuant avec la constante de couplage, les irrégularités se déplacent également en énergie et sortent du domaine d'énergie accessible avec H.E.S.S. D'après l'équation 6.9, l'énergie de seuil va en $m^2/g_{\gamma a}$, la sensibilité aux irrégularités est alors retrouvée en augmentant la masse de PTA.

La distribution de l'estimateur avec triplets montrée sur la figure 7.10 pour le cas de la constante de couplage non nulle est obtenue sous certaines hypothèses sur la description de la turbulence du champ magnétique, présentées en section 7.1. Ces paramètres sont par exemple l'indice du spectre de turbulence ou l'échelle de cohérence du champ. La sensibilité de l'estimateur à ces paramètres est montrée sur la figure 7.10 pour $g_{\gamma a} = 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$, $m = 30 \text{ neV}$ et $B = 1 \mu\text{G}$. La figure du milieu montre l'évolution du rapport de la limite inférieure à 95% de la FDP de l'estimateur avec la valeur mesurée, en fonction de la taille totale du système de conversion divisée par la plus grande échelle de turbulence. Ce paramètre montre donc le nombre de domaines équivalents à la plus grande échelle de turbulence. Pour un faible nombre de domaines, le rapport diminue car le champ devient homogène et les irrégularités disparaissent. A grand nombre de domaines, la sensibilité diminue pour deux raisons. Premièrement, la force du mélange photon-PTA diminue lorsque la turbulence est à plus faible échelle, comme il a été montré à la section 6.1.2.

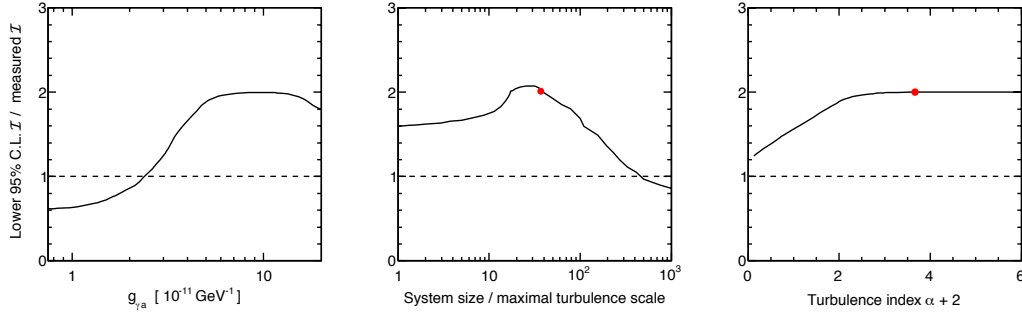


FIGURE 7.10 – (Extrait de [277]) Evolution de la limite inférieure à 95% de la FDP de l'estimateur de fluctuations normalisée à la valeur mesurée, en fonction des paramètres du système de conversion dans le cas du champ de l'amas de galaxie. A gauche : en fonction de la constante de couplage. Au milieu : en fonction du nombre de domaines du champ magnétique turbulent. A droite : en fonction de l'indice du spectre de turbulence du champ magnétique.

Deuxièmement, lorsque l'échelle de turbulence est plus faible, c'est à dire qu'il y a plus de domaines équivalents, les irrégularités spectrales sont plus resserrées en énergie et sont alors davantage lissées par la résolution en énergie de l'instrument. La sensibilité est au maximum autour de 20 domaines équivalents, ce qui est une raison de plus d'utiliser le champ de l'amas, pour lequel environ 37 domaines sont formés (voir table [?]). La partie de droite de la figure 7.10 montre l'évolution du rapport en fonction de l'indice du spectre de turbulence α (voir équation 6.11). Pour $\alpha = 5/3$, la turbulence est décrite avec un spectre de Kolmogorov. La figure 7.10 indique que le résultat est indépendant de cet indice pour des indices plus grands que 2. Cela montre que l'addition de sous-échelles de turbulence comme dans le cas d'un spectre de Kolmogorov ne change pas le résultat comparé à la description avec une échelle unique de turbulence, qui correspond au cas $\alpha \rightarrow \infty$.

La force des champs magnétiques utilisés n'étant pas connue, il est utile de montrer les contraintes, obtenues en utilisant la méthode présentée à la section précédente, en fonction de paramètres qui n'en dépendent pas. Ces paramètres sont choisis de façon à ce que les contraintes obtenues soient indépendantes de la description du champ magnétique. Cette étape n'est pas nécessaire pour obtenir les contraintes sur $g_{\gamma a}$ et m mais permet de pouvoir les calculer en utilisant une valeur de champ magnétique différente, par exemple si dans le futur une mesure est réalisée. Les paramètres adimensionnés utilisés (B est exprimé en GeV^2 ¹) sont les suivants et correspondent respectivement à la force du couplage dans un champ magnétique turbulent (voir section 6.1.2) et au seuil en énergie du mélange (voir section 6.1.1) :

$$\Gamma = \frac{gBL}{2\sqrt{L/s}} \quad \text{and} \quad \mathcal{E} = \frac{m}{\sqrt{B}} . \quad (7.7)$$

1. Dans la convention de Lorentz-Heaviside, $1 \text{ T} = 1.95 \times 10^{-16} \text{ GeV}^2$

La contrainte obtenue sur ces paramètres en considérant la conversion dans le CMIG et en utilisant les trois estimateurs présentés dans la section 7.3 est montrée sur la figure 7.11. Les contraintes obtenues en utilisant les deux estimateurs qui supposent une forme spectrale sont à peu près équivalentes, mais en revanche plus contraignantes que la contrainte obtenue en utilisant l'estimateur de fluctuations construit avec les triplets. Le niveau de la contrainte dépend donc de la force des hypothèses supposées pour faire l'analyse. Utiliser des estimateurs qui dépendent de la forme spectrale présente le risque de biaiser les résultats. En effet, si la forme intrinsèque du spectre de la source (inconnue) était plus simple que celle supposée dans l'estimateur, par exemple une loi de puissance à la place d'une parabole logarithmique, alors le spectre observé pourrait être sur-ajusté par la forme supposée et donner artificiellement une faible valeur à l'estimateur mesuré. Dans ce cas, les contraintes obtenues seraient artificiellement meilleures. Comme la forme spectrale utilisée pour ajuster les données, une parabole logarithmique modulée par l'absorption sur le FLE, contient un paramètre supplémentaire par rapport à la loi de puissance (absorbée sur le FLE), l'estimateur de fluctuations, qui est indépendant de la forme spectrale globale sera utilisé dans la suite.

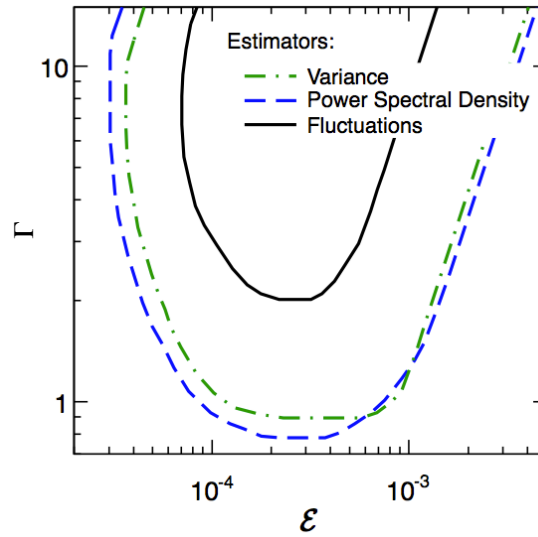


FIGURE 7.11 – (Extrait de [311]) Contraintes sur $(\mathcal{E}, \Gamma)$ provenant de la propagation dans le milieu intergalactique pour les trois estimateurs d'irrégularités.

Les contraintes sur $(\mathcal{E}, \Gamma)$ obtenues en utilisant l'estimateur de fluctuations, construit avec les triplets, sont montrées sur la figure 7.12. Trois niveaux de confiance sont utilisés pour représenter les contraintes. Par construction des paramètres Γ et $\mathcal{E}$, les contraintes sont au même niveau pour les deux types de champ magnétique. La différence dans la forme des contraintes est due au fait que les nombres de domaines équivalents à l'échelle de cohérence des champs sont différents, et aussi que dans le cas du CMIG, l'absorption sur le FLE est couplée avec les oscillations entre photon et PTA.

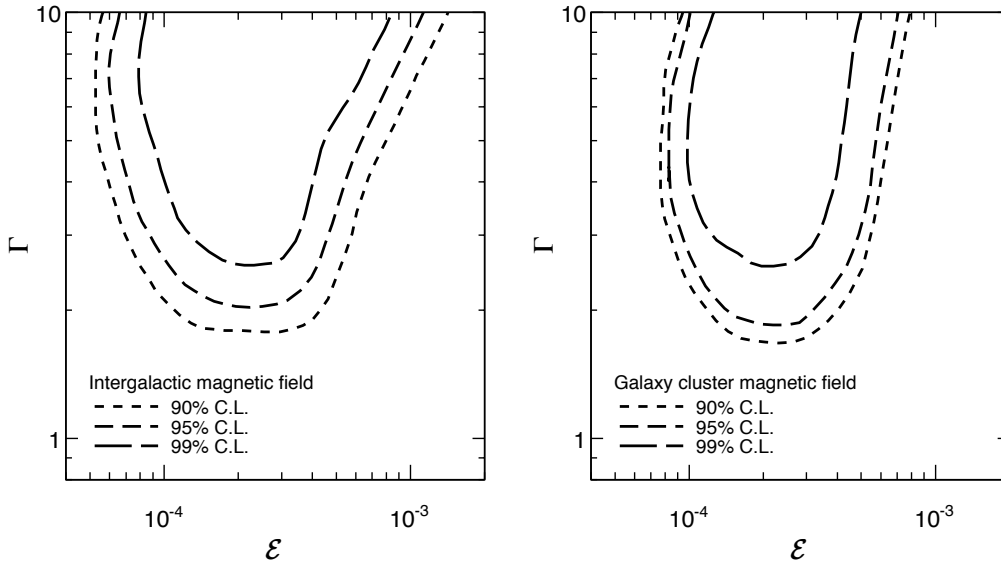


FIGURE 7.12 – (Extrait de [277]) Contraintes sur $(\mathcal{E}, \Gamma)$ provenant de la propagation dans le milieu intergalactique (à gauche) ainsi que dans l’amas de PKS 2155-304 (à droite) pour l’estimateur avec triplets.

Les contraintes sur l’espace des paramètres $(m, g_{\gamma a})$ sont déduites des contraintes de la figure 7.12 avec les valeurs de B , L et L/s données dans la table 7.1.4. Les contraintes obtenues sont montrées sur la figure 7.13. Les contraintes sont obtenues dans une gamme de masse restreinte, imposée par le seuil en énergie qui doit être dans la gamme de sensibilité de H.E.S.S. Elles piquent à des masses différentes en raison des valeurs différentes des champs magnétiques impliqués dans les oscillations photon-PTA. La contrainte obtenue avec le CMIG suppose une valeur très optimiste de 1 nG pour ce dernier (voir section 7.1). Cette contrainte n’est donc donnée qu’à titre indicatif pour comparaison avec les sensibilités données par les études de transparence avec PTA qui supposent cette valeur pour le CMIG. En revanche, la contrainte obtenue avec le champ de l’amas de galaxie autour de PKS 2155-304 utilise une valeur conservatrice de 1 μ G. Cette contrainte est donc considérée comme robuste.

La contrainte obtenue avec le champ de l’amas de galaxie est de l’ordre de $2.1 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ dans une gamme de masse de PTA allant de 15 à 60 neV et améliore ainsi l’exclusion posée par CAST (également montrée sur la figure 7.13) dans cette gamme de masse. Cette limite, dérivée pour des particules pseudo-scalaires, avec un couplage en $\vec{E} \cdot \vec{B}$ est également valable dans le cas de particules scalaires, avec un couplage en B^2 . La différence est que la composante de polarisation du photon impliquée dans le mélange avec les PTA est la composante perpendiculaire au champ magnétique projeté dans le plan de polarisation, et non plus la composante

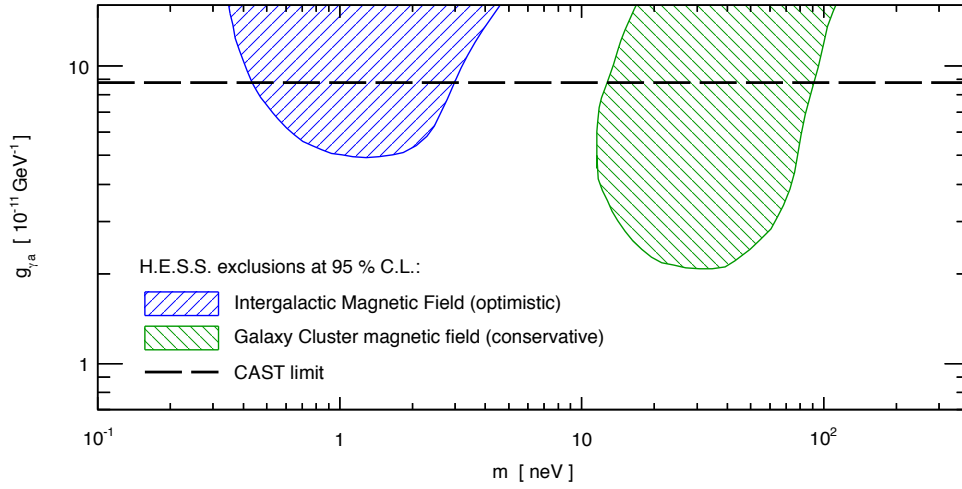


FIGURE 7.13 – (Extrait de [277]) Contraintes sur $(m, g_{\gamma a})$ provenant de la propagation dans le milieu intergalactique ainsi que dans l'amas de PKS 2155-304.

parallèle. Etant donné le caractère turbulent des champs magnétiques impliqués dans cette étude, ceci n'induit aucune différence sur le résultat final. Les contraintes données sont donc également valables dans le cas de bosons scalaires couplés avec des photons.

CHAPITRE 8

Recherche de particules de type axion à basse masse

Sommaire

8.1	Phénoménologie avec le terme de plasma	115
8.2	Choix de Hydra A et étude de son environnement	116
8.3	Observations de Hydra A avec Chandra	118
8.3.1	Le télescope spatial à rayons X <i>Chandra</i>	118
8.3.2	L'amas de galaxies d'Hydra A vu par <i>Chandra</i> /ACIS	120
8.4	Contrainte sur les particules de type axion à basse masse .	124
8.4.1	Méthodologie	124
8.4.2	Contraintes obtenues	127

Dans le cas de l'analyse avec H.E.S.S., en raison des gammes de masses de PTA auxquelles H.E.S.S. est sensible, le terme de plasma introduit dans la matrice de mélange (voir chapitre 1) était négligeable par rapport au terme de masse. Dans ce chapitre, l'importance du terme de plasma est étudiée. Lorsque ce terme devient important, à très faible masse de PTA, il permet d'obtenir des contraintes valables pour des masses de PTA arbitrairement faibles. Cette étude a été publiée dans la revue *The Astrophysical Journal* [312].

8.1 Phénoménologie avec le terme de plasma

Les milieux astrophysiques, comme par exemple le milieu intergalactique ou les milieux entourant les sources, tels les amas de galaxies, se caractérisent par la présence d'un plasma d'électrons et de protons étant dans l'ensemble électriquement neutre. Par exemple, la densité d'électrons n_e dans le milieu intergalactique est en moyenne de l'ordre de 10^{-7} cm^{-3} [313]. Pour des amas de galaxie, les valeurs typiques estimées grâce au rayonnement thermique en rayons X des électrons chauds au coeur des amas (voir section 8.2), sont de l'ordre de 10^{-2} cm^{-3} [283]. Lorsqu'une onde électromagnétique (un photon) traverse le plasma, la densité d'électrons oscille dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation. Ce déplacement de charges correspond à un moment électrique dipolaire, qui modifie la relation de dispersion du photon [314] :

$$\omega^2 = \omega_{\text{pl}}^2 + k^2 , \quad (8.1)$$

avec la fréquence d'oscillation des électrons $\omega_{\text{pl}}^2 = 4\pi\alpha n_e/m_e$ où m_e est la masse de l'électron et α la constante de structure fine. En raison de la masse bien plus élevée des protons, le déplacement de ces particules est négligeable. Cette modification de la relation de dispersion se traduit par l'introduction d'un terme dans la matrice de mélange entre photons et PTA pour les éléments diagonaux correspondant au photon [65].

La diagonalisation de la matrice de mélange, faite en annexe B, montre que l'énergie critique (voir chapitre 6) du mélange photon-PTA en présence du terme de plasma est modifiée de la façon suivante :

$$E_c = \frac{|m_a^2 - m_\gamma^2|}{2g_{\gamma a}B} . \quad (8.2)$$

$m_\gamma = \omega_{\text{pl}}$ est la masse effective du photon dans le plasma d'électrons. De l'équation 8.2, on voit que lorsque la masse de PTA est négligeable devant la masse effective du photon, l'énergie critique est indépendante de la masse de la PTA.

Pour les densités typiques d'électrons dans les amas de galaxies évoquées ci-dessus, la masse effective du photon dans le plasma d'électrons est d'environ 10^{-11} eV. Dans le cadre de l'analyse avec H.E.S.S., comme la gamme de masses de PTA sondée se situe entre 1 et 100 neV, l'effet du plasma est bien négligeable. Pour des masses de PTA plus petites que cette valeur, le seuil en énergie est indépendant de la masse de PTA. Pour $g_{\gamma a} \sim 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ et un champ magnétique de $1 \mu\text{G}$ typique des amas de galaxies [285], l'ordre de grandeur de l'énergie critique associée à la masse effective du photon est le keV. Des observations astrophysiques dans le domaine des rayons X sont donc sensibles aux irrégularités autour de ce seuil en énergie. De telles observations permettent ainsi de contraindre les PTA dont la masse est plus faible que la masse effective du photon dans le plasma.

8.2 Choix de Hydra A et étude de son environnement

Pour obtenir des contraintes précises, il faut une source ponctuelle de rayons X dans un fort champ magnétique et dont le spectre est mesuré avec précision. Une bonne connaissance du champ magnétique impliqué dans les oscillations photon-PTA est aussi préférable afin de pouvoir se passer d'hypothèses minimales sur la valeur de ce champ comme c'était le cas dans l'étude H.E.S.S. présentée au chapitre 7. Une des sources les plus prometteuses est le NAG situé au centre de l'amas de galaxies de Hydra A. Ce NAG, situé à un décalage vers le rouge $z = 0.0538$ a été observé avec *Chandra* entre 1999 et 2003 [315]. La résolution angulaire très fine de *Chandra* permet d'extraire précisément l'émission ponctuelle non-thermique du NAG. Cette expérience satellite sera décrite plus précisément à la section [?]. Hydra A est une radio-galaxie de type Fanaroff-Riley I [316] ce qui signifie que la taille de ses jets est petite comparée à la taille des lobes [317]. Comme cette source est une radio-galaxie, ses jets sont inclinés par rapport à la ligne de visée et les jets et les lobes sont ainsi bien visibles de l'observateur. il est alors possible de sonder

le champ magnétique l'entourant grâce à des mesures de rotation Faraday [318], comme expliqué à la section 7.1. Ce n'était pas le cas pour l'amas de PKS 2155-304, qui est un objet de type BL Lac, car les jets sont alignés très proches de la ligne de visée.

L'émission en provenance de l'amas relevée en rayons X présente deux composantes. La première composante est l'émission non-thermique produite dans le jet du NAG, dont l'origine est similaire à celle de l'émission en X de PKS 0301-243 (voir chapitre 5). Cette composante n'est pas résolue spatialement par *Chandra* et apparaît donc ponctuelle. C'est celle qui sera utilisée dans la suite pour les contraintes sur les modèles de PTA. La deuxième composante est l'émission thermique diffuse du gaz d'électrons. Cette composante constitue du bruit de fond pour l'analyse de recherche de PTA.

Pour pouvoir sonder le champ magnétique de l'amas avec des mesures de rotation Faraday, il est nécessaire de connaître le profil de densité d'électrons depuis le coeur de l'amas (supposé centré sur le NAG) jusqu'à la périphérie, comme expliqué au chapitre 7. La paramétrisation du profil de densité d'électrons au centre de l'amas de Hydra A suit le modèle de double- β où le profil radial est défini par :

$$n_e(r)^2 = n_{e1}^2 \left[1 + \left(\frac{r}{r_{c1}} \right)^2 \right]^{-3\beta} + n_{e2}^2 \left[1 + \left(\frac{r}{r_{c2}} \right)^2 \right]^{-3\beta}. \quad (8.3)$$

Ce genre de modèles est typique des amas de galaxies avec un mécanisme de refroidissement au coeur [319]. Dans ces amas, la température du gaz d'électrons est plus faible au centre. Les valeurs des paramètres du modèle sont obtenues en utilisant le profil de luminosité de surface observé en rayons X par le satellite ROSAT de l'émission thermique du gaz d'électrons. Les valeurs obtenues pour Hydra A en utilisant les données de [283] sont : $n_{e1} = 0.056 \text{ cm}^{-3}$ et $n_{e2} = 0.0063 \text{ cm}^{-3}$ pour $r_{c1} = 33.3 \text{ kpc}$ et $r_{c2} = 169 \text{ kpc}$ [319]. L'indice β mesuré est de 0.766. Le profil de densité d'électrons ainsi obtenu sera également utilisé dans la suite pour estimer la masse effective du photon dans le plasma (voir section 8.1) le long de la ligne de visée.

L'analyse des mesures de rotation Faraday suppose également que la paramétrisation du profil de l'écart type du champ magnétique suit la même loi que la densité d'électrons, c'est à dire $B(r) \propto n_e(r)^{\alpha_B}$ où α_B est un paramètre libre déterminé lors de l'analyse des données. La valeur théorique attendue pour α_B est de 0.5, si le rapport des densités d'énergie cinétique et magnétique est constant dans l'amas [319]. L'analyse des données de rotation Faraday donne cependant une valeur d'environ 1 pour α_B dans le cas de Hydra A [288]. Pour être conservatif, la valeur $\alpha_B = 1$ sera utilisée dans la suite.

La configuration géométrique de la source est également cruciale pour l'interprétation des mesures de rotation Faraday. La figure 7.1 montre la géométrie en ondes radio de la radiogalaxie au centre de Hydra A projetée sur le plan perpendiculaire à la ligne de visée, telle qu'il est possible de l'observer. L'angle de projection θ du lobe au nord-est sur la ligne de visée ne peut pas être déterminé par l'observation

morphologique de la source. Cependant, la carte de mesures de rotation montre une claire asymétrie des mesures de rotation entre les deux lobes. Cette asymétrie est à relier à l'effet Laing-Garrington, qui prédit que l'émission radio du jet de premier plan apparaît systématiquement moins dépolarisée que l'émission venant du jet d'arrière plan [320, 321]. Cet effet est expliqué par la présence d'un plasma magnétisé autour des lobes radio qui dépolarise donc l'émission synchrotron polarisée des lobes. L'asymétrie de dépolarisation entre les lobes n'est alors qu'une conséquence de la géométrie à trois dimensions de la source. Grâce à l'effet Laing-Garrington, il est possible de remonter à l'orientation des lobes en utilisant l'asymétrie entre les mesures de rotation des lobes. Une valeur de 45° pour θ a été déterminée dans les analyses de [282] et [288], mais la gamme de valeurs acceptables est grande, entre 30° et 60° [288].

Le champ magnétique de Hydra A a été l'objet de nombreuses analyses [282, 280, 319, 286, 288]. Dans la suite, les résultats de l'analyse la plus récente, et utilisant les outils statistiques les plus poussés seront utilisés [288]. Selon cette analyse, la valeur du champ magnétique au coeur de l'amas est de $36 \mu\text{G}$ pour $\theta = 45^\circ$. Pour $\theta = 30^\circ$ et $\theta = 60^\circ$, le champ magnétique au coeur est respectivement de $21 \mu\text{G}$ et $85 \mu\text{G}$. Pour être conservatif, la valeur de $21 \mu\text{G}$ sera utilisée dans la suite. Cette valeur correspond à l'écart type des variations du champ magnétique autour d'une valeur centrale de 0, au coeur de l'amas. Pour achever la description du champ magnétique, il faut donc encore connaître le spectre de puissance des fluctuations du champ magnétique.

Cette étude a été réalisée par [280, 319, 286] et plus récemment par [288]. Dans les deux cas, un spectre de puissance suivant une loi de puissance avec un indice de Kolmogorov ($-5/3$) est obtenu. Ce spectre a été mesuré sur des échelles spatiales allant de 0.3 et 10 kpc, mais sans indication de fléchissement du spectre de puissance à plus grande échelle. Le spectre de puissance ne peut pas être estimé sur des échelles plus grandes en raison de la limitation imposée par la taille des champs utilisés. Dans la suite, une échelle de turbulence maximale de 10 kpc sera supposée. Comme expliqué au chapitre 6, les oscillations entre photons et PTA sont plus efficaces lorsque l'échelle de turbulence est grande. Il est donc conservatif de considérer une échelle maximale de turbulence de 10 kpc. Le champ magnétique ainsi décrit sera utilisé à la section 8.4 pour les simulations entre photons et PTA pour des rayons X provenant de la source ponctuelle centrale. Les observations avec *Chandra* de cette composante sont maintenant étudiées.

8.3 Observations de Hydra A avec Chandra

8.3.1 Le télescope spatial à rayons X *Chandra*

Chandra est un télescope spatial à rayons X qui a débuté ses observations en 1999. Il est principalement composé d'un système de miroirs focalisant les rayons X et de deux instruments de détection situés au plan focal. A cela s'ajoute deux instruments de spectroscopie avancée situés à la sortie des miroirs. La figure 8.1 montre la

composition de *Chandra*. Les miroirs sont montrés sous la légende "HRMA" (High Resolution Mirror Assembly). Il s'agit de 8 miroirs à incidence rasante, qui permettent de focaliser les rayons X [322]. *Chandra* est placé sur une orbite elliptique où il atteint un tiers de la distance Terre-Lune à son aphélie, afin d'éviter la ceinture de radiation de Van Allen pendant environ 55 heures de ses 64 heures d'orbite [323].

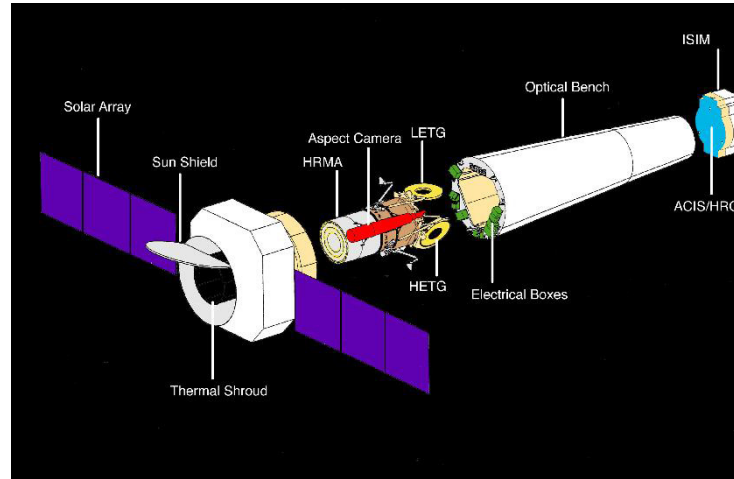


FIGURE 8.1 – Schéma de composition de *Chandra*.

Les deux instruments de détection des rayons X sont l'ACIS (Advanced CCD Imaging Spectrometer) et le HRC (High Resolution Camera). Le HRC est principalement composé de deux galettes de microcanaux de 10 cm^2 chacun superposées l'une sur l'autre [324]. Chaque galette comporte 69 millions de canaux réalisés en céramique d'oxyde de plomb, d'environ $10 \mu\text{m}$ de diamètre et longs de 1.2 mm. Les photons arrivant dans un canal sont convertis en électrons grâce à une photocathode placée sur la première galette. Le fonctionnement de chaque canal est ensuite identique à celui d'un photomultiplicateur, où une haute tension accélère les électrons qui se multiplient grâce à un revêtement métallique sur les parois du tube. Le signal électronique est récolté à la sortie de chaque canal puis numérisé. Cette fine pixellisation de la caméra, associée aux qualités de focalisation des miroirs, permet d'obtenir une résolution angulaire de $0.4''$, ce qui donne au HRC une excellente sensibilité aux sources ponctuelles. L'énergie des photons est mesurée en fonction de la charge totale obtenue à la sortie du canal. Cette technique ne permet pas d'obtenir une bonne résolution en énergie, qui est limitée à $dE/E = 1$ à 1 keV. La résolution en énergie étant cruciale pour la recherche d'irrégularités dans les spectres, il est donc impossible d'utiliser cet instrument pour la recherche de PTA.

L'ACIS est une caméra composée de 10 capteurs CCD en Silicium coplanaires [325]. L'arrangement géométrique de ces capteurs est sous la forme de 2 réseaux, 4 dans un carré de 2×2 capteurs au dessus d'une ligne de 6 capteurs. Chaque capteur a 1024×1024 pixels avec une taille de pixel de $24 \mu\text{m}$. Cette pixellisation permet d'obtenir une résolution angulaire d'environ $1''$. Le domaine en énergie accessible avec ACIS s'étend de 0.3 keV, en raison de la charge minimale détectable, à envi-

ron 10 keV, l'énergie maximale pouvant être focalisée par les miroirs. La résolution en énergie est limitée par la capacité à déterminer la charge totale déposée par un photon. Celle-ci dépend de la fraction d'électrons perdue dans le transfert de pixel à pixel lors de la lecture ainsi que du bruit dans la chaîne de lecture analogique. La résolution en énergie est de 0.1 keV à 1.5 keV, ce qui permet une recherche efficace dans le spectre d'irrégularités induites par des PTA. Pour la calibration de l'instrument, une source externe radioactive de ^{55}Fe est utilisée avec une cible en alliage aluminium-titane. La détection de raies, en particulier à 1.49, 4.51, 4.93, 5.90 et 6.49 keV pour les plus fortes, permet d'étalonner la réponse du détecteur sur l'ensemble du spectre en énergie accessible avec ACIS.

Huit des dix capteurs CCD de ACIS, dits "à illumination de face", ont leur grille de transfert de charge orientée vers les miroirs. Les deux autres capteurs, dits "à illumination de dos", sont montés à l'envers. La matière insensible au dos de ces capteurs a été retirée, laissant ainsi une surface photo-sensible face aux miroirs [326]. Les performances des capteurs à illumination de face ont été dégradées lors du lancement de la mission. En particulier, la diffusion Rutherford de protons de faible énergie présents dans la ceinture de radiation sur les miroirs vers le plan focal a abîmé les canaux de recueil des charges qui faisaient face aux miroirs [327]. En conséquence, l'inefficacité de transfert de charge d'un canal à un autre est aggravée dans le cas des capteurs à illumination de face. La résolution en énergie, initialement limitée par le bruit électronique de la chaîne d'acquisition, est ainsi significativement détériorée pour les pixels les plus éloignés. Ainsi, pour un capteur à illumination de face, la résolution en énergie est de 80 eV à 1.5 keV pour les premiers pixels et se dégrade jusqu'à 200 eV pour les pixels les plus lointains. En comparaison, elle est d'environ 120 eV pour les capteurs à illumination de dos de façon homogène sur le capteur, les grilles de transfert de charge de ces capteurs n'ayant pas été affectées. La surface effective de l'ensemble miroirs+ACIS est également affectée par le rayonnement cosmique pour les capteurs à illumination frontale. Elle est d'environ 500 cm² entre 1 et 2 keV pour ces dernières contre 600 cm² pour les capteurs à illumination de dos. La nature du capteur n'influe pas en revanche sur la résolution angulaire, qui est limitée par la taille physique des pixels. Au final, il est donc préférable d'observer Hydra A avec des capteurs à illumination de dos pour la recherche de PTA, en raison de leur résolution en énergie et de leur surface effective meilleures.

8.3.2 L'amas de galaxies d'Hydra A vu par *Chandra*/ACIS

L'amas de galaxies de Hydra A a d'abord été observé en 1999 avec ACIS pendant environ 40 ks en deux observations pointées, l'une sur un capteur à illumination de face et l'autre sur un capteur à illumination de dos [328]. Une deuxième campagne d'observations a été menée en 2003 et a apporté 200 ks de temps d'observation supplémentaire [315]. Ces observations ont été prises sur le même capteur à illumination de dos. La figure 8.2 montre les observations non-calibrées de la campagne de 2003 dans le système de coordonnées de l'instrument. L'émission de l'amas de Hydra A est clairement visible sur le capteur de droite, S3. Les deux capteurs à illumination

de dos s'y caractérisent par un niveau de fond plus grand.

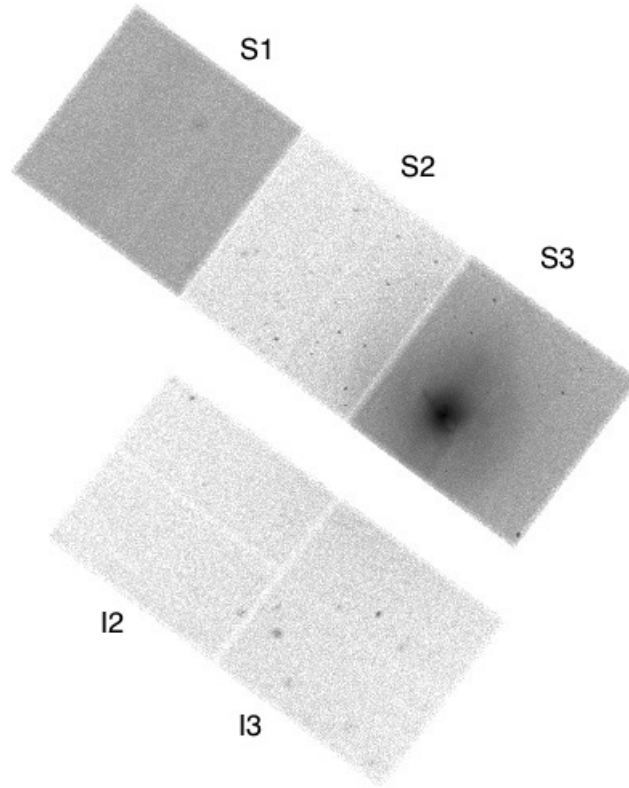


FIGURE 8.2 – *Observations non calibrées de Hydra A avec ACIS dans les coordonnées de l'instrument en nombre de coups par pixel. Cinq des dix capteurs CCD de ACIS étaient actives pour ces observations. Les capteurs S1 et S3 sont les deux capteurs à illumination de dos.*

Les données ont été recalibrées en utilisant la procédure standard avec la dernière version de la calibration à jour, la version 4.5.5.1. L'analyse a été réalisée en utilisant les outils de CIAO dans leur version 4.5. De possibles sursauts du fond, d'origine incertaine, où le taux de fond peut être brusquement multiplié par 100 ont été recherchés dans les données. Les périodes affectées par ce phénomène sont retirées de l'analyse. L'accumulation possible d'événements ("pile-up") a été estimée et est négligeable étant donnés les taux de comptage des photons considérés. Au final, un total de 238 ks est utilisable pour l'analyse. Une image composite de la région de Hydra A est montrée sur la figure 8.3. L'émission en rayons X vue par *Chandra* est montrée en bleu et montre l'émission thermique diffuse des électrons au coeur de l'amas ainsi que l'émission ponctuelle du noyau actif de galaxie (NAG) au centre. L'émission radio observée par le Very Large Array est en rouge et montre les jets ainsi que les lobes produits par le NAG [318]. L'émission optique des galaxies de l'amas est montrée en jaune en utilisant des images du Canada-France-Hawaï Telescope ainsi que du Digitized Sky Survey.

Pour la recherche de PTA, comme expliqué à la section 8.2, on s'intéresse à



FIGURE 8.3 – Image composite de l’amas de Hydra A. Bleu : rayons X avec Chandra. Rouge : radio avec le Very Large Array [318]. Blanc/jaune : optique avec le Canada-France-Hawaii Telescope et le Digitized Sky Survey.

l’émission ponctuelle en rayons X du NAG. Pour extraire le spectre de cette émission, un cercle d’ouverture de $1''$ est utilisé autour de la position nominale du NAG. 90% de l’émission de la source ponctuelle est contenue à l’intérieur de ce rayon de $1''$. La position est déterminée à partir des observations en infra-rouge et est en coordonnées équatoriales : $\alpha_{J2000} = 09^h 18^m 05^s 651$, $\delta_{J2000} = -12^\circ 05' 43'' 99$ [329]. La contamination par le fond d’émission thermique des électrons dans cette région est estimée en utilisant un anneau centré sur la même position entre $1''$ et $2''5$ et en supposant que le flux du fond est le même dans cet anneau et dans la région centrale, après normalisation par le rapport des surfaces. En pratique, comme $1''$ correspond environ à 1 kpc, la taille de l’anneau est suffisamment petite devant le rayon de coeur des électrons de 33 kpc pour que cette hypothèse soit valide.

