



HAL
open science

Les cascades électromagnétiques cosmologiques comme sondes du milieu intergalactique

Thomas Fitoussi

► **To cite this version:**

Thomas Fitoussi. Les cascades électromagnétiques cosmologiques comme sondes du milieu intergalactique. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2017. Français. NNT : 2017TOU30235 . tel-01695240v2

HAL Id: tel-01695240

<https://theses.hal.science/tel-01695240v2>

Submitted on 12 Nov 2018

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.



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le *13 octobre 2017* par :

THOMAS FITOUSSI

Les cascades électromagnétiques cosmologiques comme sondes du milieu intergalactique

JURY

PIERRE JEAN
DMITRY SEMIKOZ
GILLES HENRY
CATHERINE BOISSON
GUILLAUME DUBUS
RENAUD BELMONT
JULIEN MALZAC
ALEXANDRE
MARCOWITH

Professeur des Universités
Directeur de Recherche
Professeur des Universités
Astronome
Directeur de Recherche
Maitre de conférence
Chargé de Recherche
Directeur de Recherche

Président du Jury
Rapporteur
Rapporteur
Membre du Jury
Membre du Jury
Directeur de thèse
CoDirecteur de thèse
CoDirecteur de thèse

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie

Unité de Recherche :

Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)

Directeur(s) de Thèse :

Renaud Belmont et Julien Malzac

Rapporteurs :

Dmitry SEMIKOZ et Gilles HENRY

Résumé

Cette thèse vise à étudier le phénomène dit de « cascades électromagnétiques cosmologiques ». Ces cascades sont typiquement générées dans le milieu intergalactique par l'absorption de rayons gamma sur les photons du fond optique / UV et par la production de paires électron / positron associés. Ces leptons eux-mêmes interagissent avec les photons du fond diffus cosmologique via diffusion inverse Compton pour produire de nouveaux rayons gamma qui eux même peuvent s'annihiler, générant à partir d'un unique photon primaire toute une gerbe de photons et de particules secondaires. D'un point de vue observationnel, le développement de cette cascade introduit trois effets : une déformation du spectre à haute énergie, un retard temporel dans l'arrivée des rayons gamma et une extension de la taille apparente de la source.

Les cascades électromagnétiques cosmologiques ont commencé à être étudiées dans les années soixante. Mais ce n'est qu'à partir des années 2010 avec l'arrivée du satellite Fermi (entre autres) et des observations dans la bande au GeV et au TeV que la discipline a explosé. Le phénomène est particulièrement important. D'une part il altère le spectre observé des sources rendant difficile la compréhension de la physique de ces dernières. D'autre part les cascades se développant dans le milieu extragalactique, elles sont très sensibles à la composition de ce dernier (fond diffus de photons, champ magnétique). Or ce milieu étant très ténu, il est difficile à étudier. Les cascades deviennent alors une formidable sonde pour accéder à sa compréhension et pouvoir en comprendre l'origine qui remonte au commencement de l'Univers.

Pourtant les cascades cosmologiques sont un phénomène complexe faisant intervenir des interactions difficiles à modéliser (sections efficaces complexes) et le transport de particules dans un Univers en expansion (cosmologie). Face à cette complexité les expressions analytiques sont vite limitées et le passage au numérique devient inévitable. Dans le cadre de cette thèse un code de simulation Monte Carlo a donc été développé visant à reproduire aussi précisément que possible le phénomène des cascades. Ce code a été testé et validé en le confrontant aux expressions analytiques.

Grâce à ce code, le rôle des différents paramètres physiques impactant le développement de la cascade a été étudié de manière systématique. Cette étude a permis de mieux comprendre la physique du phénomène. En particulier, l'impact des propriétés du milieu extragalactique (fond diffus extragalactique, champ magnétique extragalactique) sur les observables a été mis en évidence.

Finalement, une seconde étude a été menée pour mesurer la contribution des cascades au fond gamma extragalactique. Des travaux récents montrent qu'une grande partie de l'émission diffuse à très haute énergie provient de sources ponctuelles non résolues (blazars en particulier). Ces sources gamma (résolues et non résolues) doivent en principe initier des cascades qui peuvent contribuer au fond diffus. En partant d'une modélisation de l'émission des blazars à différents redshifts, l'absorption et la contribution des cascades ont alors été calculées à l'aide du code Monte Carlo. Les résultats montrent que la contribution des cascades au fond gamma extragalactique pourrait violer les limites Fermi mais l'excès doit encore être confirmé.

Abstract

This thesis aims at studying "cosmological electromagnetic cascades". These cascades are initiated by the absorption of very high energy gamma-rays through gamma-gamma annihilation with optical / UV background photons of the intergalactic medium. In this interaction, electron/positron pairs are produced. The newly created leptons interact with photons of the Cosmological Microwave Background producing new gamma-rays through inverse Compton scattering which can also annihilate producing a cascade of secondary particles from a single primary photon. Observationally, the development of this cascade has three effects : the observed high energy spectrum is altered, observed photons arrive with a time delay with respect to primary photons and the source appears extended.