L’analyse spectrale de la source ponctuelle est effectuée en utilisant la version 12.7.1 du logiciel XSPEC [330]. Le spectre est rebinné de façon à avoir un minimum de 30 coups par bin en énergie reconstruite. Cette dernière procédure est nécessaire lors qu’un estimateur de χ^2 est utilisé pour l’ajustement d’un modèle théorique aux données, afin que les erreurs sur le flux dans chaque bin soient bien gaussiennes. Les réponses instrumentales utilisées pour la reconstruction spectrale ont été générées avec la procédure `specextract` suivant les conditions expérimentales correspondant aux observations. La méthode utilisée pour la reconstruction spectrale avec XSPEC est la méthode dite de "forward folding" (voir chapitre 2). Il s’agit donc de faire l’hypothèse d’une forme spectrale et d’obtenir les paramètres de cette forme permettant de reproduire au mieux les données. Le spectre de la source ponctuelle peut

être modélisé par une loi de puissance avec un terme d'absorption photo-électrique décrit par la colonne d'hydrogène n_H (voir ci-dessous) [328] :

$$\frac{dN}{dE} = \phi_0 \left(\frac{E}{1 \text{ keV}} \right)^{-\Gamma} e^{-n_H \sigma[E(1+z)]} . \quad (8.4)$$

L'indice spectral de la loi de puissance est noté Γ et ϕ_0 est le flux non-absorbé à 1 keV. Le terme d'absorption photo-électrique est représenté grâce à la section efficace $\sigma[E]$ pour l'énergie E , laquelle doit être corrigée du décalage vers le rouge avec $z = 0.0538$, le décalage vers le rouge de Hydra A, car le système absorbant se trouve au coeur de l'amas de galaxie [331]. Phénoménologiquement, la section efficace de l'effet photo-électrique sur un élément de nombre atomique Z peut se décrire comme [332] :

$$\sigma[E] \propto \frac{Z^a}{E^3} , \quad (8.5)$$

avec a compris entre 4 et 5 selon l'élément, pour E plus grand que l'énergie d'ionisation d'une configuration électronique en couche 1s. Il s'ensuit qu'aux énergies considérées, entre 0.3 et 10 keV, le flux de la source est principalement absorbé à faible énergie. La diffusion Compton est inopérante car les énergies en jeu sont bien plus faibles que la masse de l'électron. La densité de l'hydrogène intégrée le long du chemin est décrite par la colonne d'hydrogène n_H qui est un paramètre libre du modèle. Les densités des autres éléments sont obtenues en supposant des abondances relatives par rapport à l'hydrogène constantes et homogènes. Les abondances utilisées ont été mesurées par [333] en analysant des chondrites relevées sur des météorites.

Le spectre est correctement ajusté, avec un χ^2 de 48.59 pour 58 degrés de liberté, pour un indice spectral $\Gamma = 1.52 \pm 0.17$, un flux non-absorbé à 1 keV $\phi_0 = 5.46 \pm 1.43 \times 10^{-5} \text{ keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et une colonne d'hydrogène $n_H = 2.54 \pm 0.33 \times 10^{22} \text{ cm}^2$. Le flux absorbé entre 2 et 10 keV est $3.10 \pm 0.07 \times 10^{-5} \text{ } \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La colonne d'hydrogène trouvée lors de l'ajustement spectral est en accord avec la valeur obtenue par [328], qui effectue la même analyse avec uniquement les données de 1999. Cette valeur est également cent fois plus grande que la valeur de la colonne d'hydrogène apportée par la Voie Lactée dans la direction d'Hydra A, ce qui confirme la présence du système absorbant au coeur de Hydra A démontrée par [331]. Le modèle du spectre de la source ponctuelle est montré sur la figure 8.4, extraite de [312] avec les points reconstitués à partir des données pour cette hypothèse de forme spectrale. En raison de la forte absorption photo-électrique, le spectre de la source non-thermique au centre de Hydra A n'est visible qu'au dessus de 1 keV. Dans le modèle, des discontinuités apparaissent en raison de l'effet photo-électrique aux énergies correspondant aux énergies de liaison pour les différents éléments. La partie du bas de la figure 8.4 montre les résidus de l'ajustement normalisés au modèle. Ces résidus ne montrent qualitativement pas de fortes irrégularités apparentes, le spectre est donc utilisé pour mettre des contraintes sur le couplage entre photons et PTA.

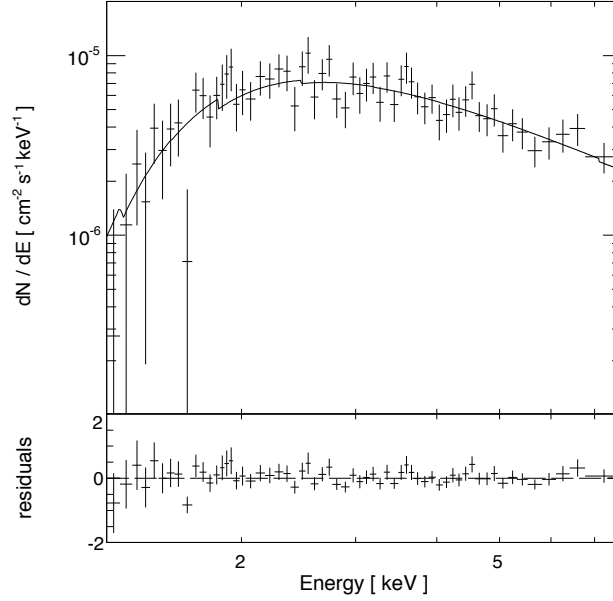


FIGURE 8.4 – (Extrait de [312]) Spectre de la composante non-thermique au centre de Hydra A. En haut : spectre reconstitué avec le modèle. En bas : résidus par rapport au modèle de meilleur ajustement.

8.4 Contrainte sur les particules de type axion à basse masse

8.4.1 Méthodologie

Dans le cas des observations de Hydra A avec *Chandra*, le spectre de la source ponctuelle est correctement décrit à l'aide d'une loi de puissance modulée par un terme d'absorption photo-électrique. Bien que le spectre intrinsèque de la source ne soit pas connu, comme c'était déjà le cas pour le NAG PKS 2155-304 utilisé pour l'analyse avec H.E.S.S. (voir chapitre 7), cette loi spectrale est la loi physique la plus simple qu'il est possible de construire. La modélisation de l'émission non-thermique, d'origine synchrotron, est en effet au premier ordre décrite par une loi de puissance. Des effets intrinsèques de courbure dans les spectres dus par exemple à la distribution spectrale des électrons à l'origine du rayonnement synchrotron peuvent ensuite modifier la loi de puissance avec des modèles d'ordre supérieurs (une parabole logarithmique par exemple). De plus, la présence d'un système dense responsable de l'absorption photo-électrique a été observée indépendamment ([331]). Comme cette loi spectrale est la loi physique la plus simple, il est possible de supposer pour la recherche de PTA que le spectre intrinsèque de la source suit cette loi. Dans le cas de l'analyse avec les données de H.E.S.S. sur PKS 2155-304, il était risqué de supposer que le modèle ajusté sur le spectre mesuré de la source, une parabole logarithmique modulée par l'absorption sur le FLE, représentait le spectre de la source non-affecté par des irrégularités spectrales liées à des oscillations entre photons et PTA. Le

risque était que en introduisant des paramètres d'ordre supérieurs dans le modèle du spectre, des irrégularités spectrales soient ajustées par cette description d'ordre supérieure et donc interprétées comme faisant partie du spectre intrinsèque de la source et ainsi donner une contrainte artificiellement bonne. Ceci ne peut pas se produire en utilisant une description physique minimale comme il est possible de le faire pour le spectre en rayons X de la source centrale de Hydra A.

Pour estimer le niveau maximum d'irrégularités spectrales que les données peuvent accommoder, des modèles spectraux sont ajustés sur les données où la forme spectrale de base, la loi de puissance avec le terme d'absorption photo-électrique est modifiée avec un motif d'irrégularités généré par des oscillations photon-PTA dans le champ magnétique de l'amas de Hydra A. La valeur de la constante de couplage, $g_{\gamma a}$ est un nouveau paramètre du modèle qui contrôle la taille des irrégularités. Lorsque $g_{\gamma a}$ tend vers zéro, le modèle tend vers la forme spectrale de base, sans irrégularités. L'exclusion sur ce nouveau paramètre $g_{\gamma a}$ est obtenue en utilisant un estimateur de vraisemblance $\mathcal{L}$. L'estimateur utilisé ici suppose que le nombre de coups dans chaque bin en énergie suit une distribution de Poisson et s'écrit donc :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N \frac{[t_s(m_i + b_i)]^{S_i} e^{-t_s(m_i + b_i)}}{S_i!} \frac{(t_b b_i)^{B_i} e^{-t_b b_i}}{B_i!} . \quad (8.6)$$

Pour chaque bin i des N bins du spectre en énergie reconstruite, le nombre de photons mesuré dans la zone circulaire de $1''$ autour de la source est noté S_i , et celui mesuré dans la zone d'échantillonnage du fond, située dans un anneau entre $1''$ et $2.5''$ est noté B_i . Les temps d'exposition respectifs des deux zones, corrigés du rapport des surfaces, sont notés t_s et t_b . Le taux de photons de signal attendu, prédit par la forme spectrale supposée, est noté m_i alors que le taux de photons de fond attendu dans la zone de signal est noté b_i . Le taux de photons de signal attendu m_i dépend donc des paramètres de la forme spectrale supposée, ainsi que de l'acceptance en fonction de l'énergie vraie $A(E)$ et de la résolution en énergie, traduite par la probabilité de reconstruire un photon d'énergie E à une énergie $\tilde{E}$, $P(\tilde{E}|E)$:

$$m_i = \int_{\text{bin } i} \int_0^\infty \frac{dN}{dE} A(E) P(\tilde{E}|E) dE d\tilde{E} . \quad (8.7)$$

Les réponses instrumentales sont donc prises en compte lors du calcul du nombre de photons attendu. Le taux de photons de fond attendu, b_i , estimé à partir de la mesure dans la zone "OFF" B_i , est lui une inconnue qui peut être déterminée analytiquement en fonction des autres paramètres à l'aide de la condition :

$$\frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial b_i} = 0 , \quad (8.8)$$

qui permet ainsi d'obtenir le taux de photons de fond b_i le plus probable.

Deux exemples de forme spectrale avec irrégularités sont montrées en figure 8.5, superposées au spectre montré en figure 8.4 pour $g_{\gamma a} = 4 \times 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$ et $g_{\gamma a} = 5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$. En raison de la nature turbulente du champ magnétique de

l'amas de Hydra A, impliqué dans les oscillations photon-PTA, la structure exacte de ces irrégularités n'est pas prévisible (voir sec. 6.1.2). Il est possible que le motif d'irrégularités, pour certaines réalisations du champ magnétique turbulent, ajuste de façon artificielle le bruit statistique des données. Dans ce cas, le modèle avec irrégularités sera plus vraisemblable, au sens de l'estimateur de vraisemblance, que le modèle de base avec une loi de puissance et un terme d'absorption. C'est le cas par exemple sur la figure 8.5 pour le modèle avec $g_{\gamma a} = 4.5 \times 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$.

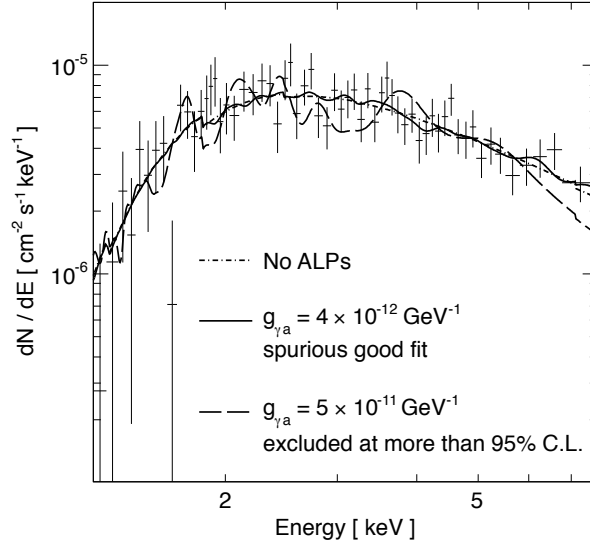


FIGURE 8.5 – (Extrait de [312]) Différents ajustements sur les données de formes spectrales avec irrégularités induites par des PTA. Trois exemples sont donnés avec $g_{\gamma a} = 0$ (ligne tiret-pointillé), $g_{\gamma a} = 4 \times 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$ (ligne pleine) et $g_{\gamma a} = 5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ (ligne pointillée).

Afin de prendre en compte l'indétermination de la réalisation exacte du champ magnétique turbulent, des simulations du signal attendu sont produites pour de nombreuses réalisations aléatoires (1000) du champ magnétique et pour chaque valeur de $g_{\gamma a}$ testée. La méthode utilisée pour obtenir les contraintes est fondée sur le test de vraisemblance [334] :

$$\lambda(g_{\gamma a}) = \frac{\sup_{\theta} \mathcal{L}(g_{\gamma a}, \theta)}{\sup_{g_{\gamma a}, \theta} \mathcal{L}(g_{\gamma a}, \theta)} , \quad (8.9)$$

où θ représente les paramètres de nuisance décrivant la réalisation du champ magnétique ainsi que les paramètres de la loi spectrale de base. La borne supérieure est calculée de la façon suivante. Pour chaque valeur de $g_{\gamma a}$ testée, les modèles spectraux constituées par la forme de base donnée par l'équation 8.4, modulée par les irrégularités spectrales provenant des 1000 simulations réalisées pour cette valeur de $g_{\gamma a}$ sont ajustés aux données en laissant libre la normalisation et l'indice

spectral. La valeur de l'estimateur $\mathcal{L}$ pour la forme spectrale ajustant au mieux les données donne le numérateur dans l'expression 8.9. Le dénominateur est donné par la valeur de $\mathcal{L}$ pour la forme spectrale ajustant au mieux les données sur l'ensemble des constantes de couplage testées, ici $g_{\gamma a} = 4.5 \times 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$. Le test statistique $-2 \ln \lambda$ suit ainsi une loi de χ^2 à un degré de liberté [334] et les valeurs de $g_{\gamma a}$ pour lesquelles $-2 \ln \lambda > 4$ sont donc exclues à un niveau de confiance de 95%.

8.4.2 Contraintes obtenues

Le profil du test de vraisemblance $-2 \ln \lambda$ en fonction de $g_{\gamma a}$ est montré sur la figure 8.6. Le meilleur ajustement est obtenu pour $g_{\gamma a} \sim 4 \times 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$, ce qui correspond à un meilleur ajustement avec PTA que sans. La significativité de cet ajustement par rapport au cas sans PTA n'est en revanche que de 1.2σ . Comme expliqué dans la section 8.4.1, il s'agit d'un ajustement artificiel des fluctuations statistiques par le motif d'irrégularités, lorsque la réalisation du champ magnétique y est favorable. Il ne s'agit donc pas d'une indication de signal de PTA. Au minimum

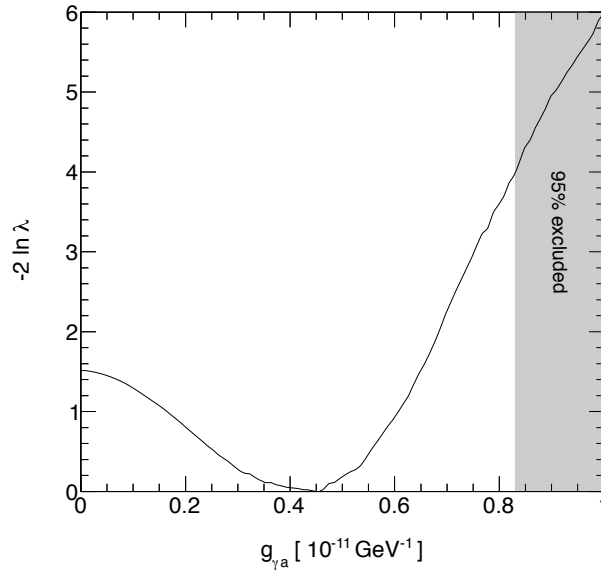


FIGURE 8.6 – (Extrait de [312]) Profil du test de vraisemblance $-2 \ln \lambda$ en fonction de $g_{\gamma a}$ pour une masse nulle de PTA. La zone grise montre l'exclusion obtenue sur $g_{\gamma a}$.

du profil montré sur la figure 8.6, les irrégularités spectrales ont donc une taille comparable au niveau de bruit poissonnien du spectre. Il est en fait possible de prédire la valeur de ce minimum, en se fondant sur le fait que la taille des irrégularités doit correspondre approximativement à la taille des fluctuations statistiques. On peut estimer la taille des irrégularités grâce à la formule de la probabilité de survie dans le cas moyenné sur l'ensemble des réalisations du champ magnétique (voir

eq. 6.14) :

$$\frac{\delta\phi}{\phi} = \frac{1}{3}(1 - e^{-3g_{\gamma a}^2 B^2 L s/8}) , \quad (8.10)$$

où $B^2 L = \int_0^\infty B^2(r) dr = 6.5 \times 10^{-13} \text{ GeV}^3$ est le profil du champ magnétique intégré sur la ligne de visée et s correspond à l'échelle de cohérence, qui est ici de 10 kpc. Dans un bin en énergie de taille correspondant à la résolution en énergie, il y a en moyenne 30 coups, ce qui correspond à une échelle naturelle de fluctuations poissonniennes sur le flux $\delta\phi/\phi = 1/\sqrt{30} \simeq 20\%$. Par comparaison de ces fluctuations statistiques sur le flux avec l'équation 8.10, les irrégularités spectrales sont donc comparables aux fluctuations poissonniennes pour $g_{\gamma a}$ de l'ordre de quelques $10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$, en accord avec le minimum trouvé en figure 8.6.

Si le minimum trouvé dans le profil du test de vraisemblance ne correspond pas à une indication de signal, il faut de plus remarquer que la méthode utilisée ici ne permet pas la découverte d'un signal de PTA. En effet, la forme spectrale du modèle utilisée ici n'est pas garantie. Il pourrait par exemple exister des effets plus fins comme des raies d'émission correspondant à la fluorescence de certains éléments lourds comme le fer ou une méconnaissance des réponses instrumentales. De tels effets pourraient imiter le signal de PTA sans qu'il soit possible de l'y associer. Au contraire, si de tels effets sont effectivement présents, alors la contrainte obtenue est moins bonne car le signal est plus difficile à extraire. Dans l'objectif de contraindre l'existence de PTA, il est donc conservatif de supposer que le spectre mesuré est régulier et n'est pas affecté par des effets d'ordre supérieurs que l'on chercherait à corriger.

Le profil de vraisemblance montré sur la figure 8.6 est obtenu pour une masse de PTA nulle, où le seuil en énergie du mélange entre photons et PTA est déterminé par la masse effective du photon dans le plasma (voir sec. 8.1). La contrainte obtenue est de $g_{\gamma a} < 8.3 \times 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$ à un niveau de confiance de 95%. A plus haute masse, lorsque la masse de PTA se compare à la masse effective du photon dans le plasma, les irrégularités ne sont plus indépendantes de la masse de PTA. Il faut donc refaire des profils de vraisemblance pour différentes valeurs de la masse de PTA afin de construire la courbe d'exclusion en fonction de la masse. La courbe d'exclusion à un niveau de confiance de 95% est montrée sur la figure 8.7. Pour des masses de PTA inférieures à $7 \times 10^{-12} \text{ eV}$, la contrainte est indépendante de la masse et on est dans le régime où le domaine en énergie des irrégularités est déterminé par la masse effective du photon. Autour de $8 \times 10^{-12} \text{ eV}$, il y a un domaine de masse pour lequel la contrainte est moins bonne. Ceci est dû au fait que ces masses de PTA sont proches de la masse effective du photon. En raison de l'équation 8.2, l'énergie critique est alors repoussée à de faibles énergies, produisant des irrégularités spectrales dans une gamme d'énergie moins accessible par *Chandra*, et donc un signal potentiellement moins fort. Comme la densité du plasma d'électrons n'est pas constante le long de la ligne de visée, il n'existe pas une unique masse effective pour le photon, mais celle ci varie au cours de la propagation. Il en résulte le profil évasé de la contrainte autour de $8 \times 10^{-12} \text{ eV}$. Pour des masses de PTA plus grandes, la sensibilité se dégrade car le seuil en énergie augmente avec la masse de PTA. La courbe d'exclusion augmente

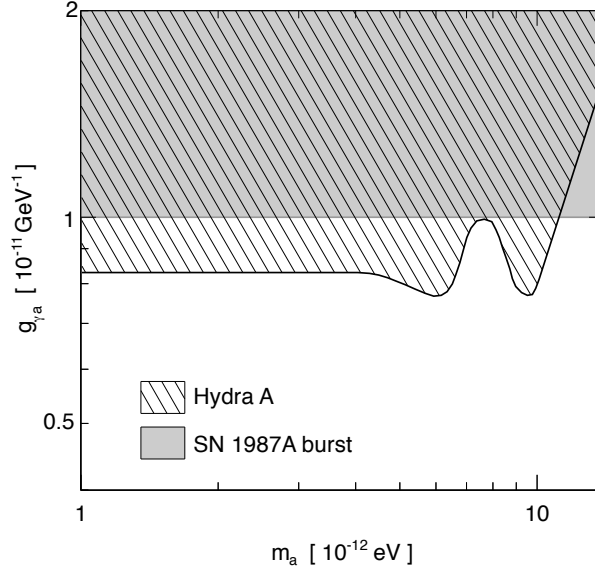


FIGURE 8.7 – (Extrait de [312]) Contrainte à 95% de niveau de confiance sur $g_{\gamma a}$ obtenue avec les observations en rayons X de l'amas de Hydra A (région hachée). La région grisée montre la contrainte obtenue avec l'explosion de SN 1987 A.

alors en m^2 comme il était attendu.

D'autres études obtiennent également des contraintes sur les PTA de faible masse, comme [66, 335], en considérant un mélange photon-PTA dans le champ magnétique intergalactique ou dans l'Univers primordial. Cependant, en raison du caractère inconnu des champs magnétiques considérés, ces études ne sont en mesure que de contraindre le produit $g_{\gamma a} \times B$. La contrainte obtenue grâce à la non-observation de rayons gamma associés à l'explosion de la supernova 1987A [92] (voir chapitre 1) est également montrée sur la figure 8.7.

CHAPITRE 9

Recherche de champs scalaires pour les théories de modification de la gravité

Sommaire

9.1	Phénoménologie du couplage dit disformel	131
9.1.1	Motivations théoriques	131
9.1.2	Couplage à deux photons	132
9.1.3	Propagation dans un champ magnétique homogène	133
9.2	Contraintes astrophysiques du couplage disformel	135
9.2.1	Contraintes avec les observations en rayons X de Hydra A . . .	136
9.2.2	Contraintes avec la spectroscopie UV de PKS 2155-304 . . .	137
9.2.3	Discussion	138

Dans ce chapitre, des extensions possibles des contraintes obtenues sur les PTA aux chapitres précédents pour des modèles de modification de la gravité sont étudiées. Ces modèles sont notamment motivés par la question de l'origine de l'accélération de l'expansion de l'Univers. L'étude de la phénoménologie de certains de ces modèles, développée dans une première partie, montre que les observations de Hydra A présentées au chapitre 8 permettent de contraindre des modèles avec des modifications de la gravité pour de faibles masses de champ scalaire. Des observations en UV sont également utilisées dans ce chapitre pour élargir la sensibilité à ces modèles. Ces résultats sont décrits dans un article actuellement en cours de préparation [336].

9.1 Phénoménologie du couplage dit disformel

9.1.1 Motivations théoriques

En cosmologie, des champs scalaires sont couramment introduits afin de résoudre le problème de l'énergie noire, qui se manifeste par l'accélération actuelle de l'expansion de l'univers. Par exemple, les modèles de quintessence introduisent un champ scalaire dynamique dont l'équation d'état évolue lors de l'expansion de l'univers. Dans ce chapitre, on considère des champs scalaires qui ont la propriété de modifier la gravité à très grande échelle à travers un couplage avec les champs de matière.

Ce couplage avec la matière est décrit à l'aide d'une métrique effective qui dépend de la vraie métrique ainsi que du champ scalaire et ses dérivées. La métrique la plus générale qui peut être construite à partir de la vraie métrique $g_{\mu\nu}$ et d'un champ scalaire ϕ , et qui respecte la causalité et le principe d'équivalence faible est [337] :

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = A(\phi, X)g_{\mu\nu} + B(\phi, X)\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi \ , \quad (9.1)$$

où $X = -(\partial\phi)^2/2$. Les particules du modèles standard suivent la métrique $\tilde{g}_{\mu\nu}$. Les termes A et B dans l'expression 9.1 sont respectivement appelés "conformel" et "disformel". Les couplages conformels sur des échelles plus grandes que le millimètre sont contraints par des expériences de recherche de cinquième force qui placent une limite $M \gtrsim 10^5 M_{\text{Pl}}$ sur la force de ce couplage, où M_{Pl} est l'échelle de Planck [338]. Cependant, des modèles comme celui du chaméléon avec des termes de masse non linéaires [339, 340], du symmétron et du dilaton avec des termes de couplage non linéaires [341, 342, 343] ou encore des galiléons avec des termes cinétiques non linéaires [344, 345] permettent de supprimer la cinquième force liée au couplage conformel du champ scalaire dans un environnement dense, échappant ainsi aux contraintes en laboratoire évoquées ci-dessus.

Comme montré dans [346], le terme disformel introduit dans l'expression 9.1 ne peut pas être contraint par la recherche de cinquième force en laboratoire. Ce genre de terme apparaît dans différentes théories, dont en particulier les théories de gravité massives [347], certains modèles de galiléons [348] ou encore dans certains modèles de violation de l'invariance de Lorentz [349]. Dans la suite de cette étude, on considère la forme suivante pour les couplages du champ scalaire :

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = \left(1 + \frac{\phi}{\Lambda}\right) g_{\mu\nu} + \frac{2}{M^4} \partial_\mu\phi\partial_\nu\phi \ , \quad (9.2)$$

où Λ est l'échelle d'énergie du couplage conformel. Dans cette expression, le terme conformel correspond à un couplage représentatif de PTA avec $\Lambda \equiv 4/g_{\gamma a}$.

9.1.2 Couplage à deux photons

En reprenant l'équation 9.2, le lagrangien pour l'interaction avec des photons s'écrit ainsi [346] :

$$\mathcal{L}_{\phi,\gamma} = -\frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) - \frac{1}{4} \left(1 + \frac{\phi}{\Lambda}\right) F^2 - \frac{1}{M^4} \partial_\mu\phi\partial_\nu\phi \left[\frac{1}{4} g^{\mu\nu} F^2 - F^\mu{}_\alpha F^{\nu\alpha} \right] \ . \quad (9.3)$$

Dans la suite, le potentiel ne comprend qu'un terme de masse, $V(\phi) = m^2\phi^2/2$. En reprenant la méthode utilisée dans l'annexe A pour le calcul des équations du mouvement dans le cas des PTA, l'équation de Klein-Gordon du champ scalaire s'écrit :

$$\square\phi + \frac{2}{M^4} \partial_\mu \left[\partial_\nu\phi \left(\frac{1}{4} g^{\mu\nu} F^2 - F^\mu{}_\alpha F^{\nu\alpha} \right) \right] + m^2\phi - \frac{1}{\Lambda} F^2 = 0 \quad (9.4)$$

et l'équation de Maxwell pour la propagation des photons devient :

$$\partial_\mu \left[\left(1 + \frac{4\phi}{\Lambda} \right) F^{\mu\nu} \right] + \frac{1}{M^4} \partial_\mu [2\partial_\alpha \phi (F^{\alpha\nu} \partial^\mu \phi - F^{\alpha\mu} \partial^\nu \phi) + (\partial\phi)^2] = 0 . \quad (9.5)$$

En plus de l'ajout du nouveau terme en M^{-4} relié au couplage disformel, ces équations du mouvement diffèrent du cas PTA en raison de la nature scalaire du champ considéré ici alors que les PTA sont décrites par un champ pseudoscalaire.

9.1.3 Propagation dans un champ magnétique homogène

Dans le cas de la propagation dans un champ magnétique homogène, on reprend la procédure décrite à l'annexe A pour obtenir les équations du mouvement. On utilise le paramètre adimensionné $b = B/M^2$ où B est la valeur du champ magnétique. Ainsi, les équations du mouvement se linéarisent sous une forme matricielle équivalente à celle de l'équation 1.7 dans le cas PTA où $\mathcal{M}$ suit la forme de l'équation 1.8 avec les nouvelles notations :

$$\Delta_{\text{pl}} = \frac{\omega_{\text{pl}}^2}{2E} \quad (9.6)$$

$$\Delta_{\text{a}} = \frac{m^2}{2E(1+b^2)} + \frac{b^2 E (1 - \frac{B^2}{B_*^2})}{1+b^2} \quad (9.7)$$

$$\Delta_{\text{B}} = \frac{2B}{\Lambda \sqrt{1+b^2}} . \quad (9.8)$$

En reprenant ces dernières notations, la probabilité de conversion $P_{\gamma \rightarrow a}$ est obtenue à partir de l'équation du mouvement, résolue de façon identique au cas PTA en reprenant le calcul effectué en annexe B et est donnée par la formule 6.4. Comme pour le cas PTA, le régime de mélange fort, pour lequel $\Delta_{\text{B}} > |\Delta_{\text{pl}} - \Delta_{\text{a}}|/2$, n'est atteint que lorsque l'énergie est au dessus d'une certaine énergie critique $E_{\downarrow}$. Cette énergie critique est reliée aux termes proportionnels à $1/E$, dans ce cas $\Delta_{\downarrow} = \frac{\omega_{\text{pl}}^2}{2E} - \frac{m^2}{2E(1+b^2)}$. De plus, en raison du terme proportionnel à E dans Δ_{a} , $\Delta_{\uparrow} = \frac{b^2 E}{1+b^2}$, spécifique à la phénoménologie du couplage disformel, une deuxième énergie critique $E_{\uparrow}$ apparaît, au delà de laquelle le mélange est fortement supprimé. Lorsque $E_{\downarrow} < E_{\uparrow}$, le mélange est possible dans une gamme d'énergie du système entre ces deux énergies critiques. Dans le cas contraire, aucune conversion n'a lieu. Les figures 9.1 et 9.2 schématisent l'évolution de $\Delta_{\downarrow}$, $\Delta_{\uparrow}$ et Δ_{B} en fonction de l'énergie dans le cas avec conversion possible (à gauche) et sans conversion possible (à droite).

Les énergies critiques $E_{\downarrow}$ et $E_{\uparrow}$ sont obtenues lorsque $2\Delta_{\downarrow/\uparrow} = \Delta_{\text{B}}$. Ainsi :

$$E_{\downarrow} = \frac{|m^2 - \omega_{\text{pl}}^2(1+b^2)|\Lambda}{8B\sqrt{1+b^2}} \quad (9.9)$$

$$E_{\uparrow} = \frac{4B}{\Lambda} \frac{\sqrt{1+b^2}}{b^2}, \quad (9.10)$$

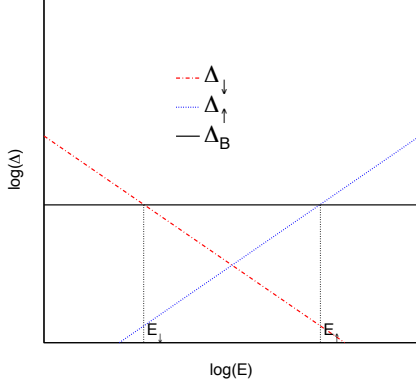


FIGURE 9.1 – $E_{\downarrow} < E_{\uparrow}$: *conversion possible entre $E_{\downarrow}$ et $E_{\uparrow}$.*

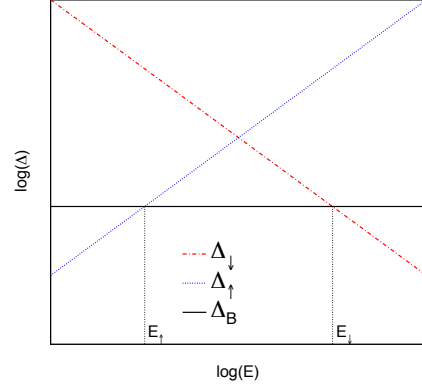


FIGURE 9.2 – $E_{\uparrow} < E_{\downarrow}$: *Pas de conversion possible.*

où l'on a négligé ici pour illustration la composante longitudinale du champ magnétique. Naturellement, lorsque $b = 0$, $E_{\downarrow}$ correspond à l'énergie critique dans le cas PTA et $E_{\uparrow} \rightarrow \infty$. Pour comprendre quelles sont les valeurs de m et b pour lesquelles le mélange est possible, c'est à dire pour lesquelles $E_{\downarrow} \ll E_{\uparrow}$ (dans ce cas Δ_B est le terme dominant entre $E_{\downarrow}$ et $E_{\uparrow}$), il suffit de résoudre $E_{\downarrow} = E_{\uparrow}$, ce qui donne

$$b_{\times}^2 = \frac{m^2 - \omega_{\text{pl}}^2 + \frac{32B^2}{\Lambda^2} \pm \sqrt{D}}{2\omega_{\text{pl}}^2}, \quad (9.11)$$

où l'on a défini

$$D = \left(m^2 - \omega_{\text{pl}}^2 + \frac{32B^2}{\Lambda^2} \right)^2 + 128 \frac{\omega_{\text{pl}}^2 B^2}{\Lambda^2}. \quad (9.12)$$

Il est alors possible de distinguer deux cas. Lorsque $m^2 < \omega_{\text{pl}}^2(1+b)^2$, une seule solution existe :

$$b_0^2 \sim \frac{32B^2}{\Lambda^2 \omega_{\text{pl}}^2} \quad (9.13)$$

et le mélange n'est possible que pour $b < b_0$. Lorsque $m^2 > \omega_{\text{pl}}^2(1+b)^2$, deux solutions existent pour $b_{\times}$:

$$b_1^2 \sim \frac{32B^2}{\Lambda^2 m^2}, \quad b_2^2 = \left(\frac{m^2}{\omega_{\text{pl}}^2} - 1 \right) \left(1 - \frac{32B^2}{\Lambda m^2} \right). \quad (9.14)$$

Dans ce cas, lorsque $b < b_1$, le mélange est possible alors que pour des valeurs supérieures de b , il n'est possible que dans une étroite bande $b_2^2 < b^2 < \frac{m^2}{\omega_{\text{pl}}^2} - 1$. Dans ce dernier cas, $E_{\downarrow} \rightarrow 0$, correspondant ainsi à une sorte de couplage résonant, mais étant donné des paramètres typiques pour B ($10 \mu\text{G}$) et n_e (0.01 cm^{-3}), ceci requiert un ajustement extrêmement fin de b (de l'ordre de 10^{-25}) qui est injustifiable en pratique.

Ces résultats sont résumés sur la figure 9.3 pour laquelle on a réutilisé les valeurs de B et n_e présentées un peu plus haut, typiques des amas de galaxie, ainsi que $\Lambda = 4 \times 10^{11} \text{ GeV}$. La ligne bleue sépare les deux domaines où au dessus, aucun mélange n'est possible. La ligne verte représente le couplage résonant expliqué ci dessus qui requiert un ajustement fin de b . Les lignes rouges montrent deux exemples de cas pour b .

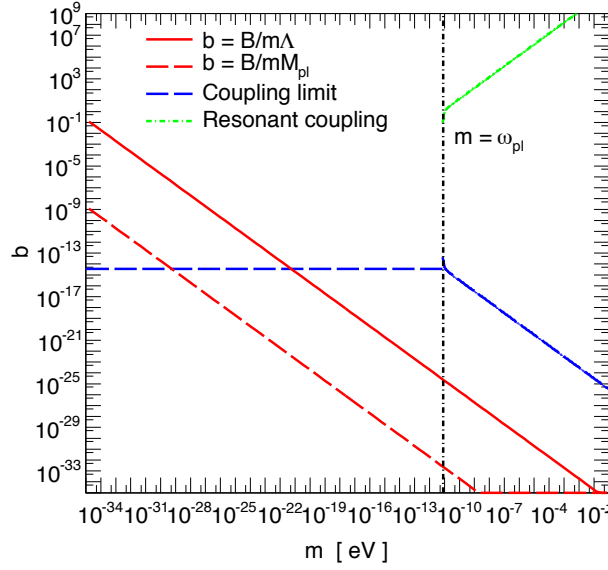


FIGURE 9.3 – *Diagramme d'espace des paramètres (m, b) pour $B = 1 \mu\text{G}$, $n_e = 0.01 \text{ cm}^{-3}$ et $\Lambda = 4 \times 10^{11} \text{ GeV}^{-1}$.*

9.2 Contraintes astrophysiques du couplage disformel

La motivation principale de ce modèle théorique de champ scalaire est pour les théories de modification de gravité à des échelles cosmologiques. Ainsi, la masse de ce champ scalaire doit être extrêmement faible, de l'ordre de 10^{-33} eV de façon à avoir une portée cosmologique. Le cas intéressant est donc celui abordé au chapitre 8 où la fréquence plasma domine le terme dans l'énergie critique, permettant l'obtention de contraintes avec l'observable d'irrégularités à des masses arbitrairement faibles. La figure 9.4 montre un exemple de signal d'irrégularités obtenu pour trois valeurs de Λ et de b en supposant une propagation dans une réalisation aléatoire du modèle de champ magnétique turbulent de l'amas de Hydra A (voir chapitre 8). Comme évoqué à la section 9.1, lorsque b augmente, la gamme d'énergie où le mélange est possible est restreinte. Néanmoins, l'expression 9.10 pour $E_{\uparrow}$ dans le cas d'un champ magnétique homogène, montre qu'il est possible de compenser cet effet en diminuant Λ . Lorsque Λ diminue, la longueur d'oscillations entre champ scalaire et photons diminue. Ainsi, la pseudo-fréquence des pseudo-oscillations en énergie autour des

énergies critiques augmente, resserrant les irrégularités spectrales apparentes après propagation dans un champ magnétique turbulent. Ceci apparaît sur la partie du milieu de la figure 9.4 où Λ est dix fois plus petit que pour la partie du haut. En raison de cet effet, la sensibilité avec les observations en rayons X est dégradée en raison de la résolution en énergie limitée de l'instrument. Pour identifier de telles irrégularités spectrales, une résolution spectrale de l'ordre de 10^{-4} est nécessaire, ce qui peut être atteint avec des instruments de spectroscopie en optique. Des données en ultraviolet du spectromètre de haute résolution HRS sur le satellite *Hubble* seront ainsi utilisées pour une deuxième étude. La zone de sensibilité en énergie est montrée par la ligne grise sur la figure 9.4. Comme montré sur la partie du bas de la figure 9.4, cette étude permet de sonder des valeurs de b plus grandes, pour des valeurs de Λ plus petites.

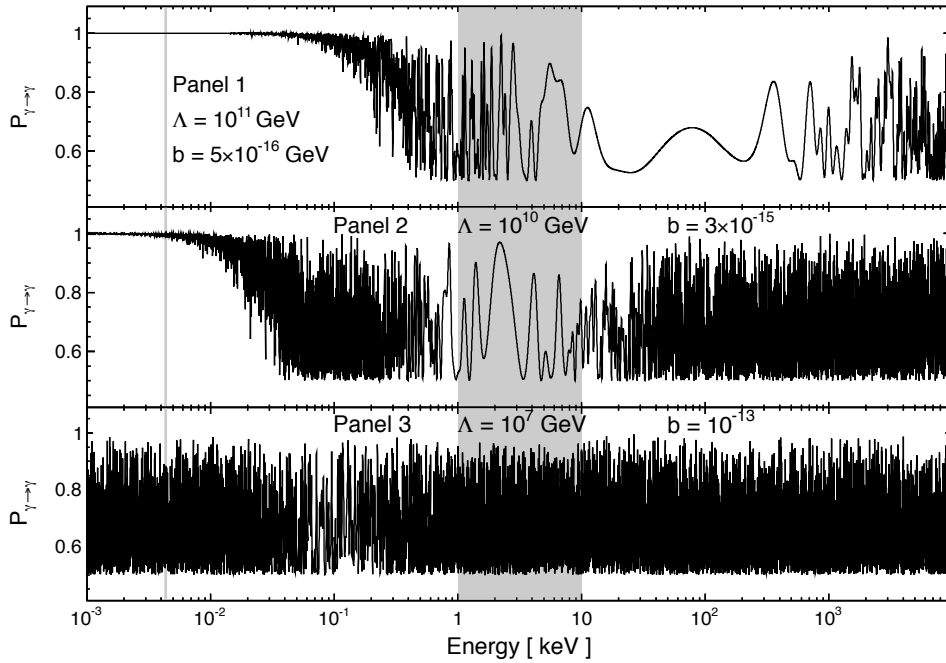


FIGURE 9.4 – Probabilité de survie pour trois valeurs de Λ et b , en supposant une propagation dans une réalisation aléatoire du modèle de champ magnétique turbulent de l'amas de Hydra A. La zone grise montre la gamme d'énergie sensible avec les observations en rayons X et la ligne grise montre le domaine couvert par la spectroscopie en UV.

9.2.1 Contraintes avec les observations en rayons X de Hydra A

La méthode utilisée au chapitre 8 est reprise ici et adaptée au cas du couplage entre le champ scalaire et les photons. Principalement, les simulations de propagation du système dans le champ magnétique de l'amas de Hydra A sont adaptées avec la

nouvelle matrice de mélange. Etant donnés les paramètres du modèle de champ magnétique de ce cet amas de galaxies (voir chapitre 8), la valeur limite de b au delà de laquelle $E_{\downarrow} > E_{\uparrow}$ (pas de conversion) est de l'ordre de 10^{-15} . Pour $b \ll 10^{-15}$, le cas PTA du chapitre 8 est retrouvé. La sensibilité en Λ est similaire à la sensibilité sur $g_{\gamma a}$ obtenue au chapitre 8, avec $\Lambda = 4/g_{\gamma a}$. Lorsque Λ diminue, $E_{\downarrow}$ est décalé à des énergies plus faibles et les irrégularités spectrales autour de $E_{\downarrow}$ ne sont plus dans la gamme d'énergie où les observations en rayons X sont sensibles pour $\Lambda < 10^{10}$ GeV. Inversement, les irrégularités spectrales autour de $E_{\uparrow}$ sont mesurables si $b > 10^{-15}$. En revanche, lorsque $b > 5 \times 10^{-15}$, la résolution en énergie de ACIS ne permet plus de distinguer les irrégularités spectrales autour de $E_{\uparrow}$, ce qui explique que la contrainte obtenue avec les observations en rayons X soit dans une bande limitée sur b pour $\Lambda < 10^{10}$ GeV.

9.2.2 Contraintes avec la spectroscopie UV de PKS 2155-304

Hydra A n'est pas une bonne source pour la spectroscopie en UV en raison des nombreuses lignes présentes dans le spectre qui limiteront donc naturellement l'identification d'irrégularités spectrales. En revanche, les objets de type BL Lac comme PKS 2155-304 sont notamment caractérisés par un continuum en optique/UV sans évidence de lignes spectrales. Dans la suite, des observations spectroscopiques de PKS 2155-304 seront donc utilisées, conjointement avec le modèle conservatif de champ magnétique de l'amas de galaxie de PKS 2155-304 présenté au chapitre 7.

Le Goddard High Resolution Spectrograph (GHRS) faisait partie de la première génération d'instruments sur le *Hubble Space Telescope* et avait pour objectif la spectroscopie UV entre 1050 Å et 3200 Å. Les spectres sont reconstruits avec un rapport signal sur bruit supérieur à 100, principalement limités par les fluctuations statistiques. La spectroscopie de plus haute résolution se fait avec une résolution spectrale de 20 mÅ. Les observations de PKS 2155-304 avec le réseau de diffraction échelle B, menées en mai 1993 ont été centrées sur une longueur d'onde de 206 nm, la résolution spectrale atteinte sur ce spectre est donc environ de 10^{-5} , suffisante pour identifier de rapides irrégularités spectrales.

Le spectre de PKS 2155-304 mesuré entre 259.4 nm et 260.6 nm est montré sur la figure 9.5, à l'exclusion d'une partie entre 259.97 et 260.07 nm affectée par des problèmes instrumentaux. Le spectre est montré normalisé à sa valeur moyenne sur cette gamme en énergie de 7.4×10^{-14} erg cm⁻²s⁻¹Å⁻¹. L'ajustement d'une constante sur les données donne un χ^2 de 718.8 pour 416 degrés de liberté, indiquant que le spectre présente certaines anomalies. Néanmoins, la variance des points du spectre est inférieure à 10%, ce qui reste faible en comparaison aux échelles d'irrégularité induites par le couplage avec le champ scalaire, le flux variant alors entre 0.5 et 1. Alors que la présence d'anomalies dans le spectre diminue la sensibilité aux irrégularités spectrales, il reste donc possible de rechercher de telles irrégularités en utilisant une méthode similaire à celle utilisées sur les données de *Chandra*. Dans ce cas, la forme spectrale intrinsèque supposée est une constante et un estimateur de χ^2 est utilisé pour quantifier la vraisemblance de l'ajustement.

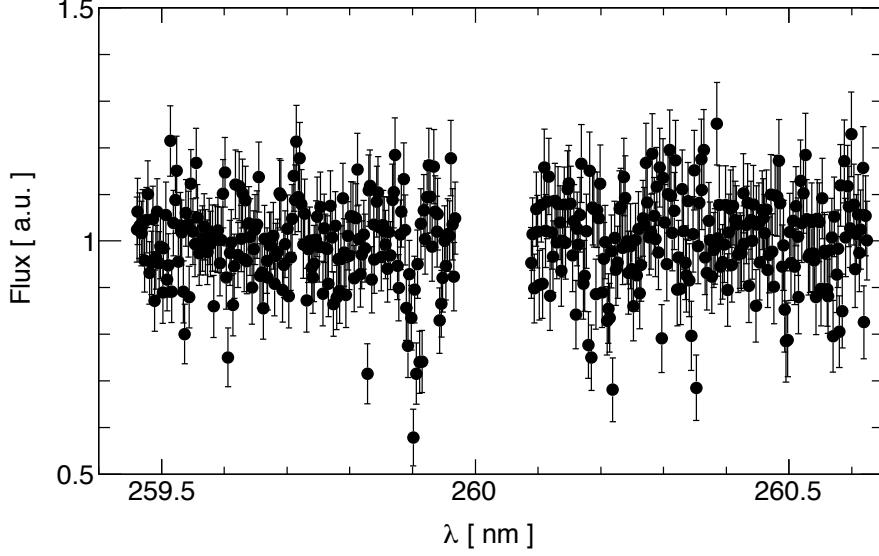


FIGURE 9.5 – Spectre de *PKS 2155-304* mesuré par *HRS* avec l'échelle *ECH-B*.

Les contraintes obtenues avec cette méthode sont montrées sur la figure 9.6. Pour $b < 10^{-12}$, $E_{\uparrow} \ll E_{\downarrow}$ et le cas PTA est retrouvé. Dans ce cas, la sensibilité sur Λ est limitée par la valeur prise par $E_{\downarrow}$ et non par les incertitudes statistiques sur les points spectraux car le mélange s'effectue toujours dans l'hypothèse d'un mélange efficace pour lequel la longueur d'oscillation est petite devant la taille des domaines magnétiques. Pour de plus grandes valeurs de Λ , $E_{\downarrow}$ est décalé vers des énergies plus grandes et le mélange n'est pas possible dans la gamme d'énergie d'intérêt. Pour $b \sim 10^{-12}$, $E_{\uparrow} > E_{\downarrow}$. Pour $\Lambda < 5 \times 10^7$ GeV, les irrégularités spectrales sont alors dues à la transition autour de $E_{\uparrow}$ et la sensibilité en Λ décroît alors comme b^2 de façon à ce que $E_{\uparrow}$ reste constant.

9.2.3 Discussion

Les contraintes obtenues sur le paramètre adimensionné b à la section précédente peuvent se traduire en contraintes sur l'échelle de couplage M du couplage "disformel" à partir de la variance du champ magnétique comme $b = B/M^2$. Les contraintes sur Λ en fonction de M sont montrées sur la figure 9.7.

Du point de vue des modèles de modification de la gravité à grande échelle, deux échelles d'énergie typiques entrent en jeu, la masse du champ scalaire, $m \sim H_0 \sim 1.5 \times 10^{42}$ GeV, correspondant à une portée spatiale de l'ordre de la taille de l'univers observable afin d'expliquer l'accélération actuelle de l'expansion de l'univers, et l'échelle de couplage M . Dans un premier temps, M peut être choisie typiquement de l'ordre de l'échelle de Planck, $M_{\text{Pl}} \sim 1.2 \times 10^{19}$ GeV. Dans ce cas, les contraintes astrophysiques sur le couplage "disformel" obtenues à la section précédente et montrées sur la figure 9.7 permettent de contraindre ce modèle pour $\Lambda < 5 \times 10^7$ GeV

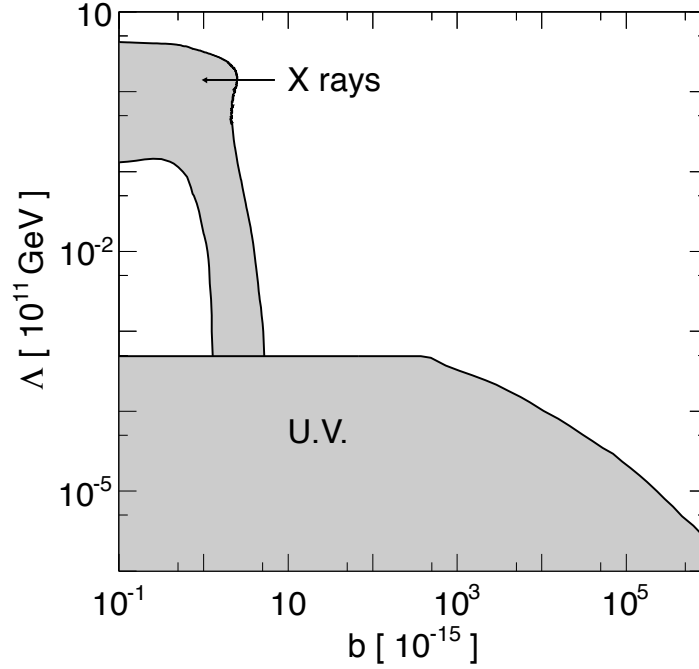


FIGURE 9.6 – Contraintes sur Λ et b à un niveau de confiance de 95%. La zone grise montre la contrainte, valable pour toutes les masses plus petites que $\sim 10^{-12}$ eV.

grâce aux observations en optique et pour $\Lambda \in [10^{10} \text{ GeV}, 5 \times 10^{11} \text{ GeV}]$ grâce aux observations en rayons X.

Une deuxième possibilité motivée théoriquement considère $m = H_0$ et $M^2 = m M_{\text{Pl}} = 3 \times 10^{-11} \text{ GeV}$. Dans ce cas, les contraintes obtenues à partir des observations en rayons X de Hydra A ne permettent pas de conclure sur ce modèle car le couplage "disformel" empêche les oscillations entre photons et champ scalaire pour de tels couplages. Dans le cas des observations en optique, la sensibilité peut être retrouvée pour Λ petit, suivant $\Lambda \propto M^2$ comme expliqué à la section précédente. Ainsi, pour $M = \sqrt{H_0 M_{\text{Pl}}}$, la contrainte obtenue sur Λ est $\Lambda < 100 \text{ GeV}$. Or les expériences en laboratoire telles que celles présentées au chapitre 1 permettent de contraindre ce modèle plus efficacement. Par exemple, l'expérience ALPS est sensible pour $\Lambda < 10^7 \text{ GeV}$. Pour de plus grandes valeurs de Λ , les contraintes astrophysiques améliorent ce résultat pour des masses du champ scalaire plus élevées, c'est à dire ayant une portée plus faible. Ainsi, pour $M > 2 \times 10^{-7} \text{ GeV}$, la contrainte sur Λ obtenue avec la spectroscopie en UV de PKS 2155-304 est $\Lambda < 5 \times 10^7 \text{ GeV}$. Cette gamme de couplage, correspondant à des masses $m > 3 \times 10^{-33} \text{ GeV}$, n'intervient alors que sur des portées d'environ quelques dizaines de parsecs ou moins, ce qui limite son intérêt d'un point de vue cosmologique.

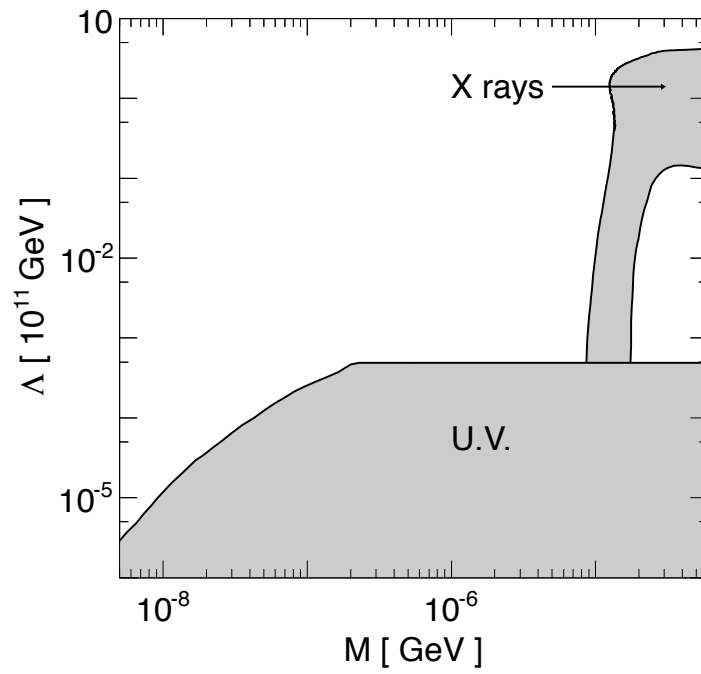


FIGURE 9.7 – Contraintes sur Λ et sur M à un niveau de confiance de 95%.

CHAPITRE 10

Prospectives pour la recherche de PTA avec CTA

Sommaire

10.1 CTA, l’observatoire Tcherenkov du futur	141
10.1.1 L’observatoire CTA	141
10.1.2 Observation du ciel extragalactique avec CTA	142
10.2 Recherche d’irrégularités spectrales avec CTA	144
10.2.1 Observation d’une source brillante	145
10.2.2 Combinaison d’observations de différentes sources	145
10.3 Test d’anisotropies de l’effet de transparence	151
10.3.1 Scénario envisagé	152
10.3.2 Mesure de la transparence et test d’anisotropies	155
10.3.3 Résultats avec les données actuelles	158
10.3.4 Sensibilité de CTA au test d’anisotropies	161
10.3.5 Discussion de l’observable d’anisotropies	165
10.4 Conclusion	167

La recherche de PTA pourra être poursuivie dans le futur grâce aux données de l’observatoire Tcherenkov de prochaine génération, CTA, et pourra notamment tirer partie du nombre accru de sources attendues grâce à sa meilleure sensibilité. Dans ce chapitre, deux méthodes sont abordées. La première repose sur la recherche d’irrégularités spectrales et s’inscrit dans le prolongement de la recherche effectuée avec les données de H.E.S.S. au chapitre 7. Cette étude est actuellement en cours de préparation. Une deuxième étude, basée sur l’anisotropie spatiale de l’effet de transparence de l’univers induit par les PTA, sera ensuite présentée. Cette étude a été publiée dans la revue *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* [275].

10.1 CTA, l’observatoire Tcherenkov du futur

10.1.1 L’observatoire CTA

CTA, pour Cherenkov Telescope Array est l’instrument de prochaine génération encore à l’étude pour l’observation des rayons gammas de THE [350]. Cet observatoire devrait être divisé en deux sites situés dans chacun des hémisphères, nord et sud, le choix exact des sites n’étant pour l’instant pas encore déterminé. Le principe de détection des gerbes par CTA est le même que celui utilisé par les réseaux

de télescopes Tcherenkov actuels, présenté au chapitre 2. L'idée de cet observatoire est de multiplier le nombre de télescopes au sol (aujourd'hui 5 au maximum pour H.E.S.S.) de façon à augmenter la surface effective de détection ainsi que le nombre de télescopes voyant simultanément une gerbe atmosphérique, améliorant ainsi la résolution angulaire et la suppression du bruit de fond. De plus, trois tailles de télescopes formant le réseau sont à l'étude, chacun type de télescopes étant sensible à différentes gammes d'énergie, ce qui permet de diversifier les applications scientifiques possibles.

Les télescopes de grande taille devraient avoir un diamètre de 23 m avec un petit champ de vue de 4° environ, ce qui les rend similaire au grand télescope de H.E.S.S. Ce type de télescope est donc optimisé pour la détection de gerbes entre quelques dizaines de GeV et une centaine de GeV. A ces énergies, les flux de photons étant bien plus importants qu'aux très hautes énergies, il n'est pas nécessaire de couvrir une grande superficie avec ce type de télescopes pour augmenter la surface effective. Ainsi, seuls trois ou quatre télescopes de ce type devraient être construits.

Les télescopes de taille moyenne seront plus sensibles entre 100 GeV et 1 TeV, avec un diamètre de 12 m et un champ de vue de 8° . Ils devraient être répartis uniformément sur le réseau avec un espacement d'environ une centaine de mètres de façon à ce qu'un télescope soit toujours à une distance optimale de l'axe de la gerbe au sol (entre 70 et 150 m) pour l'observation du rayonnement Tcherenkov.

Les télescopes de petite taille, avec leur diamètre entre 4 et 7 m pour un champ de vue de 10° seront sensibles aux gerbes de plus haute énergie, au dessus du TeV. Dans cette gamme d'énergie, la détection est limitée par la rareté du nombre d'évènements et il est donc avant tout nécessaire d'avoir une grande surface couverte au sol. Le compromis entre des télescopes plutôt grands et très espacés ou des télescopes plus petits et plus rapprochés n'est pas encore défini.

Différentes configurations sont envisagées pour le réseau de télescopes, dont certaines possibles sont montrées sur la figure 10.1. La surface effective et la résolution en énergie, cruciale pour la recherche d'irrégularités spectrales avec CTA sont montrées sur la figure 10.2 pour certaines de ces configurations. Notamment, la configuration B est optimisée à basse énergie alors que la configuration I constitue un bon compromis sur l'ensemble des gammes d'énergie. Ces réponses instrumentales sont données pour des conditions d'observation moyennes (20° d'angle zénithal par exemple) et pour certaines coupures optimisant la sensibilité de CTA.

10.1.2 Observation du ciel extragalactique avec CTA

Une étude de la population de sources extragalactiques attendues avec CTA a été menée dans [352]. Au contraire des télescopes Tcherenkov actuels dont les observations extragalactiques sont pointées sur des sources sélectionnées à d'autres longueurs d'onde, il est prévu que CTA fasse un relevé uniforme du ciel extragalactique. Cette méthode devrait notamment permettre dans le cadre d'études de population de réduire les biais dus à la sélection de sources par l'observateur. Avec cette méthode, il est estimé que 500 sources devraient être détectées au dessus de 30

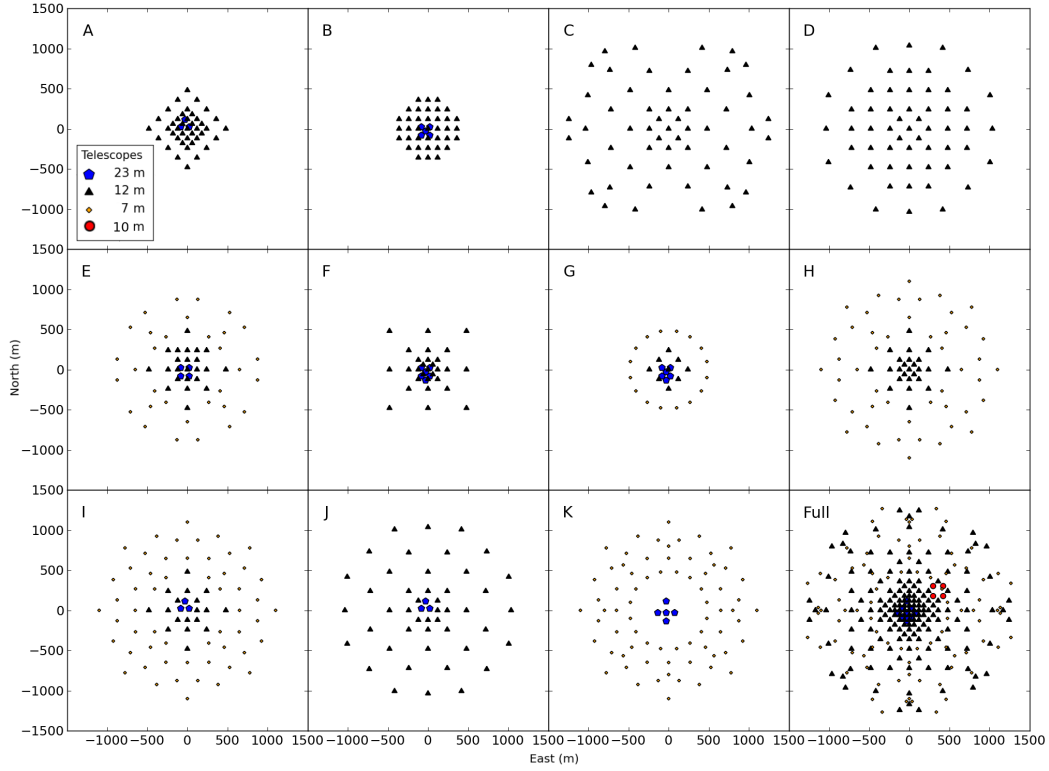


FIGURE 10.1 – (Extrait de [351]) Différentes configurations envisagées des télescopes pour le réseau CTA.

GeV en dix ans d'observation dans la configuration B. La distribution cumulative en décalage vers le rouge de ces 500 sources est montrée sur la figure 7 de [352], avec les distributions obtenues pour d'autres configurations. Cette distribution est obtenue en simulant des spectres multi-longueurs d'onde des sources fondés sur une fonction de luminosité des blazars en accord avec les résultats de *Fermi*/LAT et des hypothèses conservatives concernant la séquence standard des blazars. Dans l'étude de [352], il est trouvé que la configuration B est la plus favorable en terme de nombre de sources détectées car elle est la plus efficace à basse énergie. Par exemple, seulement 370 sources seraient attendues en comparaison avec la configuration I dont l'efficacité est plus homogène sur l'ensemble du spectre en énergie. L'influence des différentes configurations sur la recherche de PTA sera étudiée dans la suite.

Le ciel extragalactique sera principalement observé par CTA en sondant de façon équivalente toutes les directions. La distribution de la significativité de détection des sources de l'échantillon obtenu devrait donc correspondre à la distribution trouvée dans [224] pour l'échantillon des sources détectées par *Fermi*/LAT qui est opéré de la même façon. Dans cette distribution, montrée sur la figure 23 de [224], la majorité des sources détectées a une significativité proche de 5σ , le seuil de détection. La distribution décroît ensuite rapidement, les sources plus brillantes étant plus rares.

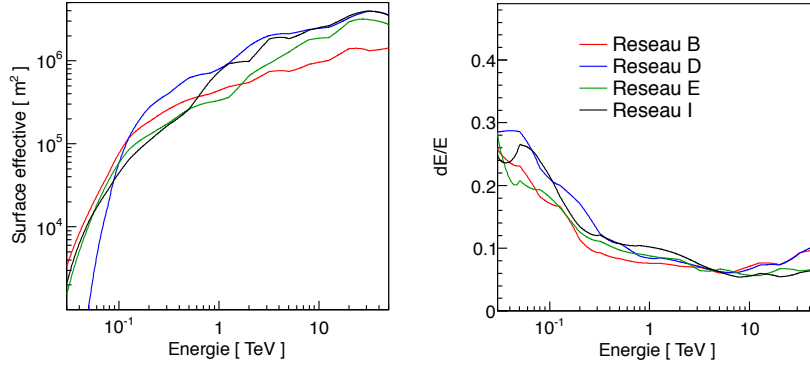


FIGURE 10.2 – *Surface effective et résolution en énergie pour les configurations B, D, E et I.*

Pour l'étude de la recherche de PTA avec CTA, des échantillons de sources typiques de ce qui devrait être obtenu avec CTA sont simulés. Ces simulations sont faites de la façon suivante : pour chaque source dans l'échantillon simulé de CTA, une significativité de détection est associée suivant la distribution du 2FGL. Cette significativité est convertie en un nombre d'événements dans la région d'analyse centrée sur la source dite "ON" en utilisant l'équation 17 de [138] et une estimation du bruit de fond qui serait mesuré dans les régions d'échantillonnage autour de la région "ON" (dites "OFF"). Cette estimation du bruit de fond est donnée dans l'étude Monte Carlo de CTA [353]. Dans cette étude, l'angle solide de la région "OFF" et le même que celui de la région "ON". Le nombre d'événements de signal, associés à la source, est obtenu en soustrayant le nombre d'événements de la région "ON" par le nombre d'événements de la région "OFF". Le décalage vers le rouge associé à chaque source est choisi aléatoirement à partir de la distribution en décalage vers le rouge attendue présentée dans [352]. Ainsi, un échantillon de sources attendues avec CTA dont le décalage vers le rouge et le nombre de photons de signal est connu. Selon l'étude envisagée dans la suite, irrégularités spectrales ou transparence, le spectre associé à chaque source sera choisi différemment.

10.2 Recherche d'irrégularités spectrales avec CTA

En raison de la plus grande surface effective attendue avec CTA par rapport à H.E.S.S. ainsi que de la résolution en énergie améliorée, la sensibilité de CTA aux irrégularités spectrales telles que celles présentées au chapitre 6 devrait être supérieure à celle de H.E.S.S. Dans la suite, une estimation de la contrainte qu'il aurait été possible d'obtenir si CTA avait observé l'éruption de PKS 2155-304 utilisée dans le chapitre 7 pour la contrainte avec H.E.S.S. est d'abord dérivée. Dans un second temps, il est proposé d'utiliser le grand nombre de photons attendu sur plusieurs sources pour rechercher simultanément dans ces spectres des irrégularités spectrales.

10.2.1 Observation d'une source brillante

On reprend ici comme exemple de source brillante l'éruption de PKS 2155-304 observée par H.E.S.S. qui a servi à mettre des contraintes sur les PTA au chapitre 7. La méthode utilisée pour la recherche d'irrégularités spectrales est également la même que celle utilisée sur le spectre de PKS 2155-304 de H.E.S.S. avec l'utilisation de l'estimateur d'irrégularités $\mathcal{I}$ fondé sur l'étude de triplets de points successifs. Pour chaque valeur du couple de paramètres de PTA $(m, g_{\gamma a})$ testé, un grand nombre de spectres sont simulés avec différentes réalisations du champ magnétique utilisé (dans l'amas de PKS 2155-304 ou le champ magnétique intergalactique (CMIG)). N'ayant pas de spectre réel observé permettant de faire la mesure de $\mathcal{I}$ observé dans les données comme c'était le cas dans l'analyse H.E.S.S., une distribution de $\mathcal{I}$ dans le cas où $g_{\gamma a} = 0$ est également simulée. Le $\mathcal{I}$ moyen de cette distribution est utilisé comme $\mathcal{I}$ mesuré pour être comparé aux autres distributions, donnant ainsi la contrainte moyenne qui peut être obtenue avec CTA.

Les spectres observés par CTA sont simulés pour différentes configurations du réseau en utilisant les surfaces effectives et les résolutions en énergie présentées sur la figure 10.2. Les surfaces effectives étant pratiquement un ordre de grandeur plus grandes que la surface effective de H.E.S.S. pour l'observation de l'éruption de PKS 2155-304, le nombre de γ observés attendu est plus élevé. Ainsi, environ 388000 et 279000 γ auraient été observés avec respectivement les configurations B et I, alors que 45500 γ sont reconstruits par H.E.S.S. Avec un tel nombre d'événements, le signal source domine complètement le fond, comme c'était le cas dans l'analyse H.E.S.S., et aucune modélisation du bruit de fond n'est donc ici nécessaire.

La contrainte moyenne obtenue pour les configurations B et I est montrée sur la figure 10.3, dans le cas du champ magnétique de l'amas. La contrainte obtenue avec H.E.S.S. au chapitre 7 est également montrée. Les contraintes obtenues avec CTA s'étendent à plus basse masse en raison de la couverture à plus basse énergie apportée par les grands télescopes. Ainsi, la configuration B est légèrement plus efficace que la configuration I à basse masse, car optimisée pour les basses énergies alors que la configuration I offre un compromis sur l'ensemble des gammes d'énergie. Bien que le nombre d'événements ait été multiplié par un facteur plus grand que 5, l'amélioration en sensibilité sur le couplage n'est environ que d'un facteur 1.5. En effet, la sensibilité aux irrégularités spectrales augmente naturellement avec la racine carrée du nombre d'événements, alors que la taille caractéristique des irrégularités est proportionnelle à $g_{\gamma a}^2$ dans le régime des angles de mélange faibles, en raison de l'équation 6.15. Ainsi, la sensibilité à $g_{\gamma a}$ va comme la racine quatrième du nombre d'événements, ce qui explique la faible amélioration de la contrainte dans la gamme de masse où H.E.S.S. était déjà sensible.

10.2.2 Combinaison d'observations de différentes sources

Dans la section précédente, seul le spectre d'une source brillante était utilisé pour la recherche d'irrégularités spectrales, à l'image de l'étude menée avec H.E.S.S. au

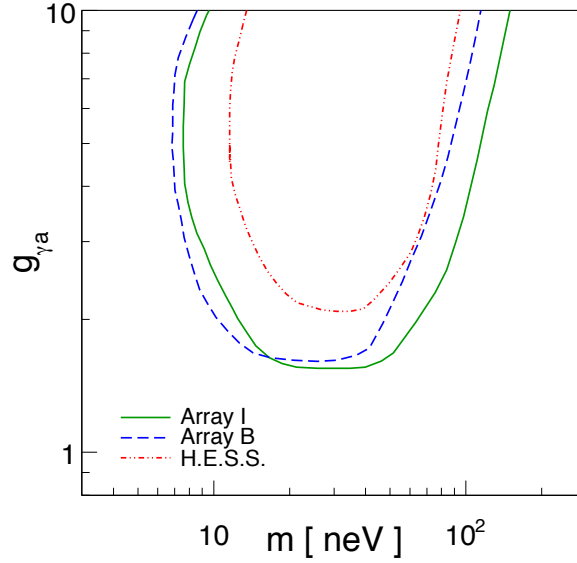


FIGURE 10.3 – (Extrait de [354]) Contraintes moyennes obtenues avec les configurations B et I de CTA pour l’observations de l’éruption de PKS 2155-304 dans le cas du champ magnétique de l’amas. La contrainte obtenue avec H.E.S.S. est montrée pour comparaison.

chapitre 7. La sensibilité accrue de CTA par rapport à H.E.S.S. devrait augmenter le nombre de sources extragalactiques avec une grande statistique disponible, permettant la recherche simultanée d’irrégularités spectrales dans des spectres de différentes sources. Dans l’analyse avec les données de H.E.S.S., une hypothèse conservatrice sur le champ magnétique de l’amas de PKS 2155-304, non mesuré, était utilisée pour traduire les contraintes dans le plan couplage/masse. Dans une analyse avec plusieurs sources situées dans des amas, il devient possible d’utiliser des descriptions physiques des champs magnétiques dans les amas obtenues à partir de mesures sur des populations d’objets semblables. En effet, l’utilisation conjointe de plusieurs sources permet de minimiser les erreurs systématiques liées à la méconnaissance des champs magnétiques en jeu dans la conversion photons/PTA.

• Caractérisation des champs magnétiques des amas

L’étude des environnements des objets de type BL Lac (les objets les plus courants à THE) montre qu’environ 20% de ces objets sont situés dans des amas de galaxie de classe de Abell 0 ou plus [355]. Concernant les objets actuellement détectés à THE, des amas de galaxie sont notamment observés autour de Mkn 501, PKS 0548-322, PKS 2005-489, PKS 2155-304, 1ES 1101-232, 1ES 0414+009 [104]. Dans le modèle d’unification des noyaux actifs de galaxie, les radio-galaxies sont les mêmes objets que les blazars mais vus de profil et non dans l’axe du jet. De plus, les objets

de type BL Lac seraient de la même classe que les radiogalaxies de type Fanaroff-Riley (FR) I, utilisées pour sonder les champs magnétiques dans les amas, comme expliqué dans le chapitre 7. Dans la suite, des mesures des champs magnétiques dans les amas centrés autour de radio-galaxies de type FR I seront donc utilisées pour décrire les champs magnétiques dans les sources extragalactiques brillantes détectées par CTA pour lesquelles un amas de galaxie est observé.

Dans le chapitre 7, il a été montré que dans le cadre des oscillations photon/PTA, il est possible de classer les champs magnétiques grâce à la grandeur caractéristique Δ donnée par l'équation 7.2 qualifiant l'efficacité du mélange. De plus, la position en énergie des irrégularités spectrales est donnée par l'énergie critique du mélange (voir équation 6.9) dans le cadre du champ magnétique turbulent :

$$E_c = \frac{m^2}{2g_{\gamma a} B \sqrt{L/s}} = \frac{m^2 s}{4\Delta} , \quad (10.1)$$

qui peut s'exprimer en fonction de Δ au moyen de l'échelle de cohérence du champ magnétique s . Des échelles de cohérence de 10 kpc ou plus grandes sont observées dans les champs magnétiques des amas [288, 287, 356, 357], et dans la suite cette valeur, conservative, sera retenue pour la description de la turbulence. Comme expliqué plus haut, l'idée de cette étude est de construire une distribution de Δ mesurée sur des amas de galaxies entourant des radiogalaxies pour l'extrapoler aux amas entourant les objets qui seront observés par CTA, principalement des objets de type BL Lac.

De façon générale dans les amas de galaxie, la distribution radiale de la norme du champ magnétique suit le profil de luminosité de surface mesurée en rayons X traçant la présence d'électrons chauds (voir chapitre 8). Elle est paramétrée à l'aide de la fonction de profil β faisant intervenir un rayon caractéristique r_c : $n_e(r) = [n_e(0)(1 + r/r_c)^2]^{-3\beta/2}$ [283]. Dans le cas de l'amas de Hydra A évoqué au chapitre 8, un modèle à deux composantes était utilisé afin de rendre compte du profil d'électrons. Comme au chapitre 8, l'écart type du champ magnétique suit le profil de densité d'électrons comme $B(r) \propto n_e(r)^{\alpha_B}$. Pour l'étude des champs magnétiques dans les amas, 7 amas de galaxie dont les champs magnétiques sont mesurés par rotation Faraday sont utilisés [358, 280, 284, 287, 357, 286, 359, 360] ainsi que 16 limites inférieures sur le champ magnétique obtenues par l'étude des halos radios au centre de certains amas de galaxie [361]. Le champ magnétique dépendant du rayon par rapport au centre de l'amas, la grandeur caractéristique Δ est calculée de la façon suivante :

$$\Delta = \frac{g_{\gamma a}}{2\sqrt{r_c/s}} \int_0^{r_c} B(r) dr . \quad (10.2)$$

La distribution des $2\Delta/g_{\gamma a}$, caractérisant le champ magnétique de l'amas, obtenues pour l'ensemble de ces mesures est montrée sur la figure 10.4. Cet histogramme peut être modélisé à l'aide d'une fonction de la forme $x^{-a}e^{-b/x}$ dont l'ajustement donne $a \sim 3$ et $b \sim 400$. Cette loi est utilisée par la suite pour représenter la densité de probabilité de $2\Delta/g_{\gamma a}$ caractérisant ainsi le couplage entre photons et PTA dans les

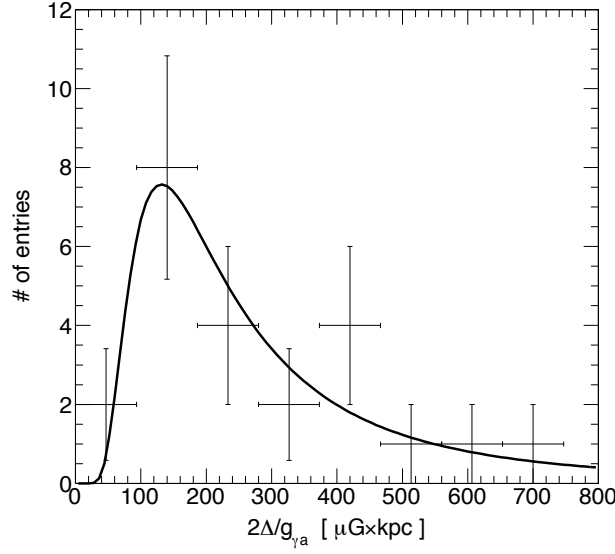


FIGURE 10.4 – (Extrait de [354]) Distribution de $2\Delta/g_{\gamma a}$, caractérisant les champs magnétiques des amas, obtenue à partir de mesures et de limites inférieures estimées sur des amas avec des radiogalaxies (voir le texte pour plus de détails). La courbe noire représente une loi de la forme $x^{-3}e^{-400/x}$ ajustant l'histogramme.

champs magnétiques des amas.