Cosmological electromagnetic cascades start to being studied in the early sixties. But it is during the 2010's with the Fermi satellite and GeV to TeV observations that the field has really started to being explored. In the fast evolving background of gamma-ray astronomy, understanding the cascade physics has become a crucial stake. First the observed spectrum from a distant source is altered, which directly affects the modelling of high energy sources. Secondly, the cascades develop in the extragalactic medium and are very sensitive to its composition (background light, magnetic field). This medium is hard to study because it is extremely thin. Hence the cosmological cascades are a formidable probe to access its comprehension and its origin coming from the very beginning of our Universe.

Yet the cosmological cascades are a complex phenomenon which involves complicated interactions (complex cross sections) and transport of particles in an expanding Universe. Analytical expressions are rapidly limited and numerical computations are required. In this thesis a Monte Carlo simulation code has been developed aiming at reproducing the cosmological cascades. This code has been tested and validated against analytical expressions.

With the simulation code, a systematic study of the parameters impacting the development of the cascade has been led. This study allows a better understanding of the cascade physics. Especially, the impact of the intergalactic medium properties (extragalactic background light, extragalactic magnetic field) on the observables has been highlighted.

Finally, a second study has been done to measure the contribution of cascades to the extragalactic gamma ray background. Recent works show that a great part of the diffuse emission at very high energy is explained by unresolved sources (blazars in particular). These gamma sources (resolved and unresolved) must in principle initiate cosmological cascades which can also contribute to the extragalactic gamma ray background. Starting from a modeling of the blazars at different redshifts, absorption and contribution of the cascades have been estimated with the simulation code. The results show that the contribution of the cascades might violate the Fermi limits but the excess must be confirmed.

Remerciements

Une thèse, c'est trois années intenses d'une vie qui se concluent par une soutenance. Et maintenant que tout ça est passé on se rend compte combien cet accomplissement n'a été possible que grâce aux personnes qui ont été présentes depuis très longtemps. Les personnes qui ont formées le moule dans lequel a été cuisiné cette thèse. Maintenant est venu le temps de tous les remercier chaleureusement.

Le travail est le refuge des gens qui n'ont rien d'autre à faire de la vie. Oscar Wilde

Oui malgré qu'on m'est payé pour faire cette thèse, avant d'être un travail, en dépit des hauts et des bas, cette thèse c'était beaucoup de plaisir et d'amusement. Ceci n'est possible que parce que le contexte de travail est bon. Ce fût un plaisir de travailler à l'IRAP et j'en remercie de manière générale l'ensemble des personnels.

Au commencement de la thèse, il y a un sujet et des personnes qui choisissent de vous confier la tâche de mener à bien ce sujet. Je dois d'abord remercier l'OCEVU de m'avoir offert ce contrat doctoral. Ensuite je tiens à remercier tous mes superviseurs et encadrants : Renaud Belmont, Julien Malzac, Alexandre Marcowith, Johann Cohen-Tannuji et Pierre Jean. Renaud et Julien, merci de m'avoir encadré et conseillé. Merci de m'avoir laissé travailler librement et toute indépendance aussi. Et enfin merci d'avoir supporté mes sautes d'humeur jusqu'au bout (surtout à la fin). Alexandre et Johann, merci pour tous les échanges et les quelques séjours à Montpellier qui m'ont permis d'avancer dans ma thèse. Pierre, merci pour ta contribution de 5% sur ma thèse ainsi que d'avoir bien voulu présider mon jury.

S'il y a un début, il faut une fin et c'est la rédaction du manuscrit et la soutenance. Je voudrais remercier Gilles Henri et Dmitry Semikoz pour avoir pris le temps de relire mon manuscrit et pour leurs remarques utiles. Je tiens à remercier Catherine Boisson et Guillaume Dubus pour avoir été membre de mon jury. Je remercie également Guillaume pour ses remarques et conseils au cours de la thèse notamment pour sa relecture de l'article.

On ne choisit pas ses parents, on ne choisit pas sa famille. On ne se choisit même pas soi-même. Philippe Geluck

Si Geluck a raison alors j'ai tiré un bon numéro avec ma famille. Cette thèse, c'est pour moi l'aboutissement d'un rêve que j'ai commencé à construire il y a très longtemps. Ce rêve je n'ai pu le réaliser que parce que ma famille m'a toujours soutenue et encouragée, ne cessant de me dire combien ils étaient fiers de moi même s'ils savent que je déteste ça. Un immense merci à ma maman qui malgré les difficultés et le nombre d'années d'étude n'a pas arrêté de m'aider comme elle le pouvait. J'ai une pensée pour mon frère et ma belle-soeur et mes deux neveux, pour ma sœur, mon récent beau frère et ma nièce ainsi que pour mon père. Tous à leur façon ils m'ont aidé pendant toutes ces années. Il y a aussi toute ma famille qui a pensé à moi au moment de ma soutenance même s'ils n'ont pas pu venir, je pense en particulier à ma tante et ma cousine.