• Contraintes obtenues avec CTA

Pour estimer la sensibilité de CTA à la recherche d'irrégularités spectrales pour des sources brillantes, des jeux de données typiques de ce qui est attendu en fin d'opération de CTA sont simulés, en suivant la procédure décrite à la section 10.1.2. Comme expliqué précédemment, environ 20% des objets de type BL Lac semblent se trouver dans des amas de galaxie. Au premier ordre, une centaine des 500 sources extragalactiques attendues avec CTA dans la configuration B devraient donc se situer dans des amas de galaxie.

Le spectre des événements de signal est construit en suivant la loi de puissance avec l'absorption sur le FLE et l'effet de transparence du aux PTA :

$$\phi \propto \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} P_{\gamma \rightarrow \gamma}(E) e^{-\tau_{\gamma\gamma}(E,z)} . \quad (10.3)$$

La pente de la loi de puissance Γ est générée aléatoirement pour chaque source en suivant la distribution des indices spectraux mesurés par *Fermi*/LAT dans le 2FGL et montrée sur la figure 21 de [224]. Un spectre physique, typique de ceux qui seront observés par CTA est ainsi simulé, en rajoutant l'absorption sur le FLE décrite par la profondeur optique $\tau_{\gamma\gamma}$ (voir chapitre 4) du modèle de [189]. Le spectre physique exact est d'une importance secondaire pour la recherche d'irrégularités car

la méthode, présentée au chapitre 7, est indépendante de la forme spectrale. Le terme d'irrégularités $P_{\gamma \rightarrow \gamma}$ est généré aléatoirement pour chaque source à partir d'une réalisation d'un champ magnétique typique d'un amas de galaxie. Pour caractériser les paramètres de ce champ magnétique, la densité de probabilité de $2\Delta/g_{\gamma a}$ montrée sur la figure 10.4 est utilisée. Une valeur est tirée aléatoirement suivant cette densité de probabilité pour chaque simulation d'une source. La grandeur caractéristique Δ obtenue ne représente que l'amplitude des irrégularités de la fonction $P_{\gamma \rightarrow \gamma}(E)$. Pour obtenir une réalisation physique de ces irrégularités, il est nécessaire de générer une réalisation du champ magnétique turbulent correspondante. Ces réalisations sont simulées en utilisant un écart type du champ magnétique homogène dans l'amas. La valeur du champ magnétique est obtenue à partir de la grandeur caractéristique tirée aléatoirement en supposant que le champ magnétique s'étend sur une distance de 300 kpc à partir du centre de l'amas. Cette valeur, correspondant à la moyenne des distances caractéristiques observées sur les profils des champs magnétiques mesurés, n'influe pas sur le résultat de l'amplitude des oscillations ainsi que leur position globale en énergie, ces deux grandeurs étant caractérisées par le choix de $2\Delta/g_{\gamma a}$ ainsi que des paramètres de la PTA.

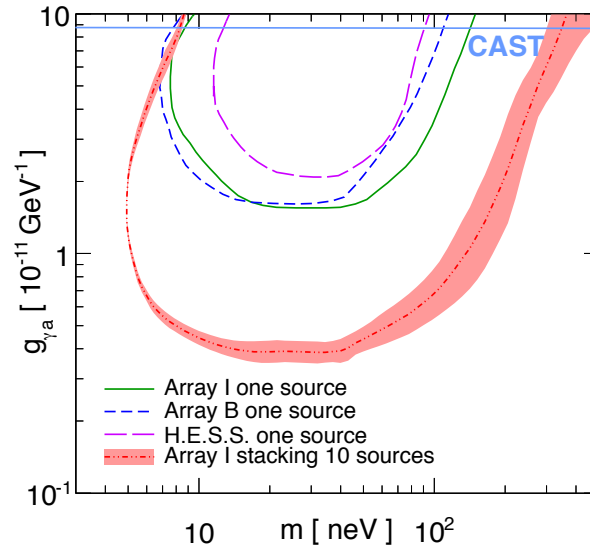


FIGURE 10.5 – (Extrait de [354]) Contrainte obtenue avec les 10 sources les plus brillantes situées dans des amas observées avec CTA en configuration I. La contrainte pour une seule source est également montrée ainsi que la contrainte obtenue avec H.E.S.S.

L'énergie de chaque photon de la source simulée est déterminée aléatoirement de façon à reproduire le spectre donné par l'équation 10.3, en prenant en compte la surface effective de CTA, montrée sur le panel de gauche de la figure 10.2. Une énergie reconstruite est ensuite associée aléatoirement à l'évènement de façon à simuler

la résolution en énergie de CTA, montrée sur le cadre de droite de la figure 10.2. Le spectre en énergie vraie de la source est ensuite reconstruit en utilisant une procédure de déconvolution par itérations comme présentée au chapitre 3. L'estimateur d'irrégularités $\mathcal{I}$ introduit au chapitre 7 est enfin appliqué au spectre simulé. L'estimateur d'irrégularités sur un jeu de sources simulées pour CTA est naturellement formé par la somme en quadrature des $\mathcal{I}$ mesurés sur chacun des spectres. Ainsi, il est possible de construire une distribution de l'estimateur d'irrégularités pour un ensemble de sources correspondant à une valeur des paramètres de la PTA, de façon similaire à la figure 7.9. Comme dans la section 10.2.1, la moyenne de la distribution de l'estimateur d'irrégularités pour $g_{\gamma a} = 0$ est utilisée comme valeur mesurée qui est comparée aux distributions de l'estimateur pour différentes valeurs de $g_{\gamma a}$ et m afin d'obtenir la contrainte. Avec cette méthode, la contrainte correspondant à un échantillon de sources simulées pour CTA est obtenue. La contrainte finale qui pourrait être obtenue avec CTA dépend de l'échantillon de sources qui est simulé. La dépendance de la contrainte en fonction de l'échantillon de sources simulé pour CTA est estimée en reproduisant la procédure décrite au dessus pour d'autres réalisations aléatoires de l'échantillon de sources. La figure 10.5 montre la contrainte obtenue en moyennant sur différents échantillons de sources simulées, ainsi que la variance de cette contrainte avec une enveloppe à 68% de niveau de confiance comprenant les contraintes obtenues sur les différents échantillons.

La contrainte montrée sur la figure 10.5 est obtenue en utilisant les spectres des 10 sources les plus brillantes. Parmi les (environ 500) sources extragalactiques attendues avec CTA, seule une mineure partie sera suffisamment brillante pour permettre la recherche d'irrégularités spectrales. Les sources les moins brillantes, pour lesquelles le spectre reconstruit ne permet pas la recherche d'irrégularités spectrales sont une source de bruit de fond dans l'analyse combinée des spectres. La figure 10.6 montre la contrainte qui serait obtenue pour une masse de 30 neV pour différentes tailles d'échantillon de sources. La contrainte est représentée par la moyenne et l'écart-type sur différentes réalisations de l'échantillon de sources. La figure de gauche montre la contrainte en fonction du nombre de sources brillantes dans l'échantillon, de la plus brillante aux 20 plus brillantes sources. Seules les quelques sources les plus brillantes contribuent donc au signal d'irrégularités. Un optimum est trouvé autour d'une dizaine de sources environ et l'ajout de nouvelles sources, moins brillantes, ne permet pas d'améliorer la contrainte. La figure de droite montre la contrainte obtenue lorsque les sources les plus brillantes sont retirées de l'analyse, où à l'abscisse n , les 20 sources les plus brillantes moins les n premières sont utilisées dans l'analyse. On remarque ainsi que dès $n = 10$, la contrainte obtenue est moins bonne que la contrainte obtenue avec l'observation de PKS 2155-304 par H.E.S.S.

La recherche de PTA avec CTA avec l'observable d'irrégularités spectrales devra donc tirer avantage du grand nombre de sources brillantes attendues afin d'effectuer une étude conjointe des spectres des sources les plus brillantes. En effet, alors que la recherche d'irrégularités spectrales avec CTA dans le spectre d'une source brillante unique comme il a été effectué avec H.E.S.S. au chapitre 7 ne permet pas d'améliorer significativement la contrainte, celle ci n'évoluant qu'en racine quatrième du nombre

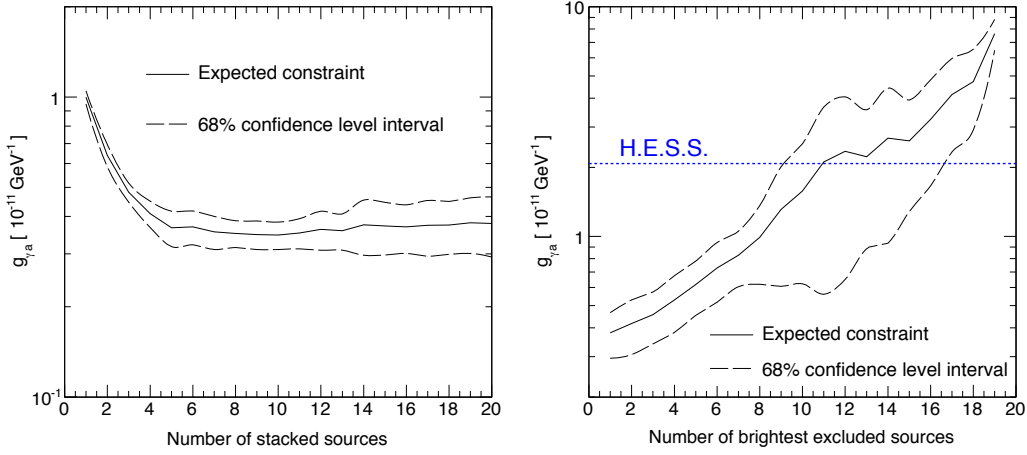


FIGURE 10.6 – (Extrait de [354]) Contrainte obtenue pour $m = 30$ neV pour différentes tailles d'échantillon. A gauche : évolution de la contrainte en fonction du nombre de sources dans l'échantillon, en rajoutant des sources de moins en moins brillantes. A droite : évolution de la contrainte en retirant les sources les plus brillantes de l'échantillon à partir de l'échantillon des 20 sources les plus brillantes.

de photons composant le spectre, la recherche simultanée sur plusieurs sources autorise l'utilisation de descriptions physiques des champs magnétiques dans les amas. Ainsi, il devient possible de se passer d'hypothèses conservatives sur le champ magnétique d'une source en utilisant une distribution des caractéristiques de ces champs magnétiques établie à partir de mesures sur des environnements similaires. Cette méthode permet d'améliorer significativement la contrainte établie dans la gamme de masses de PTA entre 10 et 100 et neV.

10.3 Test d'anisotropies de l'effet de transparence

Dans cette section, on s'intéresse à l'étude de l'effet de transparence de l'univers aux γ de THE en lien avec les PTA (voir chapitre 6). Concernant cet effet de transparence, les PTA sont proposés comme une explication possible, alors que des effets systématiques ou d'astrophysique ne sont pas. Un test original est maintenant proposé qui permet d'identifier si les PTA sont bien à l'origine ou non de l'anomalie observée. Ce test est basé sur l'existence de deux possibilités. Soit l'origine de l'anomalie est conventionnelle (systématiques, astrophysique) et alors l'anomalie apparaît de façon isotrope sur le ciel, soit les PTA sont à l'origine de l'anomalie à travers le scénario le plus plausible présenté dans [103] et nous montrons alors que cet effet apparaît de façon anisotrope sur le ciel, étant relié au champ magnétique Galactique intégré sur la ligne de visée. Ce test tire ici avantage du grand nombre de sources extragalactiques attendues avec CTA, de l'ordre de 500.

10.3.1 Scénario envisagé

Comme évoqué au chapitre 6, les PTA, n'étant pas absorbées sur le FLE, modifient l'opacité de l'univers aux photons de THE lors de la propagation dans le milieu intergalactique. Différents scénarios sont alors envisageables. Il est possible que des oscillations entre photons et PTA aient lieu dans le milieu intergalactique grâce au champ magnétique intergalactique (CMIG). Ce scénario requiert une valeur forte de 1 nG pour le champ magnétique intergalactique, qui est relativement peu plausible. Le scénario envisagé dans cette étude est celui décrit dans [103] où une partie du flux de photons est convertie en PTA dans les champs magnétiques de la source puis reconvertie dans le champ magnétique de la Voie Lactée. Ce scénario a l'avantage de ne pas faire intervenir le CMIG, qui demeure l'objet de nombreuses inconnues tant sur sa valeur que sur les caractéristiques de sa turbulence (voir chapitre 7). Un schéma de principe de ce scénario est montré sur la figure 10.7.

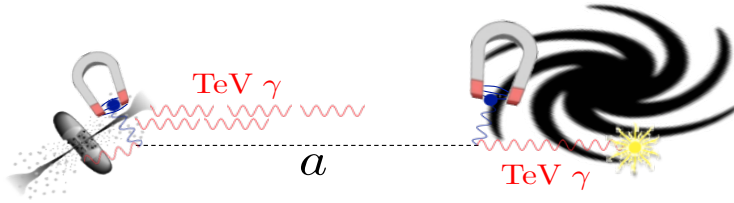


FIGURE 10.7 – Schéma de principe du scénario envisagé dans l'étude de l'anisotropie. Des PTA sont produites par conversion dans le champ magnétique de la source, puis reconverties en photons dans le champ magnétique de la Voie Lactée.

La grande majorité des sources détectées à THE sont des blazars. Ces sources sont également de puissants émetteurs de rayonnement synchrotron en radio et rayons X qui traduisent la présence de champs magnétiques. Dans la suite, on suppose que la conversion entre photons et PTA a lieu dans le régime de asymptotique au dessus du seuil en énergie de couplage et qu'elle s'effectue de façon efficace, c'est à dire que le nombre caractéristique Δ défini à l'équation 7.2 est supérieur à 1. Dans ce régime, la probabilité de survie d'un photon est en moyenne de $2/3$ pour un faisceau de photons non-polarisé, et ce indépendamment de la valeur précise de Δ . Cette moyenne est effectuée sur l'ensemble des réalisations aléatoires du champ magnétique turbulent, mais pour une source individuelle la valeur de la probabilité de survie varie entre 0.5 et 1. Comme il a été montré dans [264], la condition de mélange efficace est similaire au critère de Hillas pour l'accélération des rayons cosmiques de ultra-haute énergies, ce qui signifie que les meilleurs candidats pour l'accélération de ces rayons cosmiques sont également les meilleures cibles pour la recherche de PTA.

Trois régions différentes dans la source sont susceptibles d'avoir des champs magnétiques. Premièrement, des champs magnétiques sont présents près du trou noir central et dans les jets des NAG où l'émission à THE est supposée avoir lieu.

Ces champs magnétiques peuvent être sondés avec des observations radio multi-fréquences [362, 363] et ont une valeur de l'ordre de quelques dizaines de mG sur des échelles spatiales d'environ 10 pc [167, 168]. La conversion entre photons et PTA dans ce domaine a été étudiée en détail dans [65], qui ont montré qu'une conversion efficace peut avoir lieu dans ce domaine jusqu'à des énergies de l'ordre du TeV. Pour des énergies supérieures, la conversion est rendue impossible par des effets de biréfringence induits par les forts champs magnétiques (terme de Cotton-Mouton, voir chapitre 1). Un second domaine magnétique est offert par les lobes radio situés aux extrémités des jets avec des valeurs typiques de quelques μG sur des échelles de quelques kpc [364]. Enfin, le cas des champs magnétiques dans les amas a été traité dans la section 10.2.2; la conversion y est en général efficace pour des couplages $g_{\gamma a} > 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$.

Les blazars ont leurs jets orientés proches de la ligne de visée, de telle façon que les photons produits dans ces sources vont traverser les trois domaines magnétiques identifiés au paragraphe précédent. Dans chaque domaine, la condition de mélange efficace est vérifiée et globalement, si un domaine n'est pas traversé, par exemple si la source ne se trouve pas dans un amas de galaxie, la condition de mélange efficace est toujours valable. En raison de la nature turbulente des champs magnétiques, la composition du faisceau à la sortie de la source est donc en moyenne de 2/3 de photons et de 1/3 de PTA. La variance de la distribution représentant la proportion en photons a été analytiquement calculée dans [67] et dans le cas d'un mélange efficace, l'écart type de cette distribution est de $1/3\sqrt{5}$. Pour modéliser correctement la composition du faisceau à la sortie de la source, la proportion de PTA et photons est obtenue avec une simulation d'un champ magnétique aléatoire de valeur 1 μG sur une longueur de 500 kpc avec une échelle de turbulence de 10 kpc, représentant ainsi la distribution de la probabilité de survie d'un photon dans le cas d'un mélange efficace.

La propagation du faisceau dans le milieu intergalactique est calculée en utilisant le modèle de FLE de [185]. Ce modèle étant un modèle minimal pour le FLE, la visibilité de l'effet de transparence induit par les PTA est minimal avec ce modèle. Le choix de ce modèle est donc conservatif pour l'étude estimant la sensibilité de CTA au test d'anisotropie. La valeur du CMIG étant inconnue, il n'est pas pris en compte dans la suite. L'influence d'une éventuelle valeur forte de ce champ sera discutée dans la section 10.3.4.

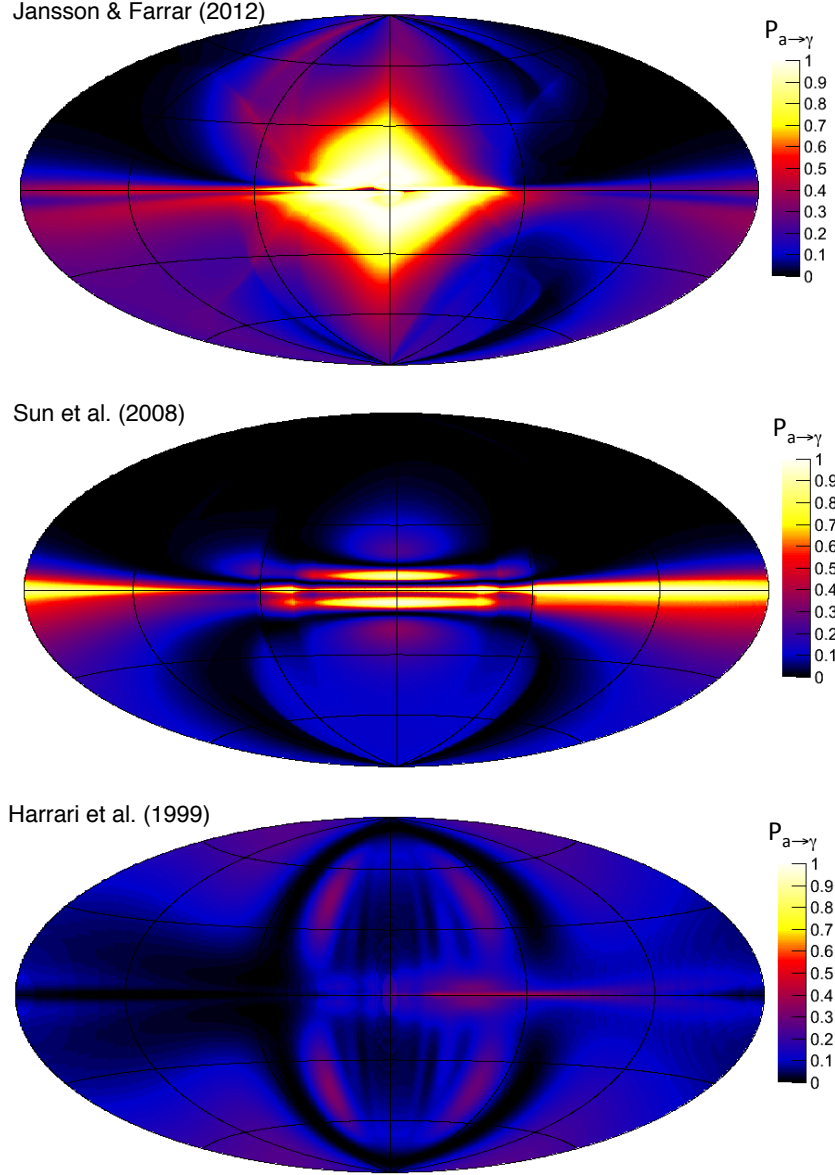


FIGURE 10.8 – (Extrait de [275]) Cartes de la probabilité de conversion de PTA en photons dans le CMG pour trois modèles différents, pour $g_{\gamma a} = 5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$.

A supposer qu'il existe un mélange entre photons et PTA, lorsque le faisceau entre dans la Voie Lactée, il est majoritairement constitué de PTA pour des énergies correspondant à de grandes profondeurs optiques car les photons ont été absorbés sur le FLE. Lors de la propagation dans le CMG, les PTA sont partiellement converties en photons avant d'atteindre l'observateur sur Terre. L'ordre de grandeur typique de ce champ magnétique étant de quelques μG sur environ 10 kpc, une fraction significative des PTA peut être reconvertie pour des constantes de couplage $g_{\gamma a} \sim 5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$. Seule la composante régulière du champ magnétique contri-

bue à cette conversion [104]. La composante turbulente, dont l'échelle de cohérence est de l'ordre de 100 pc [303, 276], peut être ignorée car la conversion ne s'effectue pas efficacement en raison du grand nombre de domaines [365]. L'efficacité de la reconversion dépend alors de l'intégrale sur la ligne de visée de la composante régulière du champ magnétique Galactique, qui dépend donc de la direction sur le ciel. Trois modèles de la composante régulière du CMG sont utilisés dans la suite. Le modèle de [366] est fondé sur des mesures de rotation Faraday (voir chapitre 7) de pulsars et de sources extragalactiques alors que les modèles [367, 276] prennent également en compte l'émission diffuse synchrotron polarisée de plasmas d'électrons relativistes. Dans chaque direction du ciel, la probabilité de conversion de PTA en photons est calculée le long de la ligne de visée en résolvant l'équation du mouvement 1.12. Une carte du ciel pour cette probabilité est montrée sur la figure 10.8 pour les trois modèles de CMG considérés. Dans les régions où cette probabilité est la plus forte, le processus de transparence induit par les PTA sera plus efficace et l'anomalie de transparence sera maximale.

Dans le scénario envisagé ici, les structures du CMG sont corrélées avec la mesure de l'anomalie dans les spectres de sources extragalactiques à THE. Si ces structures étaient connues avec une grande précision, il serait possible de calculer la corrélation entre la mesure de l'anomalie et le champ magnétique transverse intégré le long de la même ligne de visée. Cependant, comme il apparaît sur la figure 10.8, les structures du CMG pour les trois modèles considérés sont très différentes. De façon générale, il n'y a pas de consensus sur la nature morphologique de ces composantes. Une caractéristique commune est néanmoins que l'intégrale sur la ligne de visée du champ magnétique apparaît cohérente sur des échelles angulaires de l'ordre du degré. Dans l'hypothèse PTA, la mesure de l'anomalie entre deux directions proches devrait être alors corrélée, quel que soit le modèle utilisé pour le CMG. Réciproquement, deux directions lointaines devraient apparaître légèrement anti-corrélées. Une signature de l'anomalie indépendante du modèle de CMG est donc donnée par l'autocorrélation angulaire des anomalies de transparence mesurées sur différentes sources.

10.3.2 Mesure de la transparence et test d'anisotropies

On définit dans la suite la mesure de la transparence de l'univers comme étant la différence entre les indices spectraux dans une gamme d'énergie non affectés par l'absorption sur le FLE et une gamme d'énergie affectée par cette absorption : $\Delta\Gamma = \Gamma_{\text{THE}} - \Gamma_{\text{HE}}$ avec Γ_{HE} et Γ_{THE} les indices spectraux mesurés respectivement à HE et à THE. Cette observable est également introduite dans [200] pour étudier les effets de l'absorption sur le FLE, dans le cas conventionnel sans PTA.

L'autocorrélation spatiale binnée d'un ensemble de N sources est calculée de la façon suivante. Dans chaque bin de distance angulaire θ_i , l'autocorrélation C_i est calculée en utilisant l'ensemble des N_i couples de sources qui sont séparés par une

distance angulaire correspondant au θ_i échantillonné :

$$C_i = \frac{1}{N_i \sigma_{1,i} \sigma_{2,i}} \sum_{j=1}^{N_i} (\Delta\Gamma_1^j - \overline{\Delta\Gamma_i})(\Delta\Gamma_2^j - \overline{\Delta\Gamma_i}) , \quad (10.4)$$

où $\Delta\Gamma_1^j$ et $\Delta\Gamma_2^j$ sont les valeurs des différences spectrales pour les deux sources du couple j , et $\sigma_{1,i}$ et $\sigma_{2,i}$ sont les écarts types des distributions de $\Delta\Gamma_1$ et $\Delta\Gamma_2$ dans l'échantillon de distance angulaire i . La différence spectrale moyenne $\overline{\Delta\Gamma_i}$ pour chaque échantillon est elle même calculée grâce à une moyenne sur l'ensemble des sources impliquées dans l'échantillon :

$$\overline{\Delta\Gamma_i} = \frac{1}{2N_i} \sum_{j=1}^{N_i} (\Delta\Gamma_1^j + \Delta\Gamma_2^j) . \quad (10.5)$$

L'autocorrélation théorique attendue dans ce scénario est obtenue en simulant un grand nombre de sources (5000) positionnées aléatoirement sur le ciel puis en calculant l'autocorrélation échantillonnée avec les équations 10.4 et 10.5. L'autocorrélation théorique pour les trois modèles de CMG est montrée sur la figure 10.9 avec $g_{\gamma a} = 5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$. Comme attendu, à faible distance angulaire les différences

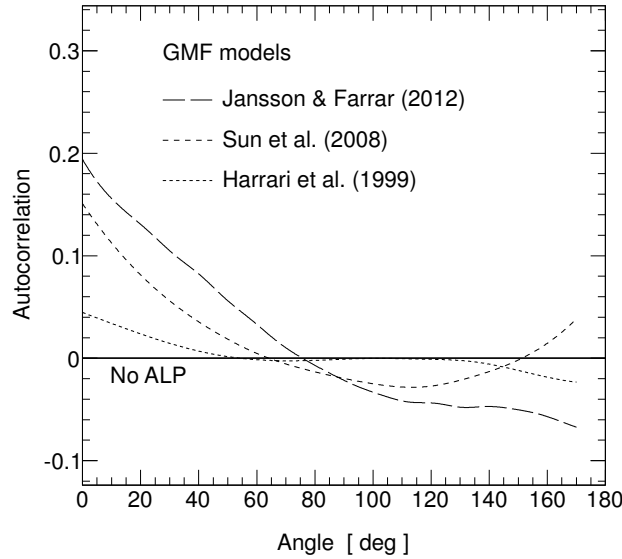


FIGURE 10.9 – (Extrait de [275]) Prédiction de l'autocorrélation avec des PTA pour les trois modèles de CMG considérés.

spectrales apparaissent corrélées car le CMG est ordonné sur ces faibles échelles, tandis qu'à grande échelle les différences spectrales sont anti-corrélées car l'intégral du CMG selon la ligne de visée a plus de chance de paraître opposé en regardant à des échelles plus grandes que l'échelle angulaire typique de variation. Dans les trois

modèles de CMG, l'autocorrélation théorique croise 0 pour des distances angulaires entre 60° et 80°.

L'échantillon actuel de sources extragalactiques de THE, décrit dans la section 10.3.3 est loin de se situer dans la limite du grand nombre de sources évoquée pour calculer le modèle d'autocorrélation. En estimant l'autocorrélation avec un petit nombre de sources, la position exacte des sources sur le ciel peut modifier le résultat de façon non-négligeable. De plus, les dispersions sur les valeurs théoriques des indices spectraux, influencées par la position en décalage vers le rouge, peuvent aussi être importantes. Enfin, les mesures des indices spectraux souffrent d'incertitudes statistiques. Dans l'ensemble, la mesure de l'autocorrélation est donc elle-même entachée d'incertitudes. Différentes méthodes sont envisageables pour calculer ces erreurs. Il est par exemple possible d'utiliser des simulations Monte Carlo d'échantillons d'observations avec des différences spectrales modifiées selon la barre d'erreur mesurée, auquel cas l'erreur estimée sur les C_i correspond à la propagation des erreurs statistiques sur les indices spectraux uniquement. Il faut encore rajouter l'estimation de l'erreur commise en raison de l'échantillonnage en position sur le ciel et décalage vers le rouge en faisant varier ces paramètres dans les simulations Monte Carlo. Une deuxième méthode consiste à calculer cette dispersion directement dans l'échantillon de sources à partir de la variance mesurée dans chaque bin en distance angulaire. Bien que les deux méthodes donnent des résultats similaires, cette seconde méthode est utilisée par la suite car elle est beaucoup plus efficace en terme de calculs. Cette méthode est un cas particulier de la méthode utilisée dans [368] dans le contexte de la mesure de fonction de corrélation à deux points des galaxies où chaque couple de sources est affecté du même poids :

$$\sigma_{C_i}^2 = \frac{1}{N_i(N_i - 1)} \sum_{j=1}^{N_i} \left(\frac{(\Delta\Gamma_1^j - \overline{\Delta\Gamma_i})(\Delta\Gamma_2^j - \overline{\Delta\Gamma_i})}{\sigma_{1,i} \sigma_{2,i}} - C_i \right)^2. \quad (10.6)$$

Il a également été testé que cette procédure calcule correctement les erreurs sur des simulations d'ensembles de sources réalisées sans PTA, pour lesquelles aucun signal d'autocorrélation n'est donc attendu. L'ensemble des χ^2 obtenus par des ajustements d'une constante sur chacune de ces réalisations forme une distribution de χ^2 correcte.

Il est également nécessaire de prendre en compte les incertitudes sur le modèle théorique testé. Sur un nombre fini de sources, le modèle d'autocorrélation va en partie dépendre de la composition du faisceau en terme de photons et PTA à la sortie de la source, la réalisation du champ magnétique étant aléatoire. Une autre partie de cette incertitude est reliée à la position relative des sources par rapport à la carte du CMG, qui peut également influencer le résultat. Pour estimer ces incertitudes, différentes réalisations de l'ensemble de sources sont simulées en changeant les positions sur le ciel, les décalages vers le rouge et la composition du faisceau à la sortie de la source. Pour chaque ensemble de sources j , l'autocorrélation théorique dans l'échantillon de distance angulaire i , $C_{i,j}$ est calculée ainsi que son erreur associée $\sigma_{i,j}$ calculée avec la formule 10.6. L'incertitude sur le modèle est obtenue à

partir de la variance sur les $C_{i,j}$:

$$\sigma_{M,i}^2 = \langle C_{i,j}^2 \rangle_j - \langle C_{i,j} \rangle_j^2 - \langle \sigma_{i,j}^2 \rangle_j , \quad (10.7)$$

où les moyennes sont effectuées sur les ensembles simulés. L'incertitude du modèle d'autocorrélation dépend des paramètres de la PTA ainsi que du modèle de CMG, mais également du nombre de sources ainsi que de l'échantillonnage en distance angulaire. Dans la limite d'un nombre infini de sources, cette erreur tend vers 0 car les effets aléatoires se moyennent. Dans la suite, les mesures seront comparées à des prédictions qui prennent en compte toutes les incertitudes présentées dans cette section.

10.3.3 Résultats avec les données actuelles

Actuellement, il y a 37 sources extragalactiques détectées conjointement par *Fermi*/LAT et un réseau de télescopes Tcherenkov avec une mesure des indices spectraux dans les deux bandes en énergie ainsi qu'une mesure fiable du décalage vers le rouge. La plupart de ces objets sont des blazars de type BL Lac à l'exception de 4 radio galaxies et 3 quasars à spectre radio plat. La liste de ces sources est donnée sur la table 10.1. La distribution spatiale de ces sources est montrée sur la carte du ciel de la figure 10.10 en coordonnées galactiques. La couleur des points représente la différence spectrale entre les mesures des télescopes Tcherenkov et les mesures de *Fermi*/LAT. La probabilité de conversion d'un PTA en photons pour le modèle de CMG de [276] est également montrée.

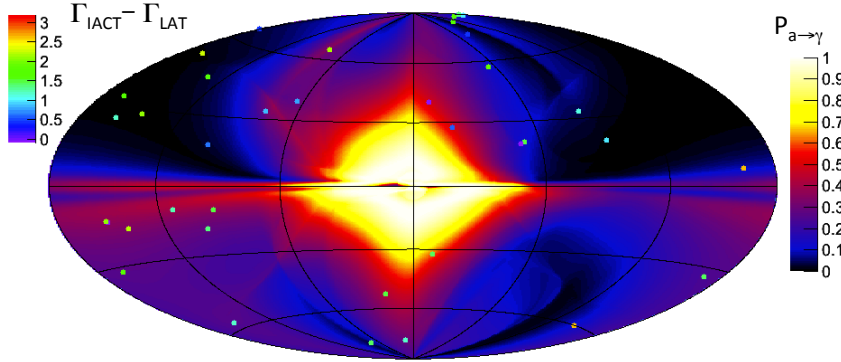


FIGURE 10.10 – (Extrait de [275]) Carte de la probabilité de conversion d'une PTA en photons dans le modèle de CMG de [276]. La distribution spatiale des sources détectées à HE et THE est superposée, la couleur des points représentant la différence spectrale entre les deux gammes d'énergie.

L'autocorrélation mesurée en utilisant l'ensemble des sources de la table 10.1 est montrée sur la figure 10.11. Les mesures sont compatibles avec l'hypothèse de non-corrélation avec une probabilité de 0.68, ce résultat dépendant peu du choix du binning en distance angulaire. Les mesures semblent à priori être défavorables

Nom	l_{J2000} (deg)	b_{J2000} (deg)	décalage rouge	Type	Γ_{LAT}	Γ_{IACT}	Ref.
SHBL 0013-185	74.63	-78.09	0.095	BL Lac	1.96 ± 0.20	3.4 ± 0.5	[369]
RGB J0152+017	152.37	-57.54	0.08	BL Lac	1.79 ± 0.14	2.95 ± 0.36	[370]
3C 66A	140.14	-16.77	0.44	BL Lac	1.85 ± 0.02	3.64 ± 0.39	[371]
IC 310	150.18	-13.73	0.0189	RadG	2.10 ± 0.19	2.00 ± 0.14	[372]
PKS 0301-243	214.62	-60.18	0.266	BL Lac	1.95 ± 0.05	4.6 ± 0.6	[215]
NGC 1275	150.58	-13.26	0.018	RadG	2.00 ± 0.02	4.1 ± 0.7	[373]
RBS 0413	164.11	-31.70	0.19	BL Lac	1.55 ± 0.11	3.18 ± 0.68	[374]
1ES 0414+009	191.81	-33.16	0.287	BL Lac	1.98 ± 0.16	3.45 ± 0.25	[375]
RX J0648.7+1516	198.99	6.35	0.179	BL Lac	1.74 ± 0.11	4.4 ± 0.8	[376]
RGB J0710+591	157.41	25.43	0.125	BL Lac	1.53 ± 0.12	2.69 ± 0.26	[256]
S5 0716+714	143.98	28.02	0.30	BL Lac	2.00 ± 0.02	4.1 ± 0.7	[377]
1ES 0806+524	166.26	32.91	0.138	BL Lac	1.94 ± 0.06	3.6 ± 1.0	[378]
1RXS J1010-312	266.87	19.93	0.142	BL Lac	2.09 ± 0.15	3.08 ± 0.42	[379]
1ES 1011+496	165.53	52.73	0.212	BL Lac	1.72 ± 0.04	4.0 ± 0.5	[254]
1ES 1101-232	273.17	33.06	0.186	BL Lac	1.80 ± 0.21	2.94 ± 0.2	[380]
Mkn 421	179.82	65.04	0.031	BL Lac	1.77 ± 0.01	2.20 ± 0.08	[381]
Mkn 180	131.88	45.65	0.046	BL Lac	1.74 ± 0.08	3.30 ± 0.7	[382]
1ES 1215+303	188.93	82.06	0.13	BL Lac	2.02 ± 0.04	2.96 ± 0.14	[383]
1ES 1218+304	186.33	82.74	0.182	BL Lac	1.71 ± 0.07	3.08 ± 0.34	[384]
W Comae	201.74	83.29	0.102	BL Lac	2.02 ± 0.03	3.81 ± 0.35	[385]
4C +2135	255.07	81.66	0.432	FSRQ	1.95 ± 0.21	3.75 ± 0.27	[386]
M 87	283.78	74.49	0.00436	RadG	2.17 ± 0.07	2.60 ± 0.35	[146]
3C 279	305.10	57.06	0.536	FSRQ	2.22 ± 0.02	4.1 ± 0.7	[387]
1ES 1312-423	307.55	20.05	0.105	BL Lac	1.4 ± 0.4	2.9 ± 0.5	[388]
Centaurus A	309.52	19.42	0.00183	RadG.	2.76 ± 0.05	2.7 ± 0.5	[145]
H 1426+428	77.472	64.89	0.129	BL Lac	1.32 ± 0.12	3.5 ± 0.35	[389]
PKS 1510-089	351.29	40.14	0.361	FSRQ	2.21 ± 0.03	5.4 ± 0.7	[390]
AP Lib	340.68	27.58	0.049	BL Lac	2.05 ± 0.04	2.5 ± 0.2	[391]
Mkn 501	63.61	38.85	0.034	BL Lac	1.74 ± 0.03	2.42 ± 0.2	[392]
1ES 1727+502	77.12	33.55	0.055	BL Lac	1.83 ± 0.13	2.7 ± 0.5	[393]
1ES 1959+650	98.02	17.67	0.048	BL Lac	1.94 ± 0.03	2.58 ± 0.18	[394]
PKS 2005-489	350.37	-32.61	0.071	BL Lac	1.78 ± 0.05	3.20 ± 0.16	[395]
PKS 2155-304	17.74	-52.24	0.117	BL Lac	1.84 ± 0.02	3.53 ± 0.06	[396]
BL Lacertae	92.59	-10.44	0.069	BL Lac	2.11 ± 0.04	3.6 ± 0.4	[397]
B3 2247+381	98.25	-18.57	0.119	BL Lac	1.83 ± 0.11	3.2 ± 0.5	[398]
1ES 2344+514	112.89	-9.91	0.044	BL Lac	1.73 ± 0.08	2.95 ± 0.12	[399]
H 2356-309	12.84	-78.04	0.167	BL Lac	1.89 ± 0.17	3.06 ± 0.24	[400]

TABLE 10.1 – Liste des sources extragalactiques rangées par ascension droite détectées par Fermi/LAT et les télescopes Tcherenkov avec des indices spectraux mesurés dans chaque bande ainsi qu'un décalage vers le rouge connu. Les indices spectraux mesurés par le LAT sont extraits du 2FGL [224]

à la présence d'autocorrélation à petite échelle angulaire. Un modèle est également montré sur la figure 10.11, avec un couplage aux PTA de $5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ et le modèle de CMG de [276]. Cependant, le catalogue de sources actuel est encore assez limité, ce qui entraîne un échantillonnage très limité du ciel et donc une grande incertitude sur l'observation de l'effet d'autocorrélation induits par les PTA. De plus, les résultats sont également sujets à de potentiellement grandes incertitudes systématiques liées à la configuration inconnue des champs magnétiques dans les sources. L'incertitude sur le modèle théorique, introduite à la section 10.3.2, est donc très importante dans ce cas. Elle est montrée sur la figure 10.11 sous la forme de boîtes bleues. Quand cet effet est pris en compte, le jeu de données ne permet pas de différencier entre le modèle avec PTA et le modèle sans PTA, la probabilité du modèle avec $g_{\gamma a} = 5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ étant de 0.7 en prenant en compte l'incertitude sur le modèle théorique. Les données actuelles ne permettent pas de conclure sur les modèles avec PTA et sans PTA en grande partie car le nombre de sources est trop faible. Dans le futur, le grand nombre de sources qui seront détectées avec CTA permettra d'améliorer cette sensibilité.

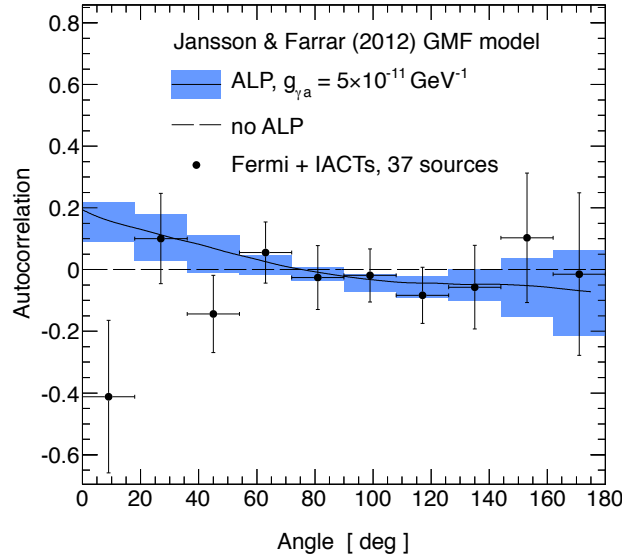


FIGURE 10.11 – (Extrait de [275]) Autocorrélation mesurée sur les données présentées en table 10.1. La courbe noire montre le modèle avec $g_{\gamma a} = 5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ et le modèle de CMG de [276]. Les boîtes bleues correspondent aux incertitudes sur le modèle.

Une limitation majeure pour l'utilisation de ce jeu de données pour estimer l'autocorrélation angulaire entre les différences spectrales vient du fait que les indices spectraux pour chaque source sont obtenues avec deux mesures indépendantes par deux observatoires différents pour chacune des bandes en énergie. Par exemple, comme les blazars sont des sources qui montrent une émission à HE et THE très

variables en flux mais également en indices spectraux, les mesures des indices spectraux dans deux bandes d'énergie différentes doivent être simultanées afin de ne pas être biaisées par cette variabilité. Les données de la table 10.1 ne vérifient pas cette condition de simultanéité car les indices spectraux mesurés par *Fermi*/LAT correspondent à une période d'intégration de deux ans alors que les indices spectraux à THE sont mesurés dans des fenêtres de temps différentes, parfois même non-contemporaines de la période d'intégration du LAT. De plus, le modèle théorique de l'autocorrélation avec PTA ne peut pas être facilement calculé en raison des gammes d'énergie variées sondées par *Fermi*/LAT et les télescopes Tcherenkov, ainsi que leurs réponses instrumentales. En effet, les spectres utilisés pour calculer ce modèle d'autocorrélation sont simulés en utilisant le cadre défini pour CTA à la section 10.1.2. Pour ces raisons, même si le résultat d'autocorrélation avec les données actuelles avait été positif, il n'aurait pas été possible de tirer de fortes conclusions quant à l'existence du processus de transparence induit par les PTA. Avec un seuil en énergie plus faible, de 30 GeV, CTA pourra mesurer simultanément les indices spectraux dans les gammes à HE et THE, permettant l'utilisation du test d'autocorrélation dans un cadre solide.

10.3.4 Sensibilité de CTA au test d'anisotropies

Pour estimer la sensibilité de CTA au test d'anisotropies, des jeux de données typiques de ce qui est attendu en fin d'opération de CTA sont simulés en reprenant la méthode utilisée pour la recherche d'irrégularités présentée à la section 10.2.2. La distribution attendue de décalages vers le rouge est notamment reprise et montre que la majorité des sources détectées devrait avoir un décalage vers le rouge compris entre 0.2 et 0.5. Dans cette gamme de décalage vers le rouge, les spectres mesurés à THE sont fortement affectés par l'absorption sur le FLE de telle sorte que les différences spectrales sont fortement affectées par la transparence induite par les PTA, dépendant du CMG intégré sur la ligne de visée. Le spectre des événements de signal sera quant à lui construit en suivant une loi de puissance avec absorption sur le FLE et effet de transparence du aux PTA :

$$\phi \propto \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \left[P_{\gamma \rightarrow a}^{\text{src}} P_{a \rightarrow \gamma}^{\text{VL}} + (1 - P_{\gamma \rightarrow a}^{\text{src}}) e^{-\tau_{\gamma\gamma}(E)} P_{\gamma \rightarrow \gamma}^{\text{VL}} \right], \quad (10.8)$$

où $P_{\gamma \rightarrow a}^{\text{src}}$ est la probabilité de conversion d'un photon en PTA dans la source, $P_{a \rightarrow \gamma}^{\text{VL}}$ est la probabilité de reconversion d'une PTA en photons dans la Voie Lactée et $P_{\gamma \rightarrow \gamma}^{\text{VL}}$ est la probabilité de survie d'un photon dans la Voie Lactée. Ainsi, le premier terme dans les crochets correspond au flux de photons convertis en PTA dans la source qui ont été reconvertis en photons dans la Voie Lactée avec d'être détectés alors que le second terme représente le flux de photons non-convertis en PTA dans la source, absorbés sur le FLE, et qui ne se convertissent pas en PTA dans la Voie Lactée. La pente de la loi de puissance Γ est générée comme à la section 10.2.2 en utilisant la distribution du 2FGL. L'influence de l'introduction d'une cassure spectrale intrinsèque à la source sera discutée un peu plus loin. Les énergies de chaque événement

de signal sont générées aléatoirement en utilisant cette forme spectrale multipliée par la surface effective de CTA (voir section 10.1). La distribution en énergie de ces évènements est ensuite binnée en bins d'énergie de 10% de l'énergie, typique de la résolution en énergie attendue. Les spectres simulés sont obtenus en divisant l'histogramme en énergie par la surface effective, directement reconstruits en fonction de l'énergie vraie. Aucune procédure de convolution/déconvolution spectrale (voir chapitre 3) n'est appliquée car seul l'indice spectral est d'intérêt ici. L'histogramme est modifié de façon à ce que chaque bin en énergie soit significatif à 2σ . Deux exemples de spectres produits par cette simulation avec des significativités de 50σ et 5σ et des décalages vers le rouge respectivement de 0.1 et 0.7 sont montrés sur la figure 10.12.

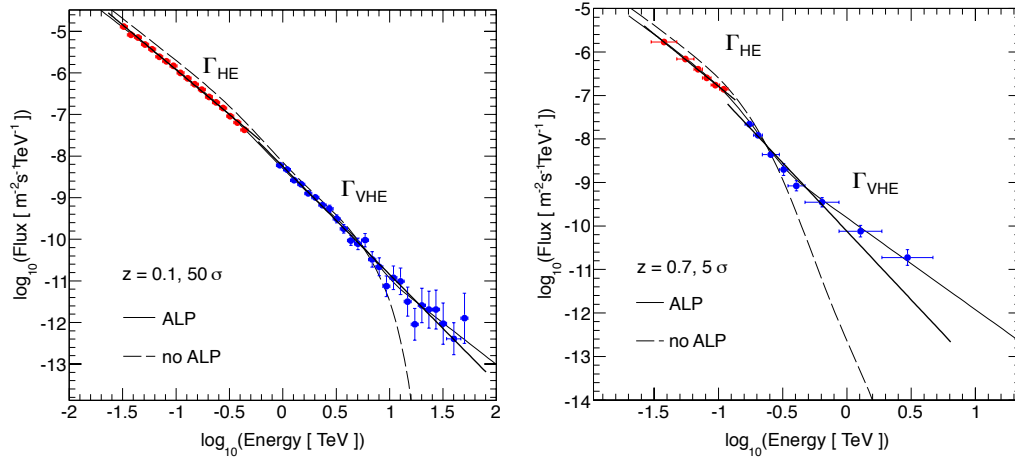


FIGURE 10.12 – (Extrait de [275]) Exemples de deux spectres potentiellement observés par CTA de sources situées à $z = 0.1$ et $z = 0.7$, avec des significativités de 50σ et 5σ pour les cadres de gauche et de droite respectivement. Les observations simulées correspondent à un scénario de PTA avec $g_{\gamma a} = 5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ et le CMG de [276].

La différence spectrale pour chaque source simulée pour CTA est calculée en ajustant une loi de puissance sur les points du spectre ayant une profondeur optique inférieure à 0.5 pour l'indice à HE et une loi de puissance sur les points du spectre ayant une profondeur optique supérieure à 1 pour l'indice à THE. Avec de telles valeurs limites pour la profondeur optique, l'indice spectral est peu affecté par l'absorption sur le FLE à HE alors qu'il y sera au contraire sensible à THE, permettant d'être modifié par la transparence induite par les PTA. On suppose ici que le décalage vers le rouge est connu pour toutes les sources. Les bandes en énergie pour les 2 exemples de la figure 10.12 sont montrées avec deux couleurs différentes. Toutes les sources ne peuvent pas contribuer à l'anomalie de transparence car tous les spectres ne s'étendent pas à haute profondeur optique, par exemple si le décalage vers le rouge de la sources est trop faible ou si la statistique sur la source est très limitée.

D'après les simulations, dans le cas sans PTA seulement 24% des spectres simulés ont des points à des profondeurs optiques supérieures à 2. Cette proportion augmente à 35% lorsqu'un couplage avec une PTA avec $g_{\gamma a} = 5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ est considéré. Une carte du ciel des différences spectrales mesurées sur un ensemble de 500 sources simulées est montrée sur la figure 10.13. Dans l'exemple de cette figure, les effets de transparence induits par les PTA sont inclus en utilisant $g_{\gamma a} = 5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ et le modèle de CMG de [276]. Une corrélation entre la différence spectrale et la probabilité de conversion de PTA en photons dans la Voie Lactée est visible grâce au code de couleur. En effet, dans les zones jaunes et blanches où la probabilité de reconversion dans le champ magnétique Galactique est la plus importante, les différences spectrales apparaissent, codées en bleu/violet comme étant les plus faibles.

L'autocorrélation mesurée pour cet ensemble de sources simulées est montrée sur la figure 10.14. De la même façon que pour la figure 10.11, les boîtes bleues représentent l'incertitude sur le modèle théorique du au nombre fini de sources considérées. En raison du nombre bien plus élevées de sources dans cet ensemble de sources comparé à l'échantillon actuel, les incertitudes sur les points de mesure et sur le modèle théorique sont réduites. En combinant ces deux incertitudes, la probabilité de l'hypothèse de non-corrélation pour le jeu de données simulé est de 8×10^{-20} ce qui correspond à une exclusion à 8.4σ . Cet échantillon simulé exclut donc clairement l'hypothèse d'une autocorrélation nulle, montrant ainsi que CTA a le potentiel pour être sensible à cette observable.

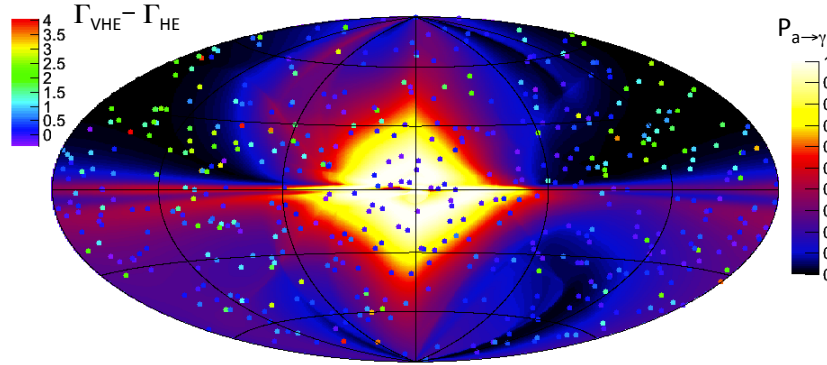


FIGURE 10.13 – (Extrait de [275]) Carte de la probabilité de conversion d'une PTA en photons dans le modèle de CMG de [276] et $g_{\gamma a} = 5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$. La distribution spatiale d'un ensemble de 500 sources simulées qui pourraient être détectées par CTA est superposé. La couleur des points indique la différence spectrale mesurée. Dans les zones où la probabilité de reconversion est la plus forte, la différence d'indices spectraux apparaît avec des points bleu/violet, correspondant à de faibles différences spectrales.

Les figures 10.13 et 10.14 sont montrées pour une constante de couplage $g_{\gamma a} = 5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$. Quand cette valeur est baissée, l'autocorrélation mesurée devient progressivement compatible avec l'hypothèse nulle. La sensibilité de CTA est calculée

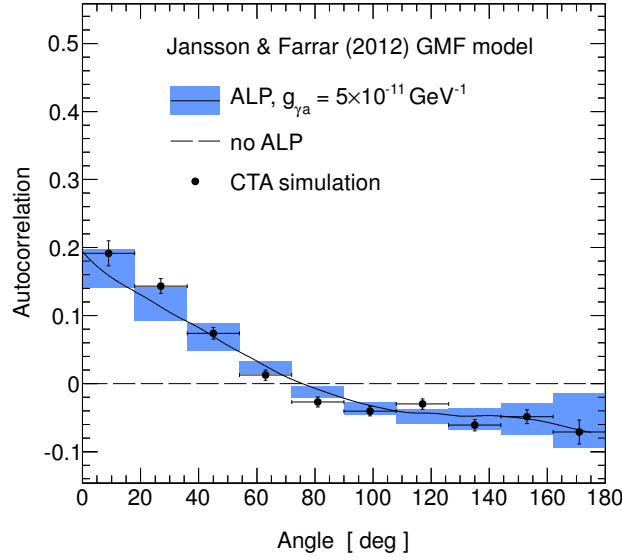


FIGURE 10.14 – (Extrait de [275]) Autocorrélation mesurée sur un échantillon de 500 sources simulées avec $g_{\gamma a} = 5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ et le modèle de CMG de [276]. La courbe noire montre la prédiction avec PTA pour le même couplage et le même modèle de CMG. Les boîtes bleues représentent l'incertitude sur le modèle (voir section 10.3.2).

en estimant la constante de couplage minimale qui peut être exclue en supposant que l'observation est obtenue avec un modèle sans PTA, et donc compatible avec 0. Ainsi, un grand nombre de jeux de données (1000) est produit avec $g_{\gamma a} = 0$. Pour chacun de ces jeux de données, les modèles théoriques avec leurs incertitudes sont ajustés sur l'autocorrélation mesurée jusqu'à ce que le couplage soit exclu à un niveau de confiance de 95%. Pour chaque jeu de données, l'exclusion obtenue sur $g_{\gamma a}$ est différente. L'exclusion moyenne obtenue sur l'ensemble des jeux de données est à un niveau de confiance de 95% $g_{\gamma a} < 2.92 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ avec un écart-type sur ces contraintes de $2.9 \times 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$. Ces sensibilités sont obtenues en supposant le modèle de CMG de [276].

Comme expliqué au chapitre 6 et trouvé au chapitre 7, en considérant des champs magnétiques de l'ordre du μG comme le champ magnétique de la Voie Lactée, le couplage entre photons et PTA est efficace au dessus de quelques dizaines de GeV pour des masses de PTA plus petites que 10 neV, ce qui limite ainsi le domaine de masses de PTA accessibles par une limite supérieure. Le domaine des paramètres de PTA accessibles avec CTA par la méthode des anisotropies de différences spectrales est montré sur la figure 10.15. Pour de plus grandes masses, la conversion photons/PTA n'est plus dans le régime asymptotique au dessus du seuil en énergie et des irrégularités spectrales apparaissent (voir chapitre 6).

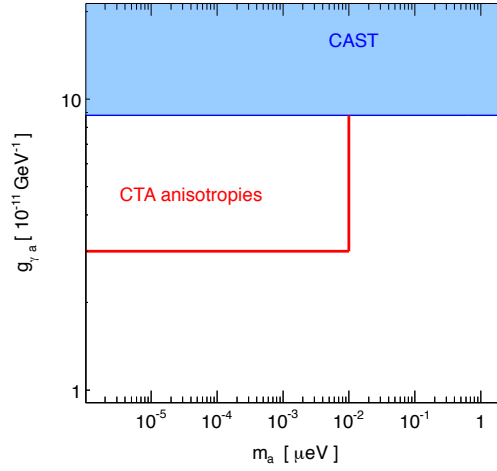


FIGURE 10.15 – Espace des paramètres des PTA montrant la sensibilité de CTA en utilisant l'observable d'autocorrélation pour le CMG de [276].

10.3.5 Discussion de l'observable d'anisotropies

Une limitation du test d'anisotropies présenté ici est qu'il suppose que les décalages vers le rouge de toutes les sources sont connus. Dans le catalogue des sources extragalactiques identifiées de *Fermi*/LAT, 2/3 des sources ont un décalage vers le rouge connu. La même proportion devrait donc être attendue pour l'ensemble de sources extragalactiques détectées par CTA. La connaissance du décalage vers le rouge n'est néanmoins pas cruciale pour le test. Il est utilisé pour définir les gammes d'énergie des composantes à HE et THE. Par exemple, dans la section 10.3.3, les gammes d'énergie sont naturellement déterminées en utilisant les données du LAT ou d'un télescope Tcherenkov, n'utilisant donc pas le décalage vers le rouge. Dans la section 10.3.4, les gammes d'énergie sont définies en fonction des profondeurs optiques, nécessitant la connaissance des décalages vers le rouge. Si le décalage vers le rouge n'est pas connu, il reste possible d'utiliser une autre définition pour les gammes à HE et THE. Par exemple, la dérivée numérique calculée sur les points du spectre peut être utilisée pour déterminer une courbure significative marquant la transition entre les deux domaines.

Les résultats du test d'anisotropies pourraient également être modifiés en raison de courbures intrinsèques aux spectres des sources. De tels processus contribueraient à la différence spectrale de façon non corrélée avec la direction d'observation, brouillant les résultats. Pour étudier l'impact de courbures spectrales intrinsèques sur le test, la fonction de densité de probabilité d'une cassure spectrale entre les domaines à HE et THE, donnée dans [200], est utilisée. Cette densité de probabilité est calculée grâce à des simulations de spectres multi-longueurs d'onde de blazars suivant un modèle synchrotron-auto Compton à une zone (voir chapitre 4). Ce modèle reproduit bien le spectre multi-longueurs d'onde des objets de type BL Lac (voir par

exemple le chapitre 5), qui forment la majeure partie des sources détectables à THE. Une cassure entre les indices à HE et THE est ajoutée aléatoirement pour chaque source simulée. Le cadre de gauche de la figure 10.16 montre le modèle d'autocorrélation calculé quand des cassures spectrales sont rajoutées. Comparé avec le modèle sans cassures spectrales, l'effet est toujours mesurable avec les cassures spectrales, ce qui n'est donc pas une limitation du test.

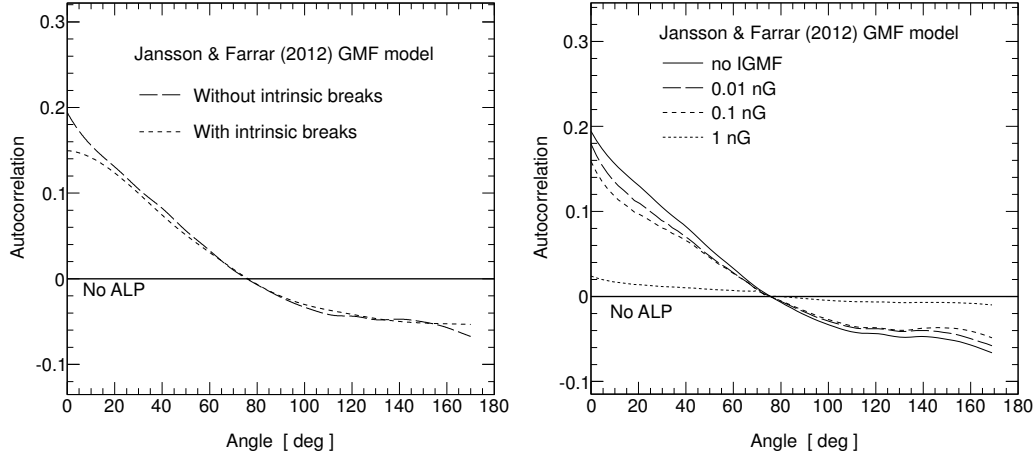


FIGURE 10.16 – (Extrait de [275]) Modèles de l'autocorrélation avec $g_{\gamma a} = 5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ et le modèle de CMG de [276]. le panel de gauche montre l'effet d'ajout de cassures spectrales intrinsèques et le panel de droite montre l'influence du CMIG.

Jusqu'à présent, il était supposé que le CMIG est suffisamment faible de telle façon qu'il ne mélange pas efficacement photons et PTA. Dans le cas où le CMIG est fort, proche de sa limite supérieure de 1 nG, pour de grandes échelles de turbulence de l'ordre de 1 Mpc, le mélange est suffisamment efficace pour influencer le test. Pour étudier l'effet du CMIG, le modèle d'autocorrélation est calculé pour différentes valeurs du CMIG, en supposant une échelle de turbulence de 1 Mpc. Le résultat est montré sur le cadre de droite de la figure 10.16 pour $g_{\gamma a} = 5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ et le modèle de CMG de [276]. Pour une grande valeur du CMIG de 1 nG, l'autocorrélation attendue est significativement réduite. En incluant l'incertitude sur le modèle d'autocorrélation due à l'échantillon de 500 sources attendu pour CTA, l'autocorrélation est compatible avec 0, et dans ce cas, le test ne peut pas conclure. Pour des valeurs plus faibles du CMIG, la sensibilité est retrouvée.

Les simulations CTA effectuées dans cette section sont effectuées avec les réponses instrumentales correspondant à la configuration B. Dans ce cas, la surface effective est plus grande à basse énergie, ce qui fournit le plus grand nombre de sources détectées. Pour estimer l'importance de la configuration du réseau de CTA, l'analyse est également faite avec le réseau I. Dans ce cas, la surface effective est plus grande à haute énergie par rapport à la configuration B, au prix d'un seuil en énergie plus grand. En conséquence, les sources sont attendues moins nombreuses (370)

pour la configuration I [352]. Pour la sensibilité au test d'anisotropies, le plus faible nombre de sources est contre-balançé par une mesure de $\Delta\Gamma$ plus précise, en particulier grâce au plus grand nombre de photons collectés à THE. Finalement, les deux effets se compensent, la sensibilité au couplage étant de $(3.0 \pm 0.4) \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ dans la configuration I contre $(2.9 \pm 0.3) \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ dans la configuration B.

10.4 Conclusion

Dans ce chapitre, deux méthodes pour la recherche de PTA avec l'observatoire Tcherenkov du futur, CTA, ont été présentées. La première méthode est fondée sur la recherche d'irrégularités dans les spectres des sources les plus brillantes situées dans des amas de galaxies qui seront observées par CTA. L'utilisation conjointe de plusieurs sources permet de se passer d'hypothèses conservatives sur le champ magnétique dans les amas au profit d'une description physique élaborée à partir de mesures sur des objets similaires. La deuxième méthode est basée sur l'anisotropie des différences spectrales entre les bandes à HE et à THE due à la non-uniformité sur le ciel de l'effet de transparence induit par les PTA, en relation avec le champ magnétique Galactique intégré sur la ligne de visée.

La sensibilité de CTA aux paramètres de PTA avec ces deux méthodes est montrée sur la figure 10.17. D'autres contraintes dans cette gamme de masse sont également montrées (voir chapitre 1, 7 et 8). La zone des paramètres PTA qui permettraient d'expliquer l'anomalie de transparence de l'univers, calculée par [401] est également montrée sous l'intitulé "Transparency hint". Notamment, les deux méthodes de recherche de PTA avec CTA, sensibles à des régions complémentaires de l'espace des paramètres, recouvrent presque intégralement la zone autorisée pour l'explication de l'anomalie de transparence. Ainsi, CTA permettra de conclure si oui ou non les PTA sont à l'origine de l'anomalie de transparence de l'univers aux photons de THE.

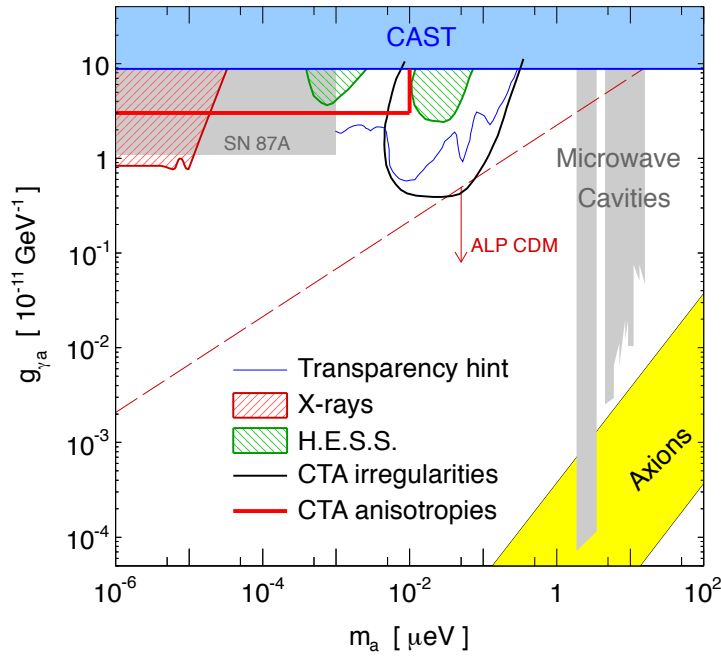


FIGURE 10.17 – (Extrait de [275]) Espace des paramètres des PTA montrant la sensibilité de CTA en utilisant l'observable d'autocorrélation pour le CMG de [276] ainsi que la recherche d'irrégularités dans les spectres des sources brillantes. Le domaine des paramètres de PTA qui pourraient expliquer l'anomalie d'opacité d'après [401] est également montré comme "Transparency hint".

Conclusion

Des effets de nouvelle physique peuvent être recherchés grâce à des observations astrophysique de photons de haute énergie. Dans le cadre de cette thèse, des noyaux actifs de galaxie (NAG) sont étudiés afin d'en comprendre les mécanismes d'émission ainsi que de rechercher des nouveaux bosons légers ayant un couplage avec deux photons. Le NAG de type BL Lac PKS 0301-243 est étudié à différentes longueurs d'onde, de l'optique aux rayons gamma de très haute énergie (> 100 GeV) observés avec le réseau de télescopes à effet Tcherenkov H.E.S.S. L'émission électromagnétique de cet objet, dont le flux à différentes énergies est variable, peut être modélisée à l'aide de processus de rayonnement synchrotron par une population d'électrons relativistes ainsi que de diffusion Compton inverse de ce rayonnement sur ces électrons. Les observations avec H.E.S.S. et l'instrument *Fermi*/LAT montrent que l'absorption du spectre de PKS 0301-243 aux très hautes énergies, due à l'interaction avec les photons du fond de lumière extragalactique (FLE) est en accord avec les modèles décrivant ce fond.

Cependant, des études montrent que certains modèles de FLE présentent une densité de photons trop élevée pour expliquer le spectre aux très hautes énergies d'autres NAG, qui paraissent trop dur. Cette anomalie de transparence peut être expliquée par des oscillations entre des bosons légers appartenant à la famille des particules de type axion (PTA) et les photons de très haute énergie provenant de la source dans des champs magnétiques lors de leur propagation. La phénoménologie de ces oscillations a été revue et approfondie. Notamment, un effet original relié à la turbulence des champs magnétiques astrophysiques est prédit, qui se caractérise par la présence de fortes irrégularités spectrales dans une gamme d'énergie autour de l'énergie critique du mélange entre photons et PTA. La résolution en énergie des télescopes Tcherenkov actuels comme H.E.S.S., d'environ 15%, ainsi que leur sensibilité, est suffisante pour que cette signature soit détectable dans les spectres des sources les plus brillantes, pour lesquelles un champ magnétique est présent sur la ligne de visée.

Les spectres mesurés par les instruments d'observation sont affectés par le fait que l'énergie de chaque événement est reconstruit avec une résolution en énergie et un biais. Pour prendre en compte ces effets instrumentaux, des méthodes de déconvolution ont été développées pour la reconstruction de spectres à partir des données de H.E.S.S. Ces méthodes permettent d'obtenir un spectre en énergie selon l'énergie vraie des photons qui ne dépend pas de l'hypothèse d'une forme spectrale. L'application de ces méthodes aux données de H.E.S.S. s'avère cruciale pour la recherche d'irrégularités spectrales induites par le mélange entre photons et PTA dans le spectre du brillant NAG PKS 2155-304. Le spectre de ce NAG, observé par H.E.S.S. lors d'une puissante éruption en juillet 2006, ne montre pas d'irrégularités spectrales anormales. En utilisant une description conservative du champ magnétique de l'amas de galaxie entourant cet objet, une contrainte sur le couplage entre PTA et photons est obtenue dans une gamme de masses de PTA entre 10 et 60 neV qui améliore la contrainte actuelle la plus compétitive. Il s'agit de la première

contrainte sur les modèles de PTA provenant de l'astronomie de très haute énergie.

La recherche de la même signature dans le spectre en rayons X du NAG Hydra A observé par *Chandra*/ACIS permet d'améliorer la contrainte sur les PTA pour des masses inférieures à 0.01 neV. Pour de telles faibles masses, la gamme d'énergie où apparaît les irrégularités est donnée par la densité d'électrons dans le plasma de l'amas de galaxie entourant l'émission ponctuelle du NAG, et non plus par la masse de la PTA. Cette contrainte, valide à des masses arbitrairement petites et la plus contraignante dans le domaine des très faibles masses, est généralisée au cas de certains champs scalaires dont le couplage de type "disformel" à la matière modifie la gravité à de grandes échelles, dans le but d'expliquer la nature de l'énergie noire. En effet, la masse du champ scalaire doit alors être très faible pour pouvoir agir à grande portée, typiquement de l'ordre du rayon de Hubble, soit 10^{-43} GeV. En raison de la phénoménologie différente des oscillations entre les photons et ce champ scalaire, les observations en rayons X ne permettent pas de sonder des masses aussi faibles, notamment à cause de la nouvelle énergie critique, qui empêche le mélange à des énergies trop élevées. La spectroscopie à haute résolution de PKS 2155-304 avec l'instrument *Hubble*/HRS permet d'améliorer la gamme de masse sensible avec cette méthode, atteignant ainsi des portées de l'ordre du kpc qui deviennent intéressantes pour la cosmologie.

Le réseau de télescopes Tcherenkov de prochaine génération, CTA sera un instrument clé pour la recherche de PTA en astronomie de haute énergie. Notamment, en raison de la sensibilité accrue de cet observatoire comparé à la génération actuelle, il sera envisageable de rechercher conjointement des irrégularités dans les spectres des sources les plus brillantes. Ainsi, il sera possible d'utiliser une description physique des champs magnétiques des amas de galaxie entourant les sources, en lieu et place d'une description conservative utilisée lors de l'analyse avec H.E.S.S. sur une seule source. Le grand nombre de sources attendu avec CTA, de l'ordre de 500, permettra également d'étudier l'effet de transparence de l'univers relié aux PTA. Dans le cadre du scénario le plus probable où les conversions entre photons et PTA ont lieu au niveau de la source puis au niveau de la Voie Lactée, l'effet de transparence est relié au champ magnétique Galactique intégré le long de la ligne de visée, dépendant ainsi de la position sur le ciel. Une observable de cette anisotropie indépendant d'un modèle de champ magnétique Galactique est l'autocorrélation sur le ciel du signal de transparence estimé source par source à partir de l'estimation de la différence des indices spectraux aux très hautes énergies (> 100 GeV) et aux hautes énergies (30-100 GeV). En utilisant les deux observables de PTA étudiées, la recherche d'irrégularités spectrales et la recherche d'anisotropies de l'effet de transparence, CTA a une sensibilité couvrant l'ensemble des paramètres de PTA pouvant expliquer la transparence anormale de l'univers, et permettra ainsi de savoir si les PTA sont bien à l'origine de l'anomalie.

ANNEXE A : Dérivation des équations du mouvement

Dans cette annexe, on calcule les équations du mouvement pour les oscillations entre photons et PTA dans un champ magnétique homogène dans le cas le plus simple où les termes de plasma, d'absorption ou de Cotton Mouton (voir chapitre 1) ne sont pas présents. Le lagrangien qui définit la propagation du système photon/PTA s'écrit :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} (\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + m^2 \phi^2) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} g_{\gamma a} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \phi , \quad (\text{A.1})$$

où $\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\rho\sigma}$ est le dual du tenseur électromagnétique. Le premier terme est relatif à la propagation du champ scalaire, le deuxième au champ électromagnétique et le dernier terme est le terme de couplage entre les photons et les PTA, évoqué au chapitre 1 dont la constante de couplage est notée $g_{\gamma a}$. L'équation du mouvement du champ scalaire est obtenue en notant que :

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi} = -\partial^\mu \phi \quad (\text{A.2})$$

et

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = -m^2 \phi - \frac{g_{\gamma a}}{4} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} . \quad (\text{A.3})$$

L'équation d'Euler-Lagrange pour le champ scalaire est alors :

$$\square \phi - m^2 \phi - \frac{g_{\gamma a}}{4} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = 0 , \quad (\text{A.4})$$

et en développant

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} &= \frac{1}{2} (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (\partial_\rho A_\sigma - \partial_\sigma A_\rho) \\ &= 2 \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \partial_\mu A_\nu \partial_\rho A_\sigma , \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

devient

$$\square \phi - m^2 \phi - \frac{g_{\gamma a}}{2} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \partial_\mu A_\nu \partial_\rho A_\sigma = 0 . \quad (\text{A.6})$$

Pour le champ électromagnétique, on a clairement

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A_\mu} = 0 , \quad (\text{A.7})$$

et, en réécrivant

$$-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = -\frac{1}{2} (\partial_\mu A_\nu \partial^\mu A^\nu - \partial_\nu A_\mu \partial^\mu A^\nu) , \quad (\text{A.8})$$

ainsi qu'en utilisant l'équation A.5, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu A_\nu} &= -\partial^\mu A^\nu + \partial^\nu A^\mu - \frac{g_{\gamma a}}{2} (\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \partial_\rho A_\sigma + \varepsilon^{\rho\sigma\mu\nu} \partial_\rho A_\sigma) \phi \\ &= -F^{\mu\nu} - g_{\gamma a} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \partial_\rho A_\sigma \phi . \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

L'équation d'Euler-Lagrange pour le champ électromagnétique est donc :

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + g_{\gamma a} \partial_\mu (\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \partial_\rho A_\sigma \phi) = 0 \quad . \quad (\text{A.10})$$

Dans la suite de cette étude, on se place dans la jauge de Lorentz, c'est à dire telle que $\partial_\mu A^\mu = 0$ et on considère la propagation dans un champ magnétique uniforme $\vec{B}$. La valeur de fond du champ A_μ s'écrit donc $1/2 \delta_{\mu i} \varepsilon^{ijk} B_j x_k$ et $A_0 = 0$ (pas de charge). Un développement perturbatif est effectué autour de cette valeur de fond en remplaçant :

$$A_\mu \rightarrow \frac{1}{2} \delta_{\mu i} \varepsilon^{ijk} B_j x_k + A_\mu \quad (\text{A.11})$$

dans les équations du mouvement précédemment obtenues. Pour l'équation de Klein-Gordon du champ scalaire :

$$\square \phi - m^2 \phi - \frac{g_{\gamma a}}{2} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \left(\frac{1}{2} \delta_{\nu i} \delta_{\mu k} \varepsilon^{ijk} B_j + \partial_\mu A_\nu \right) \left(\frac{1}{2} \delta_{\rho l} \delta_{\sigma n} \varepsilon^{lmn} B_m + \partial_\rho A_\sigma \right) = 0 \quad , \quad (\text{A.12})$$

soit en gardant uniquement les termes de premier ordre, et en notant que :

$$\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \delta_{\nu i} \delta_{\mu k} \varepsilon^{ijk} B_j \delta_{\rho l} \delta_{\sigma n} \varepsilon^{lmn} B_m = 0 \quad , \quad (\text{A.13})$$

on obtient

$$\square \phi - m^2 \phi - \frac{g_{\gamma a}}{2} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \delta_{\nu i} \delta_{\mu k} \varepsilon^{ijk} B_j \partial_\rho A_\sigma = 0 \quad , \quad (\text{A.14})$$

qui se simplifie en

$$\square \phi - m^2 \phi - g_{\gamma a} B_j \partial_0 A^j = 0 \quad . \quad (\text{A.15})$$

De la même façon, pour l'équation du mouvement de A^l , on obtient à partir de l'équation A.10 en appliquant le choix de la jauge et en développant :

$$\square A^l + g_{\gamma a} \left(\varepsilon^{\mu l \rho \sigma} (\partial_\mu \partial_\rho A_\sigma) \phi + \frac{1}{2} \varepsilon^{\mu l \rho \sigma} \delta_{\sigma i} \delta_{\rho k} \varepsilon^{ijk} B_j \partial_\mu \phi \right) = 0 \quad , \quad (\text{A.16})$$

où dans le dernier terme on a conservé seulement le terme d'ordre principal du développement. On note que comme

$$\varepsilon^{0ljk} \partial_0 \partial_j A_k = -\varepsilon^{jl0k} \partial_j \partial_0 A_k \quad , \quad (\text{A.17})$$

le premier terme entre parenthèses est nul et l'équation se simplifie donc en

$$\square A^l + g_{\gamma a} B_l \partial_0 \phi = 0 \quad . \quad (\text{A.18})$$

On définit l'axe z comme étant la direction de propagation du système photon/PTA, et les états de polarisation dans le plan perpendiculaire à la propagation A_x et A_y . Pour une onde plane $A^{(0)} e^{i(Et-kz)}$ on a dans l'espace de Fourier $\partial_0 \rightarrow iE$ et comme $\square = \partial_0^2 - \partial_z^2$, les équations du mouvement sont :

$$\begin{cases} (E^2 + \partial_z^2 + m^2) \phi + iE g_{\gamma a} \vec{B} \cdot \vec{A} = 0 \\ (E^2 + \partial_z^2) A_{x,y} - iE g_{\gamma a} B_{x,y} \partial_0 \phi = 0 \end{cases}$$

En notant la fonction d'onde $\Psi = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ i\phi \end{pmatrix}$, ces équations peuvent être résumées en

$$(E^2 + \partial_z^2 - \overline{\mathcal{M}})\Psi = 0 \quad , \quad (\text{A.19})$$

avec

$$\overline{\mathcal{M}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & Eg_{\gamma a}B_x \\ 0 & 0 & Eg_{\gamma a}B_y \\ Eg_{\gamma a}B_x & Eg_{\gamma a}B_y & -m^2 \end{pmatrix} . \quad (\text{A.20})$$

ANNEXE B : Solution des équations du mouvement

Dans cette annexe, les équations du mouvement obtenues à l'annexe A pour le système $\Psi = \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ i\phi \end{pmatrix}$ sont résolues. La forme générale de ces équations est donc :

$$(E - i\partial_z + \mathcal{M})\Psi = 0 \quad , \quad (\text{B.1})$$

avec la matrice de mélange :

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} \Delta_{11} - i\Delta_{\text{abs}} & \Delta_{12} & \Delta_B \cos \phi \\ \Delta_{21} & \Delta_{22} - i\Delta_{\text{abs}} & \Delta_B \sin \phi \\ \Delta_B \cos \phi & \Delta_B \sin \phi & \Delta_a \end{pmatrix} \quad , \quad (\text{B.2})$$

où l'on a repris les notations du chapitre 1. Ici, la matrice de mélange est considérée sous sa forme la plus générale, en prenant en compte un terme d'absorption Δ_{abs} des photons (par exemple sur le FDL) ainsi que les termes provenant de la propagation dans un plasma Δ_{pl} et les termes de biréfringence de Cotton-Mouton Δ_{CM} :

$$\begin{aligned} \Delta_{11} &= \Delta_{\parallel} \cos^2 \phi + \Delta_{\perp} \sin^2 \phi \\ \Delta_{22} &= \Delta_{\parallel} \sin^2 \phi + \Delta_{\perp} \cos^2 \phi \\ \Delta_{12} &= \Delta_{21} = (\Delta_{\parallel} - \Delta_{\perp}) \sin \phi \cos \phi \quad , \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

avec $\Delta_{\parallel} = \Delta_{\text{pl}} + \frac{7}{2}\Delta_{\text{CM}}$ et $\Delta_{\perp} = \Delta_{\text{pl}} + 2\Delta_{\text{CM}}$.

Afin de résoudre l'équation du mouvement, on diagonalise la matrice de mélange $\mathcal{M}$. Recherchons donc λ une valeur propre de cette matrice associée à un vecteur propre $\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$, alors :

$$\begin{aligned} [(\lambda + i\Delta_{\text{abs}}) \sin \phi - \Delta_{11} \sin \phi + \Delta_{21} \cos \phi] x \\ = [(\lambda + i\Delta_{\text{abs}}) \cos \phi - \Delta_{22} \cos \phi + \Delta_{12} \sin \phi] y \quad . \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Comme

$$\begin{aligned} \Delta_{21} \cos \phi - \Delta_{11} \sin \phi &= (\Delta_{\parallel} - \Delta_{\perp}) \sin \phi \cos^2 \phi - \Delta_{\parallel} \cos^2 \phi \sin \phi - \Delta_{\perp} \sin^3 \phi \\ &= -\Delta_{\perp} \sin \phi \quad , \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

et

$$\begin{aligned} \Delta_{12} \sin \phi - \Delta_{22} \cos \phi &= (\Delta_{\parallel} - \Delta_{\perp}) \sin^2 \phi \cos \phi - \Delta_{\parallel} \cos \phi \sin^2 \phi - \Delta_{\perp} \cos^3 \phi \\ &= -\Delta_{\perp} \cos \phi \quad , \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

l'équation B.4 se simplifie en :

$$(\lambda + i\Delta_{\text{abs}} - \Delta_{\perp}) \sin \phi x = (\lambda + i\Delta_{\text{abs}} - \Delta_{\perp}) \cos \phi y \quad . \quad (\text{B.7})$$

Une solution évidente est donc donnée par la valeur propre $\lambda_0 = \Delta_\perp - i\Delta_{\text{abs}}$, qui implique que $z = 0$ et donc que $\Delta_B \cos \phi x = -\Delta_B \sin \phi y$. Cette valeur propre est donc associée à la droite générée par le vecteur $\begin{pmatrix} -\sin \phi \\ \cos \phi \\ 0 \end{pmatrix}$ et correspond à la propagation de l'état propre de polarisation non couplée aux PTA, qui n'est donc influencée que par le terme d'absorption Δ_{abs} et les termes de plasma et de Cotton Mouton, contenus dans $\Delta_\perp$.

Si $\lambda \neq \Delta_\perp - i\Delta_{\text{abs}}$, alors clairement $y = \tan \phi x$ et le système se simplifie en

$$\begin{cases} [\Delta_{21} + (\Delta_{22} - i\Delta_{\text{abs}} - \lambda) \tan \phi] x + \Delta_B \sin \phi z &= 0 \\ \left[\Delta_B \cos \phi + \Delta_B \frac{\sin^2 \phi}{\cos \phi} \right] x + (\Delta_a - \lambda) z &= 0 \end{cases} \quad (\text{B.8})$$

λ vérifie donc l'équation du second degré

$$\Delta_B^2 \sin \phi - (\Delta_a - \lambda)(\Delta_{21} \cos \phi + (\Delta_{22} - i\Delta_{\text{abs}} - \lambda) \sin \phi) = 0, \quad (\text{B.9})$$

qui se simplifie grâce à l'équation B.5 en

$$\Delta_B^2 - (\Delta_a - \lambda)(\Delta_\parallel - i\Delta_{\text{abs}} - \lambda) = 0. \quad (\text{B.10})$$

Après calcul, on obtient que le discriminant de cette équation peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \Delta &= (\Delta_a - \Delta_\parallel + i\Delta_{\text{abs}})^2 + 4\Delta_B^2 \\ &= (\Delta_\parallel - \Delta_a)^2 - \Delta_{\text{abs}}^2 + 4\Delta_B^2 - 2i\Delta_{\text{abs}}(\Delta_\parallel - \Delta_a). \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

En notant $a = (\Delta_\parallel - \Delta_a)^2 - \Delta_{\text{abs}}^2 + 4\Delta_B^2$ et $b = -2\Delta_{\text{abs}}(\Delta_\parallel - \Delta_a)$ alors $\sqrt{\Delta} = \alpha + i\beta$ avec

$$\begin{aligned} \alpha &= \sqrt{\frac{1}{2}(a + \sqrt{a^2 + b^2})} \\ \beta &= \text{sign}(b) \sqrt{\frac{1}{2}(-a + \sqrt{a^2 + b^2})}. \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

Les deux valeurs propres solutions de B.10 sont donc :

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \frac{\Delta_\parallel + i\Delta_{\text{abs}} + \Delta_a + \alpha + i\beta}{2} \\ \lambda_2 &= \frac{\Delta_\parallel + i\Delta_{\text{abs}} + \Delta_a - \alpha - i\beta}{2}. \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

Les vecteurs propres associés aux valeurs propres λ_1 et λ_2 sont finalement respectivement $\begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \\ \tilde{\lambda}_1 \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \\ \tilde{\lambda}_2 \end{pmatrix}$ où l'on a noté $\tilde{\lambda}_{1,2} = \lambda_{1,2}/\Delta_B$.

Une fois la matrice de mélange diagonalisée en $\text{diag}(\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2)$, l'équation du mouvement dans la base des états propres peut être facilement résolue et la matrice de transfert $\mathcal{U}_D$ définie par l'équation 6.2 devient simplement dans cette base :

$$\mathcal{U}_D = \begin{pmatrix} e^{i(E+\lambda_0)z} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i(E+\lambda_1)z} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i(E+\lambda_2)z} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.14})$$

Pour revenir dans la base des états du système, on utilise la matrice de changement de base qui permet de diagonaliser la matrice de mélange :

$$P = \begin{pmatrix} -\sin \phi & \cos \phi & \cos \phi \\ \cos \phi & \sin \phi & \sin \phi \\ 0 & \tilde{\lambda}_1 & \tilde{\lambda}_2 \end{pmatrix} . \quad (\text{B.15})$$

Le déterminant de cette matrice est $\det P = \tilde{\lambda}_1 - \tilde{\lambda}_2$ et donc son inverse est facilement calculable :

$$P^{-1} = \frac{1}{\tilde{\lambda}_1 - \tilde{\lambda}_2} \begin{pmatrix} (\tilde{\lambda}_2 - \tilde{\lambda}_1) \sin \phi & -(\tilde{\lambda}_2 - \tilde{\lambda}_1) \cos \phi & 0 \\ -\tilde{\lambda}_2 \cos \phi & -\tilde{\lambda}_2 \sin \phi & 1 \\ \tilde{\lambda}_1 \cos \phi & \tilde{\lambda}_1 \sin \phi & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.16})$$

et la matrice de transfert dans la base des états du système est obtenue grâce au changement de base $\mathcal{U} = P\mathcal{U}_D P^{-1}$, et devient donc :

$$\begin{aligned} \mathcal{U}(z) = & \begin{pmatrix} \sin^2 \theta & -\cos \theta \sin \theta & 0 \\ -\cos \theta \sin \theta & \cos^2 \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} e^{i(E+\lambda_0)z} \\ & + \frac{1}{\tilde{\lambda}_2 - \tilde{\lambda}_1} \begin{pmatrix} \tilde{\lambda}_2 \cos^2 \theta & \tilde{\lambda}_2 \cos \theta \sin \theta & -\cos \theta \\ \tilde{\lambda}_2 \cos \theta \sin \theta & \tilde{\lambda}_2 \sin^2 \theta & -\sin \theta \\ \tilde{\lambda}_1 \tilde{\lambda}_2 \cos \theta & \tilde{\lambda}_1 \tilde{\lambda}_2 \sin \theta & -\tilde{\lambda}_1 \end{pmatrix} e^{i(E+\lambda_1)z} \\ & + \frac{1}{\tilde{\lambda}_2 - \tilde{\lambda}_1} \begin{pmatrix} -\tilde{\lambda}_1 \cos^2 \theta & -\tilde{\lambda}_1 \cos \theta \sin \theta & \cos \theta \\ -\tilde{\lambda}_1 \cos \theta \sin \theta & -\tilde{\lambda}_1 \sin^2 \theta & \sin \theta \\ -\tilde{\lambda}_1 \tilde{\lambda}_2 \cos \theta & -\tilde{\lambda}_1 \tilde{\lambda}_2 \sin \theta & \tilde{\lambda}_2 \end{pmatrix} e^{i(E+\lambda_2)z} . \quad (\text{B.17}) \end{aligned}$$

Bibliographie

- [1] **CMS Collaboration** , S. Chatrchyan et al., *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, *Phys.Lett.* **B716** (2012) 30–61, [[arXiv :1207.7235](#)]. (Cité en page 1.)
- [2] **ATLAS Collaboration** , G. Aad et al., *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys.Lett.* **B716** (2012) 1–29, [[arXiv :1207.7214](#)]. (Cité en page 1.)
- [3] **CMS Collaboration** , *Combination of standard model Higgs boson searches and measurements of the properties of the new boson with a mass near 125 GeV*, *CMS-PAS-HIG-13-005* (2013). (Cité en page 1.)
- [4] **ATLAS Collaboration** , G. Aad et al., *Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys.Lett.* **B726** (2013) 88–119, [[arXiv :1307.1427](#)]. (Cité en page 1.)
- [5] G. 't Hooft, *Symmetry Breaking Through Bell-Jackiw Anomalies*, *Phys.Rev.Lett.* **37** (1976) 8–11. (Cité en page 2.)
- [6] J. Christenson, J. Cronin, V. Fitch, and R. Turlay, *Evidence for the 2π Decay of the $k(2)0$ Meson*, *Phys.Rev.Lett.* **13** (1964) 138–140. (Cité en page 2.)
- [7] C. Baker, D. Doyle, P. Geltenbort, K. Green, M. van der Grinten, et al., *An Improved experimental limit on the electric dipole moment of the neutron*, *Phys.Rev.Lett.* **97** (2006) 131801, [[hep-ex/0602020](#)]. (Cité en page 2.)
- [8] R. Peccei and H. R. Quinn, *CP Conservation in the Presence of Instantons*, *Phys.Rev.Lett.* **38** (1977) 1440–1443. (Cité en page 2.)
- [9] R. Peccei and H. R. Quinn, *Constraints Imposed by CP Conservation in the Presence of Instantons*, *Phys.Rev.* **D16** (1977) 1791–1797. (Cité en page 2.)
- [10] S. Weinberg, *A New Light Boson ?*, *Phys.Rev.Lett.* **40** (1978) 223–226. (Cité en page 2.)
- [11] F. Wilczek, *Problem of Strong p and t Invariance in the Presence of Instantons*, *Phys.Rev.Lett.* **40** (1978) 279–282. (Cité en page 2.)
- [12] J. E. Kim, *Light Pseudoscalars*, *Particle Physics and Cosmology*, *Phys.Rept.* **150** (1987) 1–177. (Cité en page 2.)
- [13] G. G. Raffelt, *Astrophysical methods to constrain axions and other novel particle phenomena*, *Phys.Rept.* **198** (1990) 1–113. (Cité en pages 2 et 12.)
- [14] L. M. Krauss and M. Zeller, *e^+e^- Peaks at 1.8-MeV : Phenomenological Constraints on Nuclear Transitions, Axions and the Particle Interpretation*, *Phys.Rev.* **D34** (1986) 3385. (Cité en page 2.)

- [15] M. Fukugita, S. Watamura, and M. Yoshimura, *Light Pseudoscalar Particle and Stellar Energy Loss*, *Phys.Rev.Lett.* **48** (1982) 1522. (Cité en page 2.)
- [16] J. H. Oort, *The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems*, *Bull. of the Astron. Inst. of the Netherlands* **6** (Aug., 1932) 249. (Cité en page 2.)
- [17] F. Zwicky, *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*, *Helvetica Physica Acta* **6** (1933) 110–127. (Cité en page 2.)
- [18] **Planck Collaboration** , P. Ade et al., *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*, *Astron. & Astrophys.* (2013) [[arXiv :1303.5076](#)]. (Cité en pages 3 et 54.)
- [19] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, *Supersymmetric dark matter*, *Phys.Rept.* **267** (1996) 195–373, [[hep-ph/9506380](#)]. (Cité en page 3.)
- [20] H. Pagels and J. R. Primack, *Supersymmetry, Cosmology and New TeV Physics*, *Phys.Rev.Lett.* **48** (1982) 223. (Cité en page 3.)
- [21] S. Weinberg, *Cosmological Constraints on the Scale of Supersymmetry Breaking*, *Phys.Rev.Lett.* **48** (1982) 1303. (Cité en page 3.)
- [22] E. W. Kolb and M. S. Turner, *The Early Universe*, *Sky and Telescope* **80** (Oct., 1990) 381. (Cité en page 3.)
- [23] **EDELWEISS Collaboration** , E. Armengaud et al., *Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes*, *Phys.Lett.* **B702** (2011) 329–335, [[arXiv :1103.4070](#)]. (Cité en page 3.)
- [24] **XENON100 Collaboration** , E. Aprile et al., *Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data*, *Phys.Rev.Lett.* **109** (2012) 181301, [[arXiv :1207.5988](#)]. (Cité en page 3.)
- [25] **LUX Collaboration** , D. Akerib et al., *First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility*, [arXiv :1310.8214](#). (Cité en page 3.)
- [26] **Fermi-LAT Collaboration** , M. Ackermann et al., *Constraints on Dark Matter Annihilation in Clusters of Galaxies with the Fermi Large Area Telescope*, *JCAP* **1005** (2010) 025, [[arXiv :1002.2239](#)]. (Cité en page 3.)
- [27] **HESS Collaboration** , A. Abramowski et al., *Search for Dark Matter Annihilation Signals from the Fornax Galaxy Cluster with H.E.S.S.*, *Astrophys.J.* **750** (2012) 123, [[arXiv :1202.5494](#)]. (Cité en page 3.)
- [28] H. Baer, A. Lessa, and W. Sreethawong, *Coupled Boltzmann calculation of mixed axion/neutralino cold dark matter production in the early universe*, *JCAP* **1201** (2012) 036, [[arXiv :1110.2491](#)]. (Cité en page 3.)
- [29] K. J. Bae, H. Baer, and A. Lessa, *Implications of mixed axion/neutralino dark matter for the Cosmic Frontier : a Snowmass whitepaper*, [arXiv :1306.2986](#). (Cité en page 3.)

- [30] S. Hannestad, A. Mirizzi, G. G. Raffelt, and Y. Y. Wong, *Neutrino and axion hot dark matter bounds after WMAP-7*, *JCAP* **1008** (2010) 001, [[arXiv :1004.0695](#)]. (Cité en page 3.)
- [31] M. Archidiacono, S. Hannestad, A. Mirizzi, G. Raffelt, and Y. Y. Wong, *Axion hot dark matter bounds after Planck*, *JCAP* **1310** (2013) 020, [[arXiv :1307.0615](#)]. (Cité en page 3.)
- [32] P. Sikivie, *Axion Cosmology*, *Lect.Notes Phys.* **741** (2008) 19–50, [[astro-ph/0610440](#)]. (Cité en page 3.)
- [33] O. Wantz and E. Shellard, *Axion Cosmology Revisited*, *Phys.Rev.* **D82** (2010) 123508, [[arXiv :0910.1066](#)]. (Cité en pages 3 et 4.)
- [34] K. J. Bae, J.-H. Huh, and J. E. Kim, *Update of axion CDM energy*, *JCAP* **0809** (2008) 005, [[arXiv :0806.0497](#)]. (Cité en page 4.)
- [35] L. Visinelli, *Axions in Cold Dark Matter and Inflation Models*, [[arXiv :1111.5281](#)]. (Cité en page 4.)
- [36] M. Tegmark, A. Aguirre, M. Rees, and F. Wilczek, *Dimensionless constants, cosmology and other dark matters*, *Phys.Rev.* **D73** (2006) 023505, [[astro-ph/0511774](#)]. (Cité en page 4.)
- [37] M. P. Hertzberg, M. Tegmark, and F. Wilczek, *Axion Cosmology and the Energy Scale of Inflation*, *Phys.Rev.* **D78** (2008) 083507, [[arXiv :0807.1726](#)]. (Cité en page 4.)
- [38] F. Wilczek, *Multiversality*, *Class.Quant.Grav.* **30** (2013) 193001, [[arXiv :1307.7376](#)]. (Cité en page 4.)
- [39] P. Sikivie, *Experimental Tests of the Invisible Axion*, *Phys.Rev.Lett.* **51** (1983) 1415. (Cité en pages 4, 10 et 11.)
- [40] M. Dine, W. Fischler, and M. Srednicki, *A Simple Solution to the Strong CP Problem with a Harmless Axion*, *Phys.Lett.* **B104** (1981) 199. (Cité en page 4.)
- [41] A. Zhitnitsky, *On Possible Suppression of the Axion Hadron Interactions. (In Russian)*, *Sov.J.Nucl.Phys.* **31** (1980) 260. (Cité en page 4.)
- [42] J. E. Kim, *Weak Interaction Singlet and Strong CP Invariance*, *Phys.Rev.Lett.* **43** (1979) 103. (Cité en page 4.)
- [43] M. A. Shifman, A. Vainshtein, and V. I. Zakharov, *Can Confinement Ensure Natural CP Invariance of Strong Interactions ?*, *Nucl.Phys.* **B166** (1980) 493. (Cité en page 4.)
- [44] J. Jaeckel and A. Ringwald, *The Low-Energy Frontier of Particle Physics*, *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.* **60** (2010) 405–437, [[arXiv :1002.0329](#)]. (Cité en page 5.)
- [45] F. Wilczek, *Axions and Family Symmetry Breaking*, *Phys.Rev.Lett.* **49** (1982) 1549–1552. (Cité en page 5.)

- [46] Y. Chikashige, R. N. Mohapatra, and R. Peccei, *Are There Real Goldstone Bosons Associated with Broken Lepton Number?*, *Phys.Lett.* **B98** (1981) 265. (Cité en page 5.)
- [47] G. Gelmini and M. Roncadelli, *Left-Handed Neutrino Mass Scale and Spontaneously Broken Lepton Number*, *Phys.Lett.* **B99** (1981) 411. (Cité en page 5.)
- [48] E. Masso and R. Toldra, *On a light spinless particle coupled to photons*, *Phys.Rev.* **D52** (1995) 1755–1763, [[hep-ph/9503293](#)]. (Cité en page 5.)
- [49] A. Arvanitaki, S. Dimopoulos, S. Dubovsky, N. Kaloper, and J. March-Russell, *String Axiverse*, *Phys.Rev.* **D81** (2010) 123530, [[arXiv :0905.4720](#)]. (Cité en page 5.)
- [50] M. Cicoli, M. Goodsell, and A. Ringwald, *The type IIB string axiverse and its low-energy phenomenology*, *JHEP* **1210** (2012) 146, [[arXiv :1206.0819](#)]. (Cité en page 5.)
- [51] A. Ringwald, *Searching for axions and ALPs from string theory*, [arXiv :1209.2299](#). (Cité en page 5.)
- [52] P. Arias, D. Cadamuro, M. Goodsell, J. Jaeckel, J. Redondo, et al., *WISPy Cold Dark Matter*, *JCAP* **1206** (2012) 013, [[arXiv :1201.5902](#)]. (Cité en page 5.)
- [53] I. Zlatev, L.-M. Wang, and P. J. Steinhardt, *Quintessence, cosmic coincidence, and the cosmological constant*, *Phys.Rev.Lett.* **82** (1999) 896–899, [[astro-ph/9807002](#)]. (Cité en page 5.)
- [54] L. Ferramacho, A. Blanchard, Y. Zolnierowski, and A. Riazuelo, *Constraints on dark energy evolution*, [arXiv :0909.1703](#). (Cité en page 5.)
- [55] S. M. Carroll, *Quintessence and the rest of the world*, *Phys.Rev.Lett.* **81** (1998) 3067–3070, [[astro-ph/9806099](#)]. (Cité en page 5.)
- [56] J. Khoury and A. Weltman, *Chameleon fields : Awaiting surprises for tests of gravity in space*, *Phys.Rev.Lett.* **93** (2004) 171104, [[astro-ph/0309300](#)]. (Cité en page 5.)
- [57] P. Brax and K. Zioutas, *Solar Chameleons*, *Phys.Rev.* **D82** (2010) 043007, [[arXiv :1004.1846](#)]. (Cité en page 5.)
- [58] A. Vainshtein, *To the problem of nonvanishing gravitation mass*, *Phys.Lett.* **B39** (1972) 393–394. (Cité en page 5.)
- [59] C. de Rham, *Galileons in the Sky*, *Comptes Rendus Physique* **13** (2012) 666–681, [[arXiv :1204.5492](#)]. (Cité en page 5.)
- [60] G. Raffelt and L. Stodolsky, *Mixing of the Photon with Low Mass Particles*, *Phys.Rev.* **D37** (1988) 1237. (Cité en pages 5, 6 et 7.)
- [61] A. Mirizzi, G. G. Raffelt, and P. D. Serpico, *Photon-axion conversion in intergalactic magnetic fields and cosmological consequences*, *Lect.Notes Phys.* **741** (2008) 115–134, [[astro-ph/0607415](#)]. (Cité en pages 7 et 83.)

- [62] T. Tajima and J. M. Dawson, *Laser electron accelerator*, *Phys.Rev.Lett.* **43** (1979) 267–270. (Cité en page 7.)
- [63] S. L. Adler, *Photon splitting and photon dispersion in a strong magnetic field*, *Annals Phys.* **67** (1971) 599–647. (Cité en page 7.)
- [64] W.-y. Tsai and T. Erber, *The Propagation of Photons in Homogeneous Magnetic Fields : Index of Refraction*, *Phys.Rev.* **D12** (1975) 1132. (Cité en page 7.)
- [65] K. A. Hochmuth and G. Sigl, *Effects of Axion-Photon Mixing on Gamma-Ray Spectra from Magnetized Astrophysical Sources*, *Phys.Rev.* **D76** (2007) 123011, [[arXiv :0708.1144](#)]. (Cité en pages 7, 78, 116 et 153.)
- [66] D. Horns, L. Maccione, A. Mirizzi, and M. Roncadelli, *Probing axion-like particles with the ultraviolet photon polarization from active galactic nuclei in radio galaxies*, *Phys.Rev.* **D85** (2012) 085021, [[arXiv :1203.2184](#)]. (Cité en pages 7 et 129.)
- [67] A. Mirizzi and D. Montanino, *Stochastic conversions of TeV photons into axion-like particles in extragalactic magnetic fields*, *JCAP* **0912** (2009) 004, [[arXiv :0911.0015](#)]. (Cité en pages 7, 8, 88 et 153.)
- [68] N. Bassan, A. Mirizzi, and M. Roncadelli, *Axion-like particle effects on the polarization of cosmic high-energy gamma sources*, *JCAP* **1005** (2010) 010, [[arXiv :1001.5267](#)]. (Cité en page 8.)
- [69] **PVLAS Collaboration** , E. Zavattini et al., *Experimental observation of optical rotation generated in vacuum by a magnetic field*, *Phys.Rev.Lett.* **96** (2006) 110406, [[hep-ex/0507107](#)]. (Cité en pages 9 et 10.)
- [70] R. Cameron, G. Cantatore, A. Melissinos, G. Ruoso, Y. Semertzidis, et al., *Search for nearly massless, weakly coupled particles by optical techniques*, *Phys.Rev.* **D47** (1993) 3707–3725. (Cité en page 9.)
- [71] A. Ringwald, *Exploring the Role of Axions and Other WISPs in the Dark Universe*, *Phys.Dark Univ.* **1** (2012) 116–135, [[arXiv :1210.5081](#)]. (Cité en page 9.)
- [72] C. Robilliard, R. Battesti, M. Fouche, J. Mauchain, A.-M. Sautivet, et al., *No light shining through a wall*, *Phys.Rev.Lett.* **99** (2007) 190403, [[arXiv :0707.1296](#)]. (Cité en page 10.)
- [73] **OSQAR Collaboration** , P. Pagnat et al., *First results from the OSQAR photon regeneration experiment : No light shining through a wall*, *Phys.Rev.* **D78** (2008) 092003, [[arXiv :0712.3362](#)]. (Cité en page 10.)
- [74] **GammeV (T-969) Collaboration** , A. S. Chou et al., *Search for axion-like particles using a variable baseline photon regeneration technique*, *Phys.Rev.Lett.* **100** (2008) 080402, [[arXiv :0710.3783](#)]. (Cité en page 10.)
- [75] **ALPS collaboration** , K. Ehret et al., *Resonant laser power build-up in ALPS : A 'Light-shining-through-walls' experiment*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A612** (2009) 83–96, [[arXiv :0905.4159](#)]. (Cité en page 10.)

- [76] **ALPS collaboration** , K. Ehret et al., *New ALPS Results on Hidden-Sector Lightweights*, *Phys.Lett.* **B689** (2010) 149–155, [[arXiv :1004.1313](#)]. (Cité en page 10.)
- [77] K. van Bibber, P. McIntyre, D. Morris, and G. Raffelt, *A Practical Laboratory Detector for Solar Axions*, *Phys.Rev.* **D39** (1989) 2089. (Cité en page 10.)
- [78] S. Moriyama, M. Minowa, T. Namba, Y. Inoue, Y. Takasu, et al., *Direct search for solar axions by using strong magnetic field and x-ray detectors*, *Phys.Lett.* **B434** (1998) 147, [[hep-ex/9805026](#)]. (Cité en page 10.)
- [79] **CAST Collaboration** , K. Zioutas et al., *First results from the CERN Axion Solar Telescope (CAST)*, *Phys.Rev.Lett.* **94** (2005) 121301, [[hep-ex/0411033](#)]. (Cité en pages 10 et 80.)
- [80] **CAST Collaboration** , S. Andriamonje et al., *An Improved limit on the axion-photon coupling from the CAST experiment*, *JCAP* **0704** (2007) 010, [[hep-ex/0702006](#)]. (Cité en page 10.)
- [81] Y. Giomataris, P. Rebougeard, J. Robert, and G. Charpak, *MICROMEGAS : A High granularity position sensitive gaseous detector for high particle flux environments*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A376** (1996) 29–35. (Cité en page 11.)
- [82] **CAST Collaboration** , M. Kuster et al., *The x-ray telescope of CAST*, *New Journal of Physics* **9** (June, 2007) 169, [[physics/0702188](#)]. (Cité en page 11.)
- [83] S. De Panfilis, A. Melissinos, B. Moskowitz, J. Rogers, Y. Semertzidis, et al., *Limits on the Abundance and Coupling of Cosmic Axions at $4.5\text{-Microev} < m(a) < 5.0\text{-Microev}$* , *Phys.Rev.Lett.* **59** (1987) 839. (Cité en page 11.)
- [84] C. Hagmann, P. Sikivie, N. Sullivan, and D. Tanner, *Results from a search for cosmic axions*, *Phys.Rev.* **D42** (1990) 1297–1300. (Cité en page 11.)
- [85] S. J. Asztalos, E. Daw, H. Peng, L. Rosenberg, C. Hagmann, et al., *Large scale microwave cavity search for dark matter axions*, *Phys.Rev.* **D64** (2001) 092003. (Cité en page 11.)
- [86] **ADMX Collaboration** , S. Asztalos et al., *A SQUID-based microwave cavity search for dark-matter axions*, *Phys.Rev.Lett.* **104** (2010) 041301, [[arXiv :0910.5914](#)]. (Cité en page 11.)
- [87] M. S. Turner, *Windows on the Axion*, *Phys.Rept.* **197** (1990) 67–97. (Cité en page 12.)
- [88] P. Gondolo and G. Raffelt, *Solar neutrino limit on axions and keV-mass bosons*, *Phys.Rev.* **D79** (2009) 107301, [[arXiv :0807.2926](#)]. (Cité en page 12.)
- [89] G. G. Raffelt, *Particle physics from stars*, *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.* **49** (1999) 163–216, [[hep-ph/9903472](#)]. (Cité en page 12.)

- [90] G. G. Raffelt, *astrophysical axion bounds diminished by screening effects*, *Phys.Rev.* **D33** (1986) 897. (Cité en page 12.)
- [91] J. Grifols, E. Masso, and R. Toldra, *Gamma-rays from SN1987A due to pseudoscalar conversion*, *Phys.Rev.Lett.* **77** (1996) 2372–2375, [[astro-ph/9606028](#)]. (Cité en page 12.)
- [92] J. W. Brockway, E. D. Carlson, and G. G. Raffelt, *SN1987A gamma-ray limits on the conversion of pseudoscalars*, *Phys.Lett.* **B383** (1996) 439–443, [[astro-ph/9605197](#)]. (Cité en pages 12 et 129.)
- [93] G. G. Raffelt, *Axion Constraints From White Dwarf Cooling Times*, *Phys.Lett.* **B166** (1986) 402. (Cité en page 13.)
- [94] J. Isern, E. Garcia-Berro, S. Torres, and S. Catalan, *Axions and the cooling of white dwarf stars*, [arXiv :0806.2807](#). (Cité en page 13.)
- [95] A. H. Corsico, L. G. Althaus, M. M. M. Bertolami, A. D. Romero, E. Garcia-Berro, et al., *The rate of cooling of the pulsating white dwarf star G117–B15A : a new asteroseismological inference of the axion mass*, [arXiv :1205.6180](#). (Cité en page 13.)
- [96] A. Corsico, L. Althaus, A. Romero, A. Mukadam, E. Garcia-Berro, et al., *An independent limit on the axion mass from the variable white dwarf star R548*, *JCAP* **1212** (2012) 010, [[arXiv :1211.3389](#)]. (Cité en page 13.)
- [97] J. Hewett, H. Weerts, R. Brock, J. Butler, B. Casey, et al., *Fundamental Physics at the Intensity Frontier*, [arXiv :1205.2671](#). (Cité en page 13.)
- [98] R. J. Gould and G. P. Schreder, *Opacity of the Universe to High-Energy Photons*, *Phys.Rev.* **155** (1967) 1408–1411. (Cité en pages 13, 47 et 51.)
- [99] D. Horns and M. Meyer, *Indications for a pair-production anomaly from the propagation of VHE gamma-rays*, *JCAP* **1202** (2012) 033, [[arXiv :1201.4711](#)]. (Cité en pages 13 et 88.)
- [100] **H.E.S.S. Collaboration**, F. Aharonian et al., *A Low level of extragalactic background light as revealed by gamma-rays from blazars*, *Nature* **440** (2006) 1018–1021, [[astro-ph/0508073](#)]. (Cité en pages 13, 76 et 87.)
- [101] A. De Angelis, M. Roncadelli, and O. Mansutti, *Evidence for a new light spin-zero boson from cosmological gamma-ray propagation ?*, *Phys.Rev.* **D76** (2007) 121301, [[arXiv :0707.4312](#)]. (Cité en pages 13, 56, 88 et 99.)
- [102] M. Sanchez-Conde, D. Paneque, E. Bloom, F. Prada, and A. Dominguez, *Hints of the existence of Axion-Like-Particles from the gamma-ray spectra of cosmological sources*, *Phys.Rev.* **D79** (2009) 123511, [[arXiv :0905.3270](#)]. (Cité en pages 13, 56 et 99.)
- [103] M. Simet, D. Hooper, and P. D. Serpico, *The Milky Way as a Kiloparsec-Scale Axionscope*, *Phys.Rev.* **D77** (2008) 063001, [[arXiv :0712.2825](#)]. (Cité en pages 13, 88, 151 et 152.)
- [104] D. Horns, L. Maccione, M. Meyer, A. Mirizzi, D. Montanino, et al., *Hardening of TeV gamma spectrum of AGNs in galaxy clusters by*

- conversions of photons into axion-like particles*, *Phys.Rev.* **D86** (2012) 075024, [[arXiv :1207.0776](#)]. (Cité en pages 13, 88, 99, 100, 146 et 155.)
- [105] F. Tavecchio, M. Roncadelli, G. Galanti, and G. Bonnoli, *Evidence for an axion-like particle from PKS 1222+216 ?*, *Phys.Rev.* **D86** (2012) 085036, [[arXiv :1202.6529](#)]. (Cité en page 13.)
- [106] O. Mena and S. Razzaque, *Hints of an axion-like particle mixing in the GeV gamma-rayblazar data ?*, *JCAP* **1311** (2013) 023, [[arXiv :1306.5865](#)]. (Cité en page 13.)
- [107] **Fermi/LAT Collaboration** , M. Ackermann et al., *The Imprint of the Extragalactic Background Light in the Gamma-Ray Spectra of Blazars*, *Science* **338** (Nov., 2012) 1190–, [[arXiv :1211.1671](#)]. (Cité en pages 13, 56 et 75.)
- [108] **H.E.S.S. Collaboration** , A. Abramowski et al., *Measurement of the extragalactic background light imprint on the spectra of the brightest blazars observed with H.E.S.S.*, *Astron. Astrophys.* **550** (Feb., 2013) A4, [[arXiv :1212.3409](#)]. (Cité en pages 13, 56, 75, 76 et 103.)
- [109] W. Galbraith and J. V. Jelley, *Light Pulses from the Night Sky associated with Cosmic Rays*, *Nature* **171** (Feb., 1953) 349–350. (Cité en page 15.)
- [110] K. Bernl hr et al., *The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part I : layout and components of the system*, *Astropart. Phys.* **20** (Nov., 2003) 111–128, [[astro-ph/0308246](#)]. (Cité en page 16.)
- [111] J. Davies and E. Cotton, *Design of the quartermaster solar furnace*, *J.Solar Energy Sci. and Eng.* **1** (1957) 16–21. (Cité en page 16.)
- [112] D. Fernandez, *Etude des vestiges de supernovae en interaction avec un milieu dense avec H.E.S.S.* PhD Thesis, 2014. (Cité en page 16.)
- [113] R. Cornils et al., *The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part II : mirror alignment and point spread function*, *Astropart. Phys.* **20** (Nov., 2003) 129–143, [[astro-ph/0308247](#)]. (Cité en page 16.)
- [114] **HESS Collaboration** , F. Aharonian et al., *Observations of the Crab Nebula with H.E.S.S.*, *Astron. & Astrophys.* **457** (2006) 899–915. (Cité en pages 17, 21 et 34.)
- [115] P. Vincent et al., *Performance of the H.E.S.S. Cameras*, *International Cosmic Ray Conference* **5** (July, 2003) 2887. (Cité en page 17.)
- [116] S. Funk et al., *The trigger system of the H.E.S.S. telescope array*, *Astropart. Phys.* **22** (Nov., 2004) 285–296, [[astro-ph/0408375](#)]. (Cité en page 17.)
- [117] C. Borgmeier et al., *The Central Data Acquisition System of the H.E.S.S. Telescope System*, *International Cosmic Ray Conference* **5** (July, 2003) 2891. (Cité en page 18.)

- [118] A. Balzer et al., *The H.E.S.S. central data acquisition system*, *Astropart. Phys.* **C54** (2014) 67–80, [[arXiv :1311.3486](#)]. (Cité en page 18.)
- [119] **HESS Collaboration**, F. Aharonian et al., *Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector*, *Astropart. Phys.* **22** (Nov., 2004) 109–125, [[astro-ph/0408145](#)]. (Cité en page 19.)
- [120] A. M. Hillas, *Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma*, *International Cosmic Ray Conference* **3** (Aug., 1985) 445–448. (Cité en page 20.)
- [121] W. Hofmann et al., *Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images*, *Astropart. Phys.* **12** (Nov., 1999) 135–143, [[astro-ph/9904234](#)]. (Cité en page 21.)
- [122] A. Daum et al., *First results on the performance of the HEGRA IACT array*, *Astropart. Phys.* **8** (Dec., 1997) 1–11. (Cité en page 21.)
- [123] M. Lemoine-Goumard, B. Degrange, and M. Tluczykont, *Selection and 3D-reconstruction of gamma-ray-induced air showers with a stereoscopic system of atmospheric Cherenkov telescopes*, *Astropart. Phys.* **25** (Apr., 2006) 195–211, [[astro-ph/0601373](#)]. (Cité en page 21.)
- [124] M. Naumann-Godó, M. Lemoine-Goumard, and B. Degrange, *Upgrading and testing the 3D reconstruction of gamma-ray air showers as observed with an array of Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes*, *Astropart. Phys.* **31** (July, 2009) 421–430, [[arXiv :0905.0359](#)]. (Cité en page 21.)
- [125] M. de Naurois and L. Rolland, *A high performance likelihood reconstruction of γ -rays for imaging atmospheric Cherenkov telescopes*, *Astropart. Phys.* **32** (Dec., 2009) 231–252, [[arXiv :0907.2610](#)]. (Cité en pages 21, 22, 58 et 102.)
- [126] S. Le Bohec et al., *A new analysis method for very high definition imaging atmospheric Cherenkov telescopes as applied to the CAT telescope.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **416** (Oct., 1998) 425–437, [[astro-ph/9804133](#)]. (Cité en page 22.)
- [127] V. P. Fomin et al., *New methods of atmospheric Cherenkov imaging for gamma-ray astronomy. II. The differential position method*, *Astropart. Phys.* **2** (May, 1994) 151–159. (Cité en page 22.)
- [128] M. P. Kertzman and G. H. Sembroski, *Computer simulation methods for investigating the detection characteristics of TeV air Cherenkov telescopes*, *NIM A* **343** (Apr., 1994) 629–643. (Cité en page 22.)
- [129] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, *CORSIKA : a Monte Carlo code to simulate extensive air showers*. Feb., 1998. (Cité en page 22.)
- [130] S. Hoppe, *Emitters of vhe gamma-radiation as revealed by the H.E.S.S. galactic plane survey*, *PhD Thesis* (2008). (Cité en page 23.)
- [131] F. Piron et al., *Temporal and spectral gamma-ray properties of Mkn 421 above 250 GeV from CAT observations between 1996 and 2000*, *Astron. Astrophys.* **374** (Aug., 2001) 895–906, [[astro-ph/0106196](#)]. (Cité en page 24.)

- [132] D. Wouters and P. Brun, *Unfolding methods for spectral reconstruction with H.E.S.S., H.E.S.S. internal note* (2012). (Cité en pages 25, 31, 34, 35, 37 et 38.)
- [133] **MAGIC Collaboration**, J. Albert et al., *Unfolding of differential energy spectra in the MAGIC experiment*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A583** (2007) 494–506, [[arXiv :0707.2453](#)]. (Cité en pages 27 et 32.)
- [134] A. Tikhonov and V. Arsenin, *Methods of Solution of Ill-posed Problems*. Nauka, 1979. (Cité en page 29.)
- [135] W. Richardson, *Bayesian-based iterative method of image restoration*, *JOSA* **62** (1972) 55–59. (Cité en page 29.)
- [136] L. Lucy, *An iterative technique for the rectification of observed distributions*, *Astronomical Journal* **79** (1974) 745–754. (Cité en page 29.)
- [137] L. Shepp and Y. Vardi, *Maximum likelihood reconstruction for emission tomography*, *IEEE Transactions on Medical Imaging* (1982). (Cité en page 30.)
- [138] T.-P. Li and Y.-Q. Ma, *Analysis methods for results in gamma-ray astronomy*, *Astrophys. J.* **272** (Sept., 1983) 317–324. (Cité en pages 32, 58 et 144.)
- [139] **HESS Collaboration**, F. Aharonian et al., *Observations of Mkn 421 in 2004 with H.E.S.S. at large zenith angles*, *Astron. & Astrophys.* **437** (2005) 95–99. (Cité en pages 34, 35 et 76.)
- [140] **HESS Collaboration**, F. Aharonian et al., *An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304*, *Astrophys. J. Lett.* **664** (Aug., 2007) L71–L74, [[astro-ph](#)]. (Cité en pages 35, 99 et 101.)
- [141] **HESS Collaboration**, F. Aharonian et al., *H.E.S.S. observations of PKS 2155-304*, *Astron. & Astrophys.* **430** (2005) 865–875. (Cité en pages 35, 76, 99 et 101.)
- [142] **HESS Collaboration**, F. Aharonian et al., *Multi-wavelength observations of PKS 2155-304 with H.E.S.S.*, *Astron. & Astrophys.* **442** (2005) 895–907. (Cité en pages 35 et 101.)
- [143] **HESS Collaboration**, F. Aharonian et al., *Simultaneous multi wavelength observations of the second exceptional γ -ray flare of pks 2155-304 in july 2006*, *Astron. & Astrophys.* **502** (2009) 749–770. (Cité en pages 35 et 101.)
- [144] L. Rolland, *Etalonnage des cameras de l’experience d’astronomie gamma H.E.S.S. et observations du Centre Galactique au-dela de 100 GeV*. PhD Thesis, 2005. (Cité en pages 38 et 39.)
- [145] **HESS Collaboration**, F. Aharonian et al., *Discovery of Very High Energy γ -Ray Emission from Centaurus a with H.E.S.S.*, *Astrophys.J.Lett.* **695** (Apr., 2009) L40–L44, [[arXiv :0903.1582](#)]. (Cité en pages 42 et 159.)
- [146] **HESS Collaboration**, F. Aharonian et al., *Fast Variability of Tera-Electron Volt γ Rays from the Radio Galaxy M87*, *Science* **314** (Dec., 2006) 1424–1427, [[astro-ph](#)]. (Cité en pages 42 et 159.)

- [147] G. R. Blumenthal and R. J. Gould, *Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases*, *Reviews of Modern Physics* **42** (1970) 237–271. (Cité en pages 42 et 46.)
- [148] R. P. Feynman, *Quantum Electrodynamics*. Frontier in Physics, 1961. (Cité en page 43.)
- [149] O. Klein and Y. Nishina, *Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac*, *Z.Phys.* **52** (1929) 853. (Cité en page 43.)
- [150] C. von Weizsacker, *Ausstrahlung bei Stoessen sehr schneller Elektronen*, *Z.Phys.* **88** (1934) 612–625. (Cité en page 44.)
- [151] E. Williams, *Correlation of Certain Collision Problems with Radiation Theory*, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat.-fys.* **13** (1935). (Cité en page 44.)
- [152] R. Lieu, J. J. Quenby, and W. I. Axford, *Synchrotron radiation treated by the Weizsaecker-Williams method of virtual quanta*, *Astron. Astrophys.* **208** (Jan., 1989) 351–356. (Cité en page 44.)
- [153] R. Lieu and I. W. Axford, *Synchrotron Radiation - An Inverse Compton Effect*, *International Cosmic Ray Conference* **4** (1990) 475. (Cité en page 44.)
- [154] R. Lieu and W. I. Axford, *Synchrotron Radiation : an Inverse Compton Effect*, *Astrophys. J.* **416** (Oct., 1993) 700. (Cité en page 44.)
- [155] R. Coisson, *Angular-spectral distribution and polarization of synchrotron radiation from a 'short' magnet*, *Phys.Rev.* **A20** (1979) 524–528. (Cité en page 45.)
- [156] G. B. Rybicki and A. P. Lightman, *Radiative processes in astrophysics*. 1979. (Cité en pages 45 et 48.)
- [157] F. C. Jones, *Calculated Spectrum of Inverse-Compton-Scattered Photons*, *Phys. Rev.* **167** (Mar., 1968) 1159–1169. (Cité en page 45.)
- [158] M. Sikora, G. Madejski, R. Moderski, and J. Poutanen, *Learning about Active Galactic Nucleus Jets from Spectral Properties of Blazars*, *Astrophys. J.* **484** (July, 1997) 108. (Cité en page 46.)
- [159] G. Vila and F. Aharonian, *Compact Objects and their Emission*. Asociación Argentina de Astronomía Book series, 2009. (Cité en page 46.)
- [160] J. Beringer and others (Particle Data Group), *The Review of Particle Physics*, *Phys.Rev.D* **86** (2012) 010001. (Cité en page 46.)
- [161] K. Mannheim and P. L. Biermann, *Gamma-ray flaring of 3C 279 - A proton-initiated cascade in the jet ?*, *Astron. Astrophys.* **253** (Jan., 1992) L21–L24. (Cité en page 46.)
- [162] M. Böttcher, A. Reimer, and A. P. Marscher, *Implications of the very High Energy Gamma-Ray Detection of the Quasar 3C279*, *Astrophys. J.* **703** (Sept., 2009) 1168–1175. (Cité en page 46.)

- [163] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*. Oxford Press, London, 1960. (Cité en page 47.)
- [164] K. Katarzyński, H. Sol, and A. Kus, *The multifrequency emission of Mrk 501. From radio to TeV gamma-rays*, *Astron. Astrophys.* **367** (Mar., 2001) 809–825. (Cité en pages 48 et 49.)
- [165] A. P. Marscher, *Relativistic Jets in Active Galactic Nuclei*, in *Relativistic Jets : The Common Physics of AGN, Microquasars, and Gamma-Ray Bursts* (P. A. Hughes and J. N. Bregman, eds.), vol. 856 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 1–22, Sept., 2006. (Cité en page 48.)
- [166] B. G. Piner, D. Bhattarai, P. G. Edwards, and D. L. Jones, *The Fastest Relativistic Jets : VLBA Observations of Blazars with Apparent Speeds Exceeding 25c*, *Astrophys. J.* **640** (Mar., 2006) 196–203, [[astro-ph/0511664](#)]. (Cité en page 48.)
- [167] T. Savolainen, K. Wiik, E. Valtaoja, and M. Tornikoski, *Magnetic Field Structure in the Parsec Scale Jet of 3C 273 from Multifrequency VLBA Observations*, in *Extragalactic Jets : Theory and Observation from Radio to Gamma Ray* (T. A. Rector and D. S. De Young, eds.), vol. 386 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 451, June, 2008. [arXiv :0708.0144](#). (Cité en pages 48 et 153.)
- [168] S. P. O’Sullivan and D. C. Gabuzda, *Magnetic field strength and spectral distribution of six parsec-scale active galactic nuclei jets*, *MNRAS* **400** (Nov., 2009) 26–42, [[arXiv :0907.5211](#)]. (Cité en pages 48 et 153.)
- [169] R. J. Gould, *Compton and synchrotron processes in spherically-symmetric non-thermal sources*, *Astron. Astrophys.* **76** (July, 1979) 306–311. (Cité en page 48.)
- [170] S. D. Bloom and A. P. Marscher, *An Analysis of the Synchrotron Self-Compton Model for the Multi-Wave Band Spectra of Blazars*, *Astrophys. J.* **461** (Apr., 1996) 657. (Cité en page 48.)
- [171] S. Inoue and F. Takahara, *Electron Acceleration and Gamma-Ray Emission from Blazars*, *Astrophys. J.* **463** (June, 1996) 555. (Cité en page 49.)
- [172] J. Kataoka et al., *High-Energy Emission from the TEV Blazar Markarian 501 during Multiwavelength Observations in 1996*, *Astrophys. J.* **514** (Mar., 1999) 138–147, [[astro-ph/9811014](#)]. (Cité en page 49.)
- [173] P. S. Coppi and R. D. Blandford, *Reaction rates and energy distributions for elementary processes in relativistic pair plasmas*, *MNRAS* **245** (Aug., 1990) 453–507. (Cité en page 49.)
- [174] K. Greisen, *End to the cosmic ray spectrum ?*, *Phys.Rev.Lett.* **16** (1966) 748–750. (Cité en page 51.)
- [175] G. Zatsepin and V. Kuzmin, *Upper limit of the spectrum of cosmic rays*, *JETP Lett.* **4** (1966) 78–80. (Cité en page 51.)

- [176] E. Dwek and F. Krennrich, *The extragalactic background light and the gamma-ray opacity of the universe*, *Astropart. Phys.* **43** (Mar., 2013) 112–133, [[arXiv :1209.4661](#)]. (Cité en page 51.)
- [177] A. A. Penzias and R. W. Wilson, *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s.*, *Astrophys. J.* **142** (July, 1965) 419–421. (Cité en page 51.)
- [178] F. W. Stecker, O. C. de Jager, and M. H. Salamon, *TeV gamma rays from 3C 279 - A possible probe of origin and intergalactic infrared radiation fields*, *Astrophys. J. Lett.* **390** (May, 1992) L49–L52. (Cité en page 51.)
- [179] M. G. Hauser and E. Dwek, *The Cosmic Infrared Background : Measurements and Implications*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **39** (2001) 249–307, [[astro-ph/0105539](#)]. (Cité en page 51.)
- [180] A. Kashlinsky, *Cosmic Infrared Background from Population III Stars and Its Effect on Spectra of High-z Gamma-Ray Bursts*, *Astrophys. J. Lett.* **633** (Nov., 2005) L5–L8, [[astro-ph/0508089](#)]. (Cité en page 51.)
- [181] M. G. Hauser et al., *The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. I. Limits and Detections*, *Astrophys. J.* **508** (Nov., 1998) 25–43, [[astro-ph/9806167](#)]. (Cité en page 51.)
- [182] J. R. Primack, J. S. Bullock, R. S. Somerville, and D. MacMinn, *Probing galaxy formation with TeV gamma ray absorption*, *Astropart. Phys.* **11** (June, 1999) 93–102, [[astro-ph/9812399](#)]. (Cité en page 52.)
- [183] R. S. Somerville, R. C. Gilmore, J. R. Primack, and A. Domínguez, *Galaxy properties from the ultraviolet to the far-infrared : Λ cold dark matter models confront observations*, *MNRAS* **423** (July, 2012) 1992–2015, [[arXiv :1104.0669](#)]. (Cité en page 52.)
- [184] R. C. Gilmore, R. S. Somerville, J. R. Primack, and A. Domínguez, *Semi-analytic modelling of the extragalactic background light and consequences for extragalactic gamma-ray spectra*, *MNRAS* **422** (June, 2012) 3189–3207, [[arXiv :1104.0671](#)]. (Cité en page 52.)
- [185] T. M. Kneiske and H. Dole, *A lower-limit flux for the extragalactic background light*, *Astron. Astrophys.* **515** (June, 2010) A19, [[arXiv :1001.2132](#)]. (Cité en pages 52, 53, 54, 55, 75, 76, 85 et 153.)
- [186] A. De Lavallaz and M. Fairbairn, *Voids as Alternatives to Dark Energy and the Propagation of Gamma Rays through the Universe*, *Phys.Rev.Lett.* **108** (2012) 171301, [[arXiv :1111.4577](#)]. (Cité en page 53.)
- [187] M. A. Malkan and F. W. Stecker, *An Empirically Based Calculation of the Extragalactic Infrared Background*, *Astrophys. J.* **496** (Mar., 1998) 13, [[astro-ph/9710072](#)]. (Cité en page 53.)
- [188] F. W. Stecker, M. A. Malkan, and S. T. Scully, *Intergalactic Photon Spectra from the Far-IR to the UV Lyman Limit for $0 < z < 6$ and the Optical*

- Depth of the Universe to High-Energy Gamma Rays*, *Astrophys. J.* **648** (Sept., 2006) 774–783, [[astro-ph/0510449](#)]. (Cité en page 53.)
- [189] A. Franceschini, G. Rodighiero, and M. Vaccari, *Extragalactic optical-infrared background radiation, its time evolution and the cosmic photon-photon opacity*, *Astron. Astrophys.* **487** (Sept., 2008) 837–852, [[arXiv :0805.1841](#)]. (Cité en pages 53, 54, 55, 71, 72, 74, 75, 76 et 148.)
- [190] T. M. Kneiske, K. Mannheim, and D. H. Hartmann, *Implications of cosmological gamma-ray absorption. I. Evolution of the metagalactic radiation field*, *Astron. Astrophys.* **386** (Apr., 2002) 1–11, [[astro-ph/0202104](#)]. (Cité en page 53.)
- [191] M. A. Fardal, N. Katz, D. H. Weinberg, and R. Davé, *On the evolutionary history of stars and their fossil mass and light*, *MNRAS* **379** (Aug., 2007) 985–1002, [[astro-ph/0604534](#)]. (Cité en page 53.)
- [192] J. D. Finke, S. Razzaque, and C. D. Dermer, *Modeling the Extragalactic Background Light from Stars and Dust*, *Astrophys. J.* **712** (Mar., 2010) 238–249, [[arXiv :0905.1115](#)]. (Cité en page 53.)
- [193] J. D. Younger and P. F. Hopkins, *A physical model for the origin of the diffuse cosmic infrared background and the opacity of the Universe to very high energy γ -rays*, *MNRAS* **410** (Feb., 2011) 2180–2192, [[arXiv :1003.4733](#)]. (Cité en page 53.)
- [194] M. Georganopoulos, J. D. Finke, and L. C. Reyes, *A Method for Setting Upper Limits to the Extragalactic Background Light with Fermi-lat and TeV Observations of Blazars*, *Astrophys. J. Lett.* **714** (May, 2010) L157–L161, [[arXiv :1004.0017](#)]. (Cité en pages 55 et 75.)
- [195] M. R. Orr, F. Krennrich, and E. Dwek, *Strong New Constraints on the Extragalactic Background Light in the Near- to Mid-infrared*, *Astrophys. J. Lett.* **733** (June, 2011) 77, [[arXiv :1101.3498](#)]. (Cité en pages 55 et 75.)
- [196] M. Meyer, M. Raue, D. Mazin, and D. Horns, *Limits on the extragalactic background light in the Fermi era*, *Astron. Astrophys.* **542** (June, 2012) A59, [[arXiv :1202.2867](#)]. (Cité en pages 55 et 75.)
- [197] M. A. Malkov and L. O’C Drury, *Nonlinear theory of diffusive acceleration of particles by shock waves*, *Reports on Progress in Physics* **64** (Apr., 2001) 429–481. (Cité en page 55.)
- [198] F. W. Stecker and S. T. Scully, *A Simple Analytic Treatment of the Intergalactic Absorption Effect in Blazar Gamma-Ray Spectra*, *Astrophys. J. Lett.* **652** (Nov., 2006) L9–L11, [[astro-ph/0608110](#)]. (Cité en page 55.)
- [199] F. W. Stecker and S. T. Scully, *Derivation of a Relation for the Steepening of TeV-Selected Blazar γ -ray Spectra with Energy and Redshift*, *Astrophys. J. Lett.* **709** (Feb., 2010) L124–L126, [[arXiv :0911.3659](#)]. (Cité en page 55.)
- [200] D. A. Sanchez, S. Fegan, and B. Giebels, *Evidence for a cosmological effect in γ -ray spectra of BL Lacertae*, *Astron. Astrophys.* **554** (June, 2013) A75, [[arXiv :1303.5923](#)]. (Cité en pages 55, 155 et 165.)

- [201] **HEGRA Collaboration**, F. A. Aharonian et al., *The time averaged TeV energy spectrum of MKN 501 of the extraordinary 1997 outburst as measured with the stereoscopic Cherenkov telescope system of HEGRA*, *Astron. Astrophys.* **349** (Sept., 1999) 11–28, [[astro-ph/9903386](#)]. (Cité en page 55.)
- [202] **HEGRA Collaboration**, F. Aharonian et al., *Observations of H1426+428 with HEGRA. Observations in 2002 and reanalysis of 1999 and 2000 data*, *Astron. Astrophys.* **403** (May, 2003) 523–528, [[astro-ph/0301437](#)]. (Cité en page 55.)
- [203] F. W. Stecker, M. G. Baring, and E. J. Summerlin, *Blazar γ -Rays, Shock Acceleration, and the Extragalactic Background Light*, *Astrophys. J. Lett.* **667** (Sept., 2007) L29–L32, [[arXiv :0707.4676](#)]. (Cité en page 56.)
- [204] F. A. Aharonian, D. Khangulyan, and L. Costamante, *Formation of hard very high energy gamma-ray spectra of blazars due to internal photon-photon absorption*, *MNRAS* **387** (July, 2008) 1206–1214, [[arXiv :0801.3198](#)]. (Cité en page 56.)
- [205] W. Essey, O. E. Kalashev, A. Kusenko, and J. F. Beacom, *Secondary Photons and Neutrinos from Cosmic Rays Produced by Distant Blazars*, *Phys. Rev. Lett.* **104** (Apr., 2010) 141102, [[arXiv :0912.3976](#)]. (Cité en page 56.)
- [206] U. Jacob and T. Piran, *Inspecting absorption in the spectra of extra-galactic gamma-ray sources for insight into Lorentz invariance violation*, *Phys. Rev. D* **78** (Dec., 2008) 124010, [[arXiv :0810.1318](#)]. (Cité en page 56.)
- [207] **VERITAS Collaboration**, V. A. Acciari et al., *Discovery of Very High Energy Gamma Rays from PKS 1424+240 and Multiwavelength Constraints on Its Redshift*, *Astrophys. J. Lett.* **708** (Jan., 2010) L100–L106. (Cité en page 56.)
- [208] Y. Becherini, C. Boisson, M. Cerruti, and H.E.S.S.Collaboration, *Discovery of VHE γ -ray emission from the very distant BL Lac KUV 00311-1938 by H.E.S.S.*, in *American Institute of Physics Conference Series* (F. A. Aharonian, W. Hofmann, and F. M. Rieger, eds.), vol. 1505 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 490–493, Dec., 2012. (Cité en page 56.)
- [209] C. D. Impey and S. Tapia, *New blazars discovered by polarimetry*, *Astrophys. J.* **333** (Oct., 1988) 666–672. (Cité en page 57.)
- [210] S. Pita et al., *High energy blazars spectroscopy with X-shooter on the VLT*, in *American Institute of Physics Conference Series* (F. A. Aharonian, W. Hofmann, and F. M. Rieger, eds.), vol. 1505 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 566–569, Dec., 2012. [[arXiv :1208.1785](#)]. (Cité en page 57.)
- [211] A. A. Abdo et al., *The Spectral Energy Distribution of Fermi Bright Blazars*, *Astrophys. J.* **716** (June, 2010) 30–70, [[arXiv :0912.2040](#)]. (Cité en pages 57 et 73.)

- [212] P. Padovani and P. Giommi, *The connection between x-ray- and radio-selected BL Lacertae objects*, *Astrophys. J.* **444** (May, 1995) 567–581, [[astro-ph/9412073](#)]. (Cité en page 57.)
- [213] P. Padovani and P. Giommi, *The ROSAT X-ray spectra of BL Lacertae objects*, *MNRAS* **279** (Mar., 1996) 526–534, [[astro-ph/9601089](#)]. (Cité en page 57.)
- [214] S. A. Laurent-Muehleisen et al., *Radio-loud Active Galaxies in the Northern ROSAT All-Sky Survey. III. New Spectroscopic Identifications from the RASS-Green Bank BL Lacertae Survey*, *Astrophys. J. Supp.* **118** (Sept., 1998) 127–175, [[astro-ph/9711268](#)]. (Cité en page 57.)
- [215] **H.E.S.S. Collaboration** , A. Abramowski et al., *Discovery of very high energy gamma ray emission from the BL Lacertae object PKS 0301-243 with H.E.S.S.*, *Astron. Astrophys.* **559** (Nov., 2013) A136, [[arXiv :1309.6174](#)]. (Cité en pages 57, 59, 60, 66, 69, 71, 75 et 159.)
- [216] R. M. Cutri et al., *2MASS All-Sky Catalog of Point Sources (Cutri+ 2003)*, *VizieR Online Data Catalog* **2246** (Mar., 2003) 0. (Cité en page 58.)
- [217] G. J. Feldman and R. D. Cousins, *Unified approach to the classical statistical analysis of small signals*, *Phys.Rev.D* **57** (Apr., 1998) 3873–3889, [[physics/9711021](#)]. (Cité en page 60.)
- [218] **Fermi/LAT Collaboration** , W. B. Atwood et al., *The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission*, *Astrophys. J.* **697** (June, 2009) 1071–1102, [[arXiv :0902.1089](#)]. (Cité en page 60.)
- [219] A. Cannon, *Fermi LAT detection of increasing gamma-ray activity of blazars PKS 0537-441 and PKS 0301-243*, *The Astronomer’s Telegram* **2591** (Apr., 2010) 1. (Cité en page 61.)
- [220] A. Neronov, D. Semikoz, and I. Vovk, *Discovery of VHE gamma-ray emission from PKS 0301-243 with Fermi*, *The Astronomer’s Telegram* **2610** (May, 2010) 1. (Cité en page 61.)
- [221] A. Neronov, D. Semikoz, and I. Vovk, *High Galactic latitude Fermi sources of γ -rays with energies above 100 GeV*, *Astron. Astrophys.* **529** (May, 2011) A59, [[arXiv :1004.3767](#)]. (Cité en page 61.)
- [222] **Fermi/LAT Collaboration** , A. A. Abdo et al., *Fermi/Large Area Telescope Bright Gamma-Ray Source List*, *Astrophys. J. Supp.* **183** (July, 2009) 46–66, [[arXiv :0902.1340](#)]. (Cité en page 61.)
- [223] **Fermi/LAT Collaboration** , A. A. Abdo and others., *Fermi Large Area Telescope First Source Catalog*, *Astrophys. J. Supp.* **188** (June, 2010) 405–436, [[arXiv :1002.2280](#)]. (Cité en page 61.)
- [224] **Fermi/LAT Collaboration** , P. L. Nolan et al., *Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog*, *Astrophys. J.* **199** (Apr., 2012) 31, [[arXiv :1108.1435](#)]. (Cité en pages 61, 143, 148 et 159.)

- [225] J. R. Mattox et al., *The Likelihood Analysis of EGRET Data*, *Astrophys. J.* **461** (Apr., 1996) 396. (Cité en page 61.)
- [226] N. Gehrels et al., *The Swift Gamma-Ray Burst Mission*, *Astrophys. J.* **611** (Aug., 2004) 1005–1020. (Cité en page 62.)
- [227] P. M. W. Kalberla et al., *The Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI. Final data release of the combined LDS and IAR surveys with improved stray-radiation corrections*, *Astron. Astrophys.* **440** (Sept., 2005) 775–782, [[astro-ph/0504140](#)]. (Cité en pages 63 et 65.)
- [228] P. W. A. Roming et al., *The Swift Ultra-Violet/Optical Telescope*, *Space Sci. Rev.* **120** (Oct., 2005) 95–142, [[astro-ph/0507413](#)]. (Cité en page 64.)
- [229] T. S. Poole et al., *Photometric calibration of the Swift ultraviolet/optical telescope*, *MNRAS* **383** (Jan., 2008) 627–645, [[arXiv :0708.2259](#)]. (Cité en page 64.)
- [230] M. Hauser et al., *ATOM - an Automatic Telescope for Optical Monitoring*, *Astronomische Nachrichten* **325** (Oct., 2004) 659–659. (Cité en page 65.)
- [231] S. Vaughan, R. Edelson, R. S. Warwick, and P. Uttley, *On characterizing the variability properties of X-ray light curves from active galaxies*, *MNRAS* **345** (Nov., 2003) 1271–1284, [[astro-ph/0307420](#)]. (Cité en pages 67 et 105.)
- [232] R. Edelson, *A survey of ultraviolet variability in blazars*, *Astrophys. J.* **401** (Dec., 1992) 516–528. (Cité en page 67.)
- [233] Y. H. Zhang et al., *Rapid X-Ray Variability of the BL Lacertae Object PKS 2155-304*, *Astrophys. J.* **527** (Dec., 1999) 719–732, [[astro-ph/9907325](#)]. (Cité en page 67.)
- [234] G. Fossati et al., *X-Ray Emission of Markarian 421 : New Clues from Its Spectral Evolution. I. Temporal Analysis*, *Astrophys. J.* **541** (Sept., 2000) 153–165, [[astro-ph/0005066](#)]. (Cité en page 68.)
- [235] **HESS Collaboration**, F. Aharonian et al., *Simultaneous observations of PKS 2155-304 with H.E.S.S., Fermi, RXTE and ATOM : Spectral energy distributions and variability in a low-state*, *Astrophys. J.* **696** (2009) L150–L155. (Cité en pages 70, 74 et 101.)
- [236] P. S. Chen, H. W. Fu, and Y. F. Gao, *2MASS observation of BL Lac objects*, *New Astron.* **11** (Oct., 2005) 27–42. (Cité en page 70.)
- [237] D. A. Allen, M. J. Ward, and A. R. Hyland, *The near-infrared continua of BL Lacertae objects*, *MNRAS* **199** (June, 1982) 969–978. (Cité en page 70.)
- [238] A. E. Wright, J. G. Ables, and D. A. Allen, *A study of a representative sample of flat-spectrum radio sources*, *MNRAS* **205** (Nov., 1983) 793–807. (Cité en page 70.)
- [239] A. S. Cohen et al., *The VLA Low-Frequency Sky Survey*, *Astron. J.* **134** (Sept., 2007) 1245–1262, [[arXiv :0706.1191](#)]. (Cité en page 70.)

- [240] J. N. Douglas, F. N. Bash, F. A. Bozayan, G. W. Torrence, and C. Wolfe, *The Texas Survey of Radio Sources Covering -35.5 degrees $<$ declination $<$ 71.5 degrees at 365 MHz*, *Astron. J.* **111** (May, 1996) 1945. (Cité en page 70.)
- [241] M. R. Griffith, A. E. Wright, B. F. Burke, and R. D. Ekers, *The Parkes-MIT-NRAO (PMN) surveys. 3 : Source catalog for the tropical survey (-29 deg less than delta less than -9 deg .5)*, *Astrophys. J.* **90** (Jan., 1994) 179–295. (Cité en page 70.)
- [242] T. Murphy et al., *The Australia Telescope 20 GHz Survey : the source catalogue*, *MNRAS* **402** (Mar., 2010) 2403–2423, [[arXiv :0911.0002](#)]. (Cité en page 70.)
- [243] A. Wright and R. Otrupcek, *Parkes Catalog, 1990, Australia telescope national facility.*, in *PKS Catalog (1990)*, p. 0, 1990. (Cité en page 70.)
- [244] F. Mannucci et al., *Near-infrared template spectra of normal galaxies : k-corrections, galaxy models and stellar populations*, *MNRAS* **326** (Sept., 2001) 745–758, [[astro-ph/0104427](#)]. (Cité en page 70.)
- [245] R. Falomo and M.-H. Ulrich, *Optical imaging and spectroscopy of BL Lac objects*, *Astron. Astrophys.* **357** (May, 2000) 91–100, [[astro-ph/0004040](#)]. (Cité en page 70.)
- [246] G. Fossati, A. Celotti, M. Chiaberge, Y. H. Zhang, L. Chiappetti, G. Ghisellini, L. Maraschi, F. Tavecchio, E. Pian, and A. Treves, *X-Ray Emission of Markarian 421 : New Clues from Its Spectral Evolution. II. Spectral Analysis and Physical Constraints*, *Astrophys. J.* **541** (Sept., 2000) 166–179, [[astro-ph/0005067](#)]. (Cité en page 72.)
- [247] C. Tanihata, J. Kataoka, T. Takahashi, and G. M. Madejski, *Evolution of the Synchrotron Spectrum in Markarian 421 during the 1998 Campaign*, *Astrophys. J.* **601** (Feb., 2004) 759–770, [[astro-ph/0310592](#)]. (Cité en page 72.)
- [248] K. Katarzyński, G. Ghisellini, A. Mastichiadis, F. Tavecchio, and L. Maraschi, *Stochastic particle acceleration and synchrotron self-Compton radiation in TeV blazars*, *Astron. Astrophys.* **453** (July, 2006) 47–56, [[astro-ph/0603362](#)]. (Cité en page 72.)
- [249] G. Ghisellini, L. Maraschi, and L. Dondi, *Diagnostics of Inverse-Compton models for the γ -ray emission of 3C 279 and MKN 421.*, *Astron. Astrophys. Supp.* **120** (Dec., 1996) C503. (Cité en page 72.)
- [250] F. Tavecchio, L. Maraschi, and G. Ghisellini, *Constraints on the Physical Parameters of TeV Blazars*, *Astrophys. J.* **509** (Dec., 1998) 608–619, [[astro-ph/9809051](#)]. (Cité en pages 72 et 74.)
- [251] J. D. Finke, C. D. Dermer, and M. Böttcher, *Synchrotron Self-Compton Analysis of TeV X-Ray-Selected BL Lacertae Objects*, *Astrophys. J.* **686** (Oct., 2008) 181–194, [[arXiv :0802.1529](#)]. (Cité en page 73.)

- [252] F. Tavecchio, G. Ghisellini, G. Ghirlanda, L. Foschini, and L. Maraschi, *TeV BL Lac objects at the dawn of the Fermi era*, *MNRAS* **401** (Jan., 2010) 1570–1586, [[arXiv :0909.0651](#)]. (Cité en page 73.)
- [253] E. J. Summerlin and M. G. Baring, *Diffusive Acceleration of Particles at Oblique, Relativistic, Magnetohydrodynamic Shocks*, *Astrophys. J.* **745** (Jan., 2012) 63, [[arXiv :1110.5968](#)]. (Cité en page 74.)
- [254] **MAGIC Collaboration**, J. Albert et al., *Discovery of Very High Energy γ -Rays from 1ES 1011+496 at $z = 0.212$* , *Astrophys. J. Lett.* **667** (Sept., 2007) L21–L24, [[arXiv :0706.4435](#)]. (Cité en pages 74 et 159.)
- [255] **H.E.S.S. Collaboration**, F. Aharonian et al., *Discovery of VHE γ -rays from the BL Lacertae object PKS 0548-322*, *Astron. Astrophys.* **521** (Oct., 2010) A69, [[arXiv :1006.5289](#)]. (Cité en page 74.)
- [256] **VERITAS Collaboration**, V. A. Acciari et al., *The Discovery of γ -Ray Emission from the Blazar RGB J0710+591*, *Astrophys. J. Lett.* **715** (May, 2010) L49–L55, [[arXiv :1005.0041](#)]. (Cité en pages 74 et 159.)
- [257] H. Sol, G. Pelletier, and E. Asseo, *Two-flow model for extragalactic radio jets*, *MNRAS* **237** (Mar., 1989) 411–429. (Cité en page 74.)
- [258] V. K. Kapahi et al., *The Molonglo Reference Catalog 1 Jy Radio Source Survey. III. Identification of a Complete Quasar Sample*, *Astrophys. J. Supp.* **118** (Oct., 1998) 327–352. (Cité en page 74.)
- [259] H. Krawczynski et al., *Multiwavelength Observations of Strong Flares from the TeV Blazar 1ES 1959+650*, *Astrophys. J.* **601** (Jan., 2004) 151–164, [[astro-ph/0310158](#)]. (Cité en page 74.)
- [260] A. Domínguez et al., *Extragalactic background light inferred from AEGIS galaxy-SED-type fractions*, *MNRAS* **410** (Feb., 2011) 2556–2578, [[arXiv :1007.1459](#)]. (Cité en pages 75 et 76.)
- [261] G. G. Fazio and F. W. Stecker, *Predicted High Energy Break in the Isotropic Gamma Ray Spectrum : a Test of Cosmological Origin*, *Nature* **226** (Apr., 1970) 135–136. (Cité en page 76.)
- [262] **MAGIC Collaboration**, J. Aleksić et al., *MAGIC Observations and multiwavelength properties of the quasar 3C 279 in 2007 and 2009*, *Astron. Astrophys.* **530** (June, 2011) A4, [[arXiv :1101.2522](#)]. (Cité en page 76.)
- [263] D. Wouters and P. Brun, *Irregularity in gamma ray source spectra as a signature of axionlike particles*, *Phys.Rev.* **D86** (2012) 043005, [[arXiv :1205.6428](#)]. (Cité en pages 77, 79, 83, 86, 90, 91 et 92.)
- [264] D. Hooper and P. D. Serpico, *Detecting Axion-Like Particles With Gamma Ray Telescopes*, *Phys.Rev.Lett.* **99** (2007) 231102, [[arXiv :0706.3203](#)]. (Cité en pages 78, 79 et 152.)
- [265] A. De Angelis, O. Mansutti, and M. Roncadelli, *Axion-Like Particles, Cosmic Magnetic Fields and Gamma-Ray Astrophysics*, *Phys.Lett.* **B659** (2008) 847–855, [[arXiv :0707.2695](#)]. (Cité en page 79.)

- [266] F. Aharonian, A. Bykov, E. Parizot, V. Ptuskin, and A. Watson, *Cosmic rays in galactic and extragalactic magnetic fields*, *Space Sci.Rev.* **166** (2012) 97–132, [[arXiv :1105.0131](#)]. (Cité en page 81.)
- [267] J. Giacalone and J. R. Jokipii, *The Transport of Cosmic Rays across a Turbulent Magnetic Field*, *Astrophys. J.* **520** (July, 1999) 204–214. (Cité en page 81.)
- [268] Y. Grossman, S. Roy, and J. Zupan, *Effects of initial axion production and photon axion oscillation on type Ia supernova dimming*, *Phys.Lett.* **B543** (2002) 23–28, [[hep-ph/0204216](#)]. (Cité en page 83.)
- [269] C. Csaki, N. Kaloper, M. Peloso, and J. Terning, *Super GZK photons from photon axion mixing*, *JCAP* **0305** (2003) 005, [[hep-ph/0302030](#)]. (Cité en page 85.)
- [270] **HEGRA Collaboration** , F. Aharonian, *The time averaged TeV energy spectrum of mkn 501 of the extraordinary 1997 outburst as measured with the stereoscopic Cherenkov telescope system of hegra*, *Astron.Astrophys.* **349** (1999) 11–28, [[astro-ph/9903386](#)]. (Cité en page 86.)
- [271] R. Protheroe and H. Meyer, *An Infrared background TeV gamma-ray crisis ?*, *Phys.Lett.* **B493** (2000) 1–6, [[astro-ph/0005349](#)]. (Cité en pages 86 et 87.)
- [272] M. Malkan and F. Stecker, *An Empirically based calculation of the extragalactic infrared background*, *Astrophys.J.* **496** (1998) 13–16, [[astro-ph/9710072](#)]. (Cité en pages 86 et 87.)
- [273] U. Jacob and T. Piran, *Inspecting absorption in the spectra of extra-galactic gamma-ray sources for insight on Lorentz invariance violation*, *Phys.Rev.* **D78** (2008) 124010, [[arXiv :0810.1318](#)]. (Cité en page 87.)
- [274] R. Durrer, P. Ferreira, and T. Kahniashvili, *Tensor microwave anisotropies from a stochastic magnetic field*, *Phys.Rev.* **D61** (2000) 043001, [[astro-ph/9911040](#)]. (Cité en page 88.)
- [275] D. Wouters and P. Brun, *Anisotropy test of the axion-like particle Universe opacity effect : a case for the Cherenkov Telescope Array*, *JCAP* **1401** (2014) 016, [[arXiv :1309.6752](#)]. (Cité en pages 88, 89, 141, 154, 156, 158, 160, 162, 163, 164, 166 et 168.)
- [276] R. Jansson and G. R. Farrar, *A New Model of the Galactic Magnetic Field*, *Astrophys.J.* **757** (2012) 14, [[arXiv :1204.3662](#)]. (Cité en pages 89, 155, 158, 160, 162, 163, 164, 165, 166 et 168.)
- [277] **HESS Collaboration** , A. Abramowski et al., *Constraints on axionlike particles with H.E.S.S. from the irregularity of the PKS 2155-304 energy spectrum*, [arXiv :1311.3148](#). (Cité en pages 90, 95, 104, 107, 110, 111, 113 et 114.)
- [278] D. Ryu, D. R. Schleicher, R. A. Treumann, C. G. Tsagas, and L. M. Widrow, *Magnetic fields in the Large-Scale Structure of the Universe*, *Space Sci.Rev.* **166** (2012) 1–35, [[astro-ph](#)]. (Cité en pages 96 et 97.)

- [279] B. J. Burn, *On the depolarization of discrete radio sources by Faraday dispersion*, *MNRAS* **133** (1966) 67. (Cité en page 96.)
- [280] C. Vogt and T. A. Enßlin, *Measuring the cluster magnetic field power spectra from Faraday rotation maps of Abell 400, Abell 2634 and Hydra A*, *Astron. Astrophys.* **412** (Dec., 2003) 373–385, [[astro-ph/0309441](#)]. (Cité en pages 96, 118 et 147.)
- [281] G. B. Taylor, S. W. Allen, and A. C. Fabian, *Mapping Cluster Magnetic Fields Using Faraday Rotation*, in *Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters* (H. Boehringer, L. Feretti, and P. Schuecker, eds.), p. 77, 1999. (Cité en page 96.)
- [282] G. B. Taylor and R. A. Perley, *Magnetic Fields in the Hydra A Cluster*, *Astrophys. J.* **416** (Oct., 1993) 554. (Cité en pages 96, 97 et 118.)
- [283] J. J. Mohr, B. Mathiesen, and A. E. Evrard, *Properties of the Intracluster Medium in an Ensemble of Nearby Galaxy Clusters*, *Astrophys. J.* **517** (June, 1999) 627–649, [[astro-ph/9901281](#)]. (Cité en pages 96, 115, 117 et 147.)
- [284] F. Govoni, G. B. Taylor, D. Dallacasa, L. Feretti, and G. Giovannini, *Radio galaxies and magnetic fields in A514*, *Astron. Astrophys* **379** (Dec., 2001) 807–822, [[astro-ph/0110178](#)]. (Cité en pages 96 et 147.)
- [285] C. L. Carilli and G. B. Taylor, *Cluster Magnetic Fields*, *Annu.Rev.Astron.Astrophys.* **40** (2002) 319–348, [[astro-ph](#)]. (Cité en pages 96 et 116.)
- [286] R. A. Laing, A. H. Bridle, P. Parma, and M. Murgia, *Structures of the magnetoionic media around the Fanaroff-Riley Class I radio galaxies 3C31 and Hydra A*, *MNRAS* **391** (Dec., 2008) 521–549, [[arXiv :0809.2411](#)]. (Cité en pages 96, 118 et 147.)
- [287] A. Bonafede, L. Feretti, M. Murgia, F. Govoni, G. Giovannini, D. Dallacasa, K. Dolag, and G. B. Taylor, *The Coma cluster magnetic field from Faraday rotation measures*, *Astron. Astrophys.* **513** (Apr., 2010) A30, [[astro-ph](#)]. (Cité en pages 96 et 147.)
- [288] P. Kuchar and T. A. Enßlin, *Magnetic power spectra from Faraday rotation maps. REALMAF and its use on Hydra A*, *Astron. Astrophys* **529** (May, 2011) A13. (Cité en pages 96, 117, 118 et 147.)
- [289] T. Akahori and D. Ryu, *Faraday Rotation Measure Due to the Intergalactic Magnetic Field*, *Astrophys. J.* **723** (Nov., 2010) 476–481, [[arXiv :1009.0570](#)]. (Cité en page 97.)
- [290] A. Neronov and I. Vovk, *Evidence for Strong Extragalactic Magnetic Fields from Fermi Observations of TeV Blazars*, *Science* **328** (Apr., 2010) 73–, [[arXiv :1006.3504](#)]. (Cité en pages 97 et 98.)
- [291] A. Ruzmaikin, D. Sokolov, and A. Shukurov, *The dynamo origin of magnetic fields in galaxy clusters*, *MNRAS* **241** (Nov., 1989) 1–14. (Cité en page 98.)

- [292] A. A. Schekochihin, S. C. Cowley, R. M. Kulsrud, G. W. Hammett, and P. Sharma, *Plasma Instabilities and Magnetic Field Growth in Clusters of Galaxies*, *Astrophys. J.* **629** (Aug., 2005) 139–142, [[astro-ph/0501362](#)]. (Cité en page 98.)
- [293] A. Neronov and D. Semikoz, *Sensitivity of gamma-ray telescopes for detection of magnetic fields in intergalactic medium*, *Phys.Rev.* **D80** (2009) 123012, [[arXiv :0910.1920](#)]. (Cité en page 98.)
- [294] M. J. Rees, *The origin and cosmogonic implications of seed magnetic fields*, *QJRAS* **28** (Sept., 1987) 197–206. (Cité en page 98.)
- [295] J. Donnert, K. Dolag, H. Lesch, and E. Müller, *Cluster magnetic fields from galactic outflows*, *MNRAS* **392** (Jan., 2009) 1008–1021, [[arXiv :0808.0919](#)]. (Cité en page 98.)
- [296] C. D. Dermer, M. Cavadini, S. Razzaque, J. D. Finke, J. Chiang, and B. Lott, *Time Delay of Cascade Radiation for TeV Blazars and the Measurement of the Intergalactic Magnetic Field*, *Astrophys. J. Lett.* **733** (June, 2011) L21, [[arXiv :1011.6660](#)]. (Cité en page 98.)
- [297] A. M. Taylor, I. Vovk, and A. Neronov, *Extragalactic magnetic fields constraints from simultaneous GeV-TeV observations of blazars*, *Astron. Astrophys.* **529** (May, 2011) A144, [[arXiv :1101.0932](#)]. (Cité en page 98.)
- [298] T. C. Arlen, V. V. Vassiliev, T. Weisgarber, S. P. Wakely, and S. Yusef Shafi, *Intergalactic Magnetic Fields and Gamma Ray Observations of Extreme TeV Blazars*, *ArXiv e-prints* (Oct., 2012) [[arXiv :1210.2802](#)]. (Cité en page 98.)
- [299] A. E. Broderick, P. Chang, and C. Pfrommer, *The Cosmological Impact of Luminous TeV Blazars. I. Implications of Plasma Instabilities for the Intergalactic Magnetic Field and Extragalactic Gamma-Ray Background*, *Astrophys. J.* **752** (June, 2012) 22, [[arXiv :1106.5494](#)]. (Cité en page 98.)
- [300] R. Schlickeiser, D. Ibscher, and M. Supsar, *Plasma Effects on Fast Pair Beams in Cosmic Voids*, *Astrophys. J.* **758** (Oct., 2012) 102. (Cité en page 98.)
- [301] M. Simard-Normandin and P. P. Kronberg, *Rotation measures and the galactic magnetic field*, *Astrophys. J.* **242** (Nov., 1980) 74–94. (Cité en page 99.)
- [302] R. Jansson, G. R. Farrar, A. H. Waelkens, and T. A. Ensslin, *Constraining models of the large scale Galactic magnetic field with WMAP5 polarization data and extragalactic Rotation Measure sources*, *JCAP* **0907** (2009) 021, [[arXiv :0905.2228](#)]. (Cité en page 99.)
- [303] A. H. Minter and S. R. Spangler, *Observation of Turbulent Fluctuations in the Interstellar Plasma Density and Magnetic Field on Spatial Scales of 0.01 to 100 Parsecs*, *Astrophys. J.* **458** (Feb., 1996) 194. (Cité en pages 99 et 155.)
- [304] R. J. Rand and S. R. Kulkarni, *The local Galactic magnetic field*, *Astrophys. J.* **343** (Aug., 1989) 760–772. (Cité en page 99.)

- [305] J.-L. Han, K. Ferriere, and R. Manchester, *The Spatial energy spectrum of magnetic fields in our galaxy*, *Astrophys.J.* **610** (2004) 820–826, [[astro-ph/0404221](#)]. (Cité en page 99.)
- [306] R. Falomo, J. E. Pesce, and A. Treves, *The Environment of the BL Lac object PKS 2155-304*, *Astrophys.J.* **411** (1993) L63. (Cité en page 100.)
- [307] S. A. Laurent-Muehleisen, R. I. Kollgaard, G. A. Moellenbrock, and E. D. Feigelson, *Radio morphology and parent population of X-ray selected BL Lacertae objects*, *Astronom. J.* **106** (Sept., 1993) 875–898. (Cité en page 100.)
- [308] **HESS Collaboration**, A. Abramowski et al., *VHE gamma-ray emission of PKS 2155-304 : spectral and temporal variability*, *Astron. Astrophys.* **520** (Sept., 2010) A83, [[arXiv :1005.3702](#)]. (Cité en page 101.)
- [309] **HESS Collaboration**, A. Abramowski et al., *A multiwavelength view of the flaring state of PKS 2155-304 in 2006*, *Astron. Astrophys.* **539** (Mar., 2012) A149, [[arXiv :1201.4135](#)]. (Cité en page 102.)
- [310] D. Wouters and P. Brun, *Methods for spectral irregularities identification with H.E.S.S., H.E.S.S.Internal note*. (Cité en page 103.)
- [311] D. Wouters and P. Brun, *Methods for spectral irregularities identification with H.E.S.S., H.E.S.S. internal note* (2013). (Cité en pages 105 et 112.)
- [312] D. Wouters and P. Brun, *Constraints on Axion-like Particles from X-Ray Observations of the Hydra Galaxy Cluster*, *Astrophys. J.* **772** (July, 2013) 44, [[arXiv :1304.0989](#)]. (Cité en pages 115, 123, 124, 126, 127 et 129.)
- [313] P. J. E. Peebles, *Principles of Physical Cosmology*. 1993. (Cité en page 115.)
- [314] T. H. Stix, *Waves in plasmas*. 1992. (Cité en page 115.)
- [315] C. C. Kirkpatrick, M. Gitti, K. W. Cavagnolo, B. R. McNamara, L. P. David, P. E. J. Nulsen, and M. W. Wise, *Direct Evidence for Outflow of Metal-Enriched Gas Along the Radio Jets of Hydra A*, *Astrophys.J.* **707** (Dec., 2009) L69–L72, [[arXiv :0909.2252](#)]. (Cité en pages 116 et 120.)
- [316] R. D. Ekers and S. M. Simkin, *Radio structure and optical kinematics of the cD galaxy Hydra A /3C 218/*, *Astrophys.J.* **265** (Feb., 1983) 85–91. (Cité en page 116.)
- [317] B. L. Fanaroff and J. M. Riley, *The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity*, *MNRAS* **167** (May, 1974) 31P–36P. (Cité en page 116.)
- [318] G. B. Taylor, R. A. Perley, M. Inoue, T. Kato, H. Tabara, and K. Aizu, *VLA observations of the radio galaxy Hydra A (3C 218)*, *Astrophys.J.* **360** (Sept., 1990) 41–54. (Cité en pages 117, 121 et 122.)
- [319] C. Vogt and T. A. Enßlin, *A Bayesian view on Faraday rotation maps Seeing the magnetic power spectra in galaxy clusters*, *Astron. Astrophys.* **434** (Apr., 2005) 67–76, [[astro-ph/0501211](#)]. (Cité en pages 117 et 118.)

- [320] R. A. Laing, *The sidedness of jets and depolarization in powerful extragalactic radio sources*, *Nature* **331** (Jan., 1988) 149–151. (Cité en page 118.)
- [321] S. T. Garrington, J. P. Leahy, R. G. Conway, and R. A. Laing, *A systematic asymmetry in the polarization properties of double radio sources with one jet*, *Nature* **331** (Jan., 1988) 147–149. (Cité en page 118.)
- [322] D. A. Schwartz et al., *Absolute effective area of the Chandra high-resolution mirror assembly (HRMA)*, in *X-Ray Optics, Instruments, and Missions III* (J. E. Truemper and B. Aschenbach, eds.), vol. 4012 of *SPIE Conference Series*, pp. 28–40, July, 2000. (Cité en page 119.)
- [323] M. C. Weisskopf, H. D. Tananbaum, L. P. Van Speybroeck, and S. L. O’Dell, *Chandra X-ray Observatory (CXO) : overview*, in *X-Ray Optics, Instruments, and Missions III* (J. E. Truemper and B. Aschenbach, eds.), vol. 4012 of *SPIE Conference Series*, pp. 2–16, July, 2000. [astro-ph/0004127](#). (Cité en page 119.)
- [324] A. T. Kenter et al., *In-flight performance and calibration of the Chandra high-resolution camera imager (HRC-I)*, in *X-Ray Optics, Instruments, and Missions III* (J. E. Truemper and B. Aschenbach, eds.), vol. 4012 of *SPIE Conference Series*, pp. 467–492, July, 2000. (Cité en page 119.)
- [325] M. W. Bautz, G. Y. Prigozhin, M. J. Pivovarov, S. E. Jones, S. E. Kissel, and G. R. Ricker, *X-ray CCD response functions, front to back*, *Nuc.Inst.Met.Phys.Res. A* **436** (Oct., 1999) 40–52. (Cité en page 119.)
- [326] M. W. Bautz et al., *Absolute calibration of ACIS x-ray CCDs using calculable undispersed synchrotron radiation*, in *X-Ray Optics, Instruments, and Missions III* (J. E. Truemper and B. Aschenbach, eds.), vol. 4012 of *SPIE Conference Series*, pp. 53–67, July, 2000. (Cité en page 120.)
- [327] J. E. Hill et al., *Simulation of the flight experience of the ACIS CCDs on the Chandra X-ray Observatory*, in *X-Ray Optics, Instruments, and Missions III* (J. E. Truemper and B. Aschenbach, eds.), vol. 4012 of *SPIE Conference Series*, pp. 402–413, July, 2000. (Cité en page 120.)
- [328] B. McNamara, M. W. Wise, P. Nulsen, L. David, C. Sarazin, et al., *Chandra x-ray observations of the Hydra A cluster : An Interaction between the radio source and the x-ray-emitting gas*, *Astrophys.J.* **534** (2000) L135, [\[astro-ph/0001402\]](#). (Cité en pages 120 et 123.)
- [329] M. F. Skrutskie et al., *The Two Micron All Sky Survey (2MASS)*, *Astron.J.* **131** (Feb., 2006) 1163–1183. (Cité en page 122.)
- [330] K. A. Arnaud, *XSPEC : The First Ten Years*, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems V* (G. H. Jacoby and J. Barnes, eds.), vol. 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 17, 1996. (Cité en page 122.)
- [331] G. B. Taylor, *The Symmetric Parsec-Scale Jets of the Radio Galaxy Hydra A*, *Astrophys. J.* **470** (Oct., 1996) 394. (Cité en pages 123 et 124.)

- [332] C. M. Davisson, *Interaction of γ -radiation with Matter*, in *Alpha-, Beta- and Gamma-ray Spectroscopy* (K. Siegbahn, ed.), p. 37, 1965. (Cité en page 123.)
- [333] E. Anders and N. Grevesse, *Abundances of the elements : Meteoritic and solar*, *Geochim.Cosmochim.Acta* **53** (1989) 197–214. (Cité en page 123.)
- [334] W. A. Rolke, A. M. López, and J. Conrad, *Limits and confidence intervals in the presence of nuisance parameters*, *Nuc.Inst.Met.Phys.Res. A* **551** (Oct., 2005) 493–503, [[physics/0403059](#)]. (Cité en pages 126 et 127.)
- [335] P. Tiwari, *New limit on pseudoscalar-photon mixing from WMAP observations*, *Phys.Rev.D* **86** (Dec., 2012) 115025, [[arXiv :1207.0606](#)]. (Cité en page 129.)
- [336] P. Brax, P. Brun, and D. Wouters, *Astrophysical tests on modified gravity*, *In preparation* (2014). (Cité en page 131.)
- [337] J. D. Bekenstein, *The Relation between physical and gravitational geometry*, *Phys.Rev.* **D48** (1993) 3641–3647, [[gr-qc/9211017](#)]. (Cité en page 132.)
- [338] E. Adelberger, J. Gundlach, B. Heckel, S. Hoedl, and S. Schlamminger, *Torsion balance experiments : A low-energy frontier of particle physics*, *Prog.Part.Nucl.Phys.* **62** (2009) 102–134. (Cité en page 132.)
- [339] J. Khoury and A. Weltman, *Chameleon cosmology*, *Phys.Rev.* **D69** (2004) 044026, [[astro-ph/0309411](#)]. (Cité en page 132.)
- [340] P. Brax, C. van de Bruck, A.-C. Davis, J. Khoury, and A. Weltman, *Detecting dark energy in orbit - The Cosmological chameleon*, *Phys.Rev.* **D70** (2004) 123518, [[astro-ph/0408415](#)]. (Cité en page 132.)
- [341] M. Pietroni, *Dark energy condensation*, *Phys.Rev.* **D72** (2005) 043535, [[astro-ph/0505615](#)]. (Cité en page 132.)
- [342] K. A. Olive and M. Pospelov, *Environmental dependence of masses and coupling constants*, *Phys.Rev.* **D77** (2008) 043524, [[arXiv :0709.3825](#)]. (Cité en page 132.)
- [343] K. Hinterbichler and J. Khoury, *Symmetron Fields : Screening Long-Range Forces Through Local Symmetry Restoration*, *Phys.Rev.Lett.* **104** (2010) 231301, [[arXiv :1001.4525](#)]. (Cité en page 132.)
- [344] A. Nicolis, R. Rattazzi, and E. Trincherini, *The Galileon as a local modification of gravity*, *Phys.Rev.* **D79** (2009) 064036, [[arXiv :0811.2197](#)]. (Cité en page 132.)
- [345] C. Deffayet, G. Esposito-Farese, and A. Vikman, *Covariant Galileon*, *Phys.Rev.* **D79** (2009) 084003, [[arXiv :0901.1314](#)]. (Cité en page 132.)
- [346] P. Brax, C. Burrage, and A.-C. Davis, *Shining Light on Modifications of Gravity*, *JCAP* **1210** (2012) 016, [[arXiv :1206.1809](#)]. (Cité en page 132.)
- [347] C. de Rham and G. Gabadadze, *Generalization of the Fierz-Pauli Action*, *Phys.Rev.* **D82** (2010) 044020, [[arXiv :1007.0443](#)]. (Cité en page 132.)

- [348] C. de Rham and A. J. Tolley, *DBI and the Galileon reunited*, *JCAP* **1005** (2010) 015, [[arXiv :1003.5917](#)]. (Cité en page 132.)
- [349] P. Brax, *Lorentz Invariance Violation in Modified Gravity*, *Phys.Lett.* **B712** (2012) 155–160, [[arXiv :1202.0740](#)]. (Cité en page 132.)
- [350] **CTA Consortium**, M. Actis et al., *Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA : An advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy*, *Exper.Astron.* **32** (2011) 193–316, [[arXiv :1008.3703](#)]. (Cité en page 141.)
- [351] H. Jensen, D. Dravins, S. LeBohec, and P. D. Nunez, *Stellar intensity interferometry : Optimizing air Cherenkov telescope array layouts*, *Proc.SPIE Int.Soc.Opt.Eng.* **7734** (2010) 77341T, [[arXiv :1009.5828](#)]. (Cité en page 143.)
- [352] H. Sol et al., *Active Galactic Nuclei under the scrutiny of CTA*, *Astroparticle Physics*, **43** (2013), 215–240, [[arXiv :1304.3024](#)]. (Cité en pages 142, 143, 144 et 167.)
- [353] K. Bernlöhner et al., *Monte Carlo design studies for the Cherenkov Telescope Array*, *Astropart.Phys.* **43** (2013) 171–188, [[arXiv :1210.3503](#)]. (Cité en page 144.)
- [354] P. Brun and D. Wouters, *Prospectives for the search for axionlike particles with the cherenkov telescope array*, *In preparation* (2014). (Cité en pages 146, 148, 149 et 151.)
- [355] R. Wurtz, J. T. Stocke, E. Ellingson, and H. K. C. Yee, *The Canada-France-Hawaii Telescope Imaging Survey of BL Lacertae Objects. II. Clustering Environments*, *Astrophys. J.* **480** (May, 1997) 547. (Cité en page 146.)
- [356] F. Govoni et al., *The intracluster magnetic field power spectrum in Abell 2255*, *Astron. Astrophys.* **460** (Dec., 2006) 425–438, [[astro-ph/0608433](#)]. (Cité en page 147.)
- [357] D. Guidetti et al., *The intracluster magnetic field power spectrum in Abell 2382*, *Astron. Astrophys.* **483** (June, 2008) 699–713, [[arXiv :0709.2652](#)]. (Cité en page 147.)
- [358] L. Feretti et al., *The radio galaxies and the magnetic field in Abell 119*, *Astron. Astrophys.* **344** (Apr., 1999) 472–482, [[astro-ph/9902019](#)]. (Cité en page 147.)
- [359] G. B. Taylor, F. Govoni, S. W. Allen, and A. C. Fabian, *Magnetic fields in the 3C 129 cluster*, *MNRAS* **326** (Sept., 2001) 2–10, [[astro-ph/0104223](#)]. (Cité en page 147.)
- [360] V. Vacca, M. Murgia, F. Govoni, L. Feretti, G. Giovannini, R. A. Perley, and G. B. Taylor, *The intracluster magnetic field power spectrum in A2199*, *Astron. Astrophys.* **540** (Apr., 2012) A38, [[arXiv :1201.4119](#)]. (Cité en page 147.)

- [361] U. Keshet and A. Loeb, *Using Radio Halos and Minihalos to Measure the Distributions of Magnetic Fields and Cosmic Rays in Galaxy Clusters*, *Astrophys. J.* **722** (Oct., 2010) 737–749, [[arXiv :1003.1133](#)]. (Cité en page 147.)
- [362] A. P. Lobanov, *Spectral distributions in compact radio sources. I. Imaging with VLBI data*, *Astron. Astrophys. Supp.* **132** (Oct., 1998) 261–273, [[astro-ph/](#)]. (Cité en page 153.)
- [363] K. Hirofani, *Kinetic Luminosity and Composition of Active Galactic Nuclei Jets*, *Astrophys. J.* **619** (Jan., 2005) 73–85, [[astro-ph/](#)]. (Cité en page 153.)
- [364] J. H. Croston et al., *An X-Ray Study of Magnetic Field Strengths and Particle Content in the Lobes of FR II Radio Sources*, *Astrophys. J.* **626** (June, 2005) 733–747, [[astro-ph/](#)]. (Cité en page 153.)
- [365] A. Mirizzi, G. G. Raffelt, and P. D. Serpico, *Signatures of axionlike particles in the spectra of TeV gamma-ray sources*, *Phys. Rev. D* **76** (July, 2007) 023001. (Cité en page 155.)
- [366] D. Harari, S. Mollerach, and E. Roulet, *The toes of the ultra high energy cosmic ray spectrum*, *J. High En. Phys.* **8** (Aug., 1999) 22, [[astro-ph/](#)]. (Cité en page 155.)
- [367] X. H. Sun, W. Reich, A. Waelkens, and T. A. Enßlin, *Radio observational constraints on Galactic 3D-emission models*, *Astron. Astrophys.* **477** (Jan., 2008) 573–592, [[arXiv :0711.1572](#)]. (Cité en page 155.)
- [368] N. G. Busca et al., *Baryon acoustic oscillations in the Ly  forest of BOSS quasars*, *Astron. Astrophys.* **552** (Apr., 2013) A96, [[arXiv :1211.2616](#)]. (Cité en page 157.)
- [369] **HESS Collaboration**, A. Abramowski et al., *Discovery of high and very high-energy emission from the BL Lacertae object SHBL J001355.9-185406*, *Astron. & Astrophys.* **554** (June, 2013) A72, [[arXiv :1304.4023](#)]. (Cité en page 159.)
- [370] **HESS Collaboration**, F. Aharonian et al., *Discovery of VHE γ -rays from the high-frequency-peaked BL Lacertae object RGB J0152+017*, *Astron. & Astrophys.* **481** (Apr., 2008) L103–L107, [[arXiv :0802.4021](#)]. (Cité en page 159.)
- [371] **MAGIC Collaboration**, J. Aleksi  et al., *Observations of the Blazar 3C 66A with the Magic Telescopes in Stereoscopic Mode*, *Astrophys. J.* **726** (Jan., 2011) 58, [[arXiv :1010.0550](#)]. (Cité en page 159.)
- [372] **MAGIC Collaboration**, J. Aleksi  et al., *Rapid and multi-band variability of the TeV-bright active nucleus of the galaxy IC 310*, *ArXiv e-prints* (May, 2013) [[arXiv :1305.5147](#)]. (Cité en page 159.)
- [373] **MAGIC Collaboration**, J. Aleksi  et al., *Detection of very-high energy γ -ray emission from <ASTROBJ>NGC 1275</ASTROBJ> by the MAGIC telescopes*, *Astron. & Astrophys.* **539** (Mar., 2012) L2, [[arXiv :1112.3917](#)]. (Cité en page 159.)

- [374] **VERITAS Collaboration**, E. Aliu et al., *Discovery of High-energy and Very High Energy γ -Ray Emission from the Blazar RBS 0413*, *Astrophys.J.* **750** (May, 2012) 94, [[arXiv :1204.0865](#)]. (Cité en page 159.)
- [375] **HESS Collaboration**, A. Abramowski et al., *Discovery of hard-spectrum γ -ray emission from the BL Lacertae object 1ES 0414+009*, *Astron. & Astrophys.* **538** (Feb., 2012) A103, [[arXiv :1201.2044](#)]. (Cité en page 159.)
- [376] **VERITAS Collaboration**, E. Aliu et al., *Multiwavelength Observations of the Previously Unidentified Blazar RX J0648.7+1516*, *Astrophys.J.* **742** (Dec., 2011) 127, [[arXiv :1110.5949](#)]. (Cité en page 159.)
- [377] **MAGIC Collaboration**, H. Anderhub et al., *Discovery of very High Energy γ -Rays from the Blazar S5 0716+714*, *Astrophys.J.Lett.* **704** (Oct., 2009) L129–L133, [[arXiv :0907.2386](#)]. (Cité en page 159.)
- [378] **VERITAS Collaboration**, V. Acciari et al., *Discovery of Very High Energy Gamma-ray Radiation from the BL Lac 1ES 0806+524*, *Astrophys.J.Lett.* **690** (Jan., 2009) L126–L129, [[arXiv :0812.0978](#)]. (Cité en page 159.)
- [379] **HESS Collaboration**, A. Abramowski et al., *Discovery of VHE γ -ray emission and multi-wavelength observations of the BL Lacertae object 1RXS J101015.9-311909*, *Astron. & Astrophys.* **542** (June, 2012) A94, [[arXiv :1204.1964](#)]. (Cité en page 159.)
- [380] **HESS Collaboration**, F. Aharonian et al., *Detection of VHE gamma-ray emission from the distant blazar 1ES 1101-232 with HESS and broadband characterisation*, *Astron. & Astrophys.* **470** (Aug., 2007) 475–489, [[arXiv :0705.2946](#)]. (Cité en page 159.)
- [381] **MAGIC Collaboration**, J. Albert et al., *Observations of Markarian 421 with the MAGIC Telescope*, *Astrophys.J.* **663** (July, 2007) 125–138, [[astro-ph/](#)]. (Cité en page 159.)
- [382] **MAGIC Collaboration**, J. Albert et al., *Discovery of Very High Energy γ -Rays from Markarian 180 Triggered by an Optical Outburst*, *Astrophys.J.Lett.* **648** (Sept., 2006) L105–L108, [[astro-ph/](#)]. (Cité en page 159.)
- [383] **MAGIC Collaboration**, J. Aleksić et al., *Discovery of VHE γ -rays from the blazar 1ES 1215+303 with the MAGIC telescopes and simultaneous multi-wavelength observations*, *Astron. & Astrophys.* **544** (Aug., 2012) A142, [[arXiv :1203.0490](#)]. (Cité en page 159.)
- [384] **VERITAS Collaboration**, V. A. Acciari et al., *VERITAS Observations of the BL Lac Object 1ES 1218+304*, *Astrophys.J.* **695** (Apr., 2009) 1370–1375, [[arXiv :0901.4561](#)]. (Cité en page 159.)
- [385] **VERITAS Collaboration**, V. A. Acciari et al., *VERITAS Discovery of <200 GeV Gamma-Ray Emission from the Intermediate-Frequency-Peaked BL Lacertae Object W Comae*, *Astrophys.J.Lett.* **684** (Sept., 2008) L73–L77, [[arXiv :0808.0889](#)]. (Cité en page 159.)

- [386] **MAGIC Collaboration**, J. Aleksić et al., *MAGIC Discovery of Very High Energy Emission from the FSRQ PKS 1222+21*, *Astrophys.J.Lett.* **730** (Mar., 2011) L8, [[arXiv :1101.4645](#)]. (Cité en page 159.)
- [387] **MAGIC Collaboration**, J. Albert et al., *Very-High-Energy gamma rays from a Distant Quasar : How Transparent Is the Universe ?*, *Science* **320** (June, 2008) 1752–, [[arXiv :0807.2822](#)]. (Cité en page 159.)
- [388] **HESS Collaboration**, A. Abramowski et al., *H.E.S.S and Fermi-LAT discovery of gamma rays from the blazar 1ES 1312-423*, *ArXiv e-prints* (June, 2013) [[arXiv :1306.3186](#)]. (Cité en page 159.)
- [389] **VERITAS Collaboration**, D. Petry et al., *The TeV Spectrum of H1426+428*, *Astrophys.J.* **580** (Nov., 2002) 104–109, [[astro-ph/](#)]. (Cité en page 159.)
- [390] **HESS Collaboration**, A. Abramowski et al., *H.E.S.S. discovery of VHE γ -rays from the quasar PKS 1510-089*, *Astron. & Astrophys.* **554** (June, 2013) A107, [[arXiv :1304.8071](#)]. (Cité en page 159.)
- [391] M. Cerruti, *Recent H.E.S.S. results on extra-galactic sources*, in *International Cosmic Ray Conference*, vol. 8 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 107, 2011. [[arXiv :1110.2119](#)]. (Cité en page 159.)
- [392] **MAGIC Collaboration**, J. Aleksić et al., *Search for an extended VHE γ -ray emission from Mrk 421 and Mrk 501 with the MAGIC Telescope*, *Astron. & Astrophys.* **524** (Dec., 2010) A77, [[arXiv :1004.1093](#)]. (Cité en page 159.)
- [393] **MAGIC Collaboration**, J. Aleksić et al., *Discovery of very high energy gamma-ray emission from the blazar 1ES 1727+502 with the MAGIC Telescopes*, *ArXiv e-prints* (Feb., 2013) [[arXiv :1302.6140](#)]. (Cité en page 159.)
- [394] **MAGIC Collaboration**, G. Tagliaferri et al., *Simultaneous Multiwavelength Observations of the Blazar 1ES 1959+650 at a Low TeV Flux*, *Astrophys.J.* **679** (June, 2008) 1029–1039, [[arXiv :0801.4029](#)]. (Cité en page 159.)
- [395] **HESS Collaboration**, F. Acero et al., *PKS 2005-489 at VHE : four years of monitoring with HESS and simultaneous multi-wavelength observations*, *Astron. & Astrophys.* **511** (Feb., 2010) A52, [[arXiv :0911.2709](#)]. (Cité en page 159.)
- [396] **HESS Collaboration**, A. Abramowski et al., *VHE γ -ray emission of PKS 2155-304 : spectral and temporal variability*, *Astron. & Astrophys.* **520** (Sept., 2010) A83, [[arXiv :1005.3702](#)]. (Cité en page 159.)
- [397] **VERITAS Collaboration**, T. Arlen et al., *Rapid TeV Gamma-Ray Flaring of BL Lacertae*, *Astrophys.J.* **762** (Jan., 2013) 92, [[arXiv :1211.3073](#)]. (Cité en page 159.)

-
- [398] **MAGIC Collaboration** , J. Aleksić et al., *Discovery of VHE γ -ray emission from the BL Lacertae object B3 2247+381 with the MAGIC telescopes*, *Astron. & Astrophys.* **539** (Mar., 2012) A118, [[arXiv :1201.2634](#)]. (Cité en page 159.)
- [399] **MAGIC Collaboration** , J. Albert et al., *Observation of Very High Energy γ -Rays from the AGN 1ES 2344+514 in a Low Emission State with the MAGIC Telescope*, *Astrophys.J.* **662** (June, 2007) 892–899, [[astro-ph/](#)]. (Cité en page 159.)
- [400] **HESS Collaboration** , F. Aharonian et al., *Discovery of very high energy γ -ray emission from the BL Lacertae object H 2356-309 with the HESS Cherenkov telescopes*, *Astron. & Astrophys.* **455** (Aug., 2006) 461–466, [[astro-ph/](#)]. (Cité en page 159.)
- [401] M. Meyer, D. Horns, and M. Raue, *First lower limits on the photon-axion-like particle coupling from very high energy gamma-ray observations*, *Phys.Rev.D* **87** (Feb., 2013) 035027, [[astro-ph](#)]. (Cité en pages 167 et 168.)