Moi, si je devais résumer ma vie, aujourd'hui avec vous, je dirais que c'est d'abord des rencontres, des gens qui m'ont tendu la main peut-être à un moment où je ne pouvais pas, où j'étais seul chez moi. Edouard Baer (dans un film connu)

Et oui, au jour de ma soutenance, je me suis rendu compte du nombre de personnes que j'avais rencontrées et qui étaient là ce jour-là malgré la distance et le nombre des années. Le seul moyen que je vois de tous les remercier pour leur fidélité, c'est de procéder par ordre chronologique.

Ma première pensée va à mes amis de prépa (Alex, Juju, Alain en particulier). Les études et le temps nous a éloignés et pourtant on continue de trouver une occasion de se revoir pour boire un coup, discuter et rigoler ... à mes dépens. Après toutes ces années, je me remémords avec joie ces années de prépa et d'internat. Je me souviens surtout de notre dream team de colle à qui je dédicace cet hommage spécial : *CDDL*P. Enfin je dois remercier Antoine d'être toujours un si bon amis après tant d'années en prépa dans la même chambre d'internat mais aussi en école d'ingénieur.

Antoine, tu fais la parfaite transition vers les amis qui me supportent depuis déjà quelques années. Je rends ici hommage à la grosse bande de geeks avec qui j'ai partagé tant de LAN, de Japanim, de Macdo avec accident dans un tunnel et de geekeries en tout genre. Je pense en particulier à ceux qui ont tous pu venir à ma soutenance. Etienne, je te dois une grande partie de ce que je sais sur Linux et pour avoir fait flipper les gens à utiliser Vim comme éditeur de texte. Aurélien, après tout ce temps tu restes pour moi monsieur jeux de plateau. J'ai ce souvenir particulier de mon unique partie de shōgi à une soirée flam's de l'AAE que je te dois. Jérémy, l'autre gros amateur de FPS. Je te dois tout ces parties le soir pendant ces trois dernières années, les week-end à la campagne (même si pour ça, c'est surtout ta maman que je remercie de m'avoir accueilli) et pour cet amour partagé de la bière. Merci à vous trois de m'avoir accompagné dans ce roadtrip à travers l'Écosse.

Mes amis les plus récents, je les ai rencontrés à l'IRAP, dans un groupe de doctorants hétéroclites mais qui m'a laissé de très bons souvenirs. Merci à tous ceux qui ont partagé mon bureau, un café, un repas, une partie de tarot : Camille, Philippe, William, Armelle, Annick, Emmy, Paul, Kevin, Edo, Louise, Geoffroy, Adrien, Etienne, Abraham, Mattias. Il y a sûrement des gens que j'ai oublié et j'en suis désolé. Si j'ai partagé quelque chose avec alors ça aura compté pour moi même si je ne le dis pas.

Il y a deux groupes de personnes à qui je veux rendre maintenant un hommage particulier. Tout d'abord, Universciel, je tiens vous remercier pour votre enthousiasme à faire partager la science et l'astronomie aux jeunes. C'est un grand plaisir que d'avoir pu participer à Astrojeunes et de faire la gueule dans l'équipe ballon même si je suis viré. Une dédicace spéciale à Jas' et Gab' pour leur soutien innébranlable chaque fois qu'ils passaient devant mon bureau.

J'aimerais rendre aussi un hommage particulier à celle que je pourrais appeler mes "trois drôles de dames" : Armelle, Annick, Emmy. Que ce soit pendant Astrojeunes dans un mobilehome pourri, au cours d'une soirée ou simplement d'une discussion autour d'un café, votre compagnie est un privilège que je savoure à chaque instant. En particulier, merci, Armelle pour toutes ces poses café beaucoup trop longues et ces discussions interminables autour d'une bière.

Enfin, il y a dans la vie des rencontres auxquelles on ne s'attend pas. Il y a deux ans j'ai décidé de me mettre à l'Aïkido. Je suis allé dans un dojo dont le site web ne payait pas de mine mais qui semblait avoir un bon esprit. Résultat deux ans après, je continue d'y aller. Ma motivation initiale est toujours là mais d'autres se sont rajoutées. En particulier, le plaisir de pratiquer avec des gens merveilleux pendant la semaine et les stages encadré par un Senseï sévère mais bienveillant. Un souvenir tout particulier pour ce stage d'été : une semaine coupée du monde au cœur du Tarn qui fût si riche humainement. Pour tout cela et pour chaque waza, je vous adresse toute ma gratitude.

Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Remerciements	v
1 L’Univers extragalactique	1
1.1 L’astronomie gamma extragalactique	1
1.1.1 Production de rayonnement gamma astrophysique	1
1.1.2 Les observatoires	2
1.1.3 Les sources gamma extragalactiques	3
1.1.4 Univers opaque aux rayons gamma	7
1.1.5 Les cascades cosmologiques électromagnétiques	7
1.2 Les sources d’absorption	9
1.2.1 Le fond diffus cosmologique (CMB)	10
1.2.2 Le fond diffus extragalactique (EBL)	10
1.2.3 Les cascades cosmologiques comme sondes du fond diffus extragalactique	13
1.3 Le champ magnétique extragalactique (EGMF)	13
1.3.1 Production d’un champ magnétique primordial	14
1.3.2 Champ magnétique turbulent primordial	14
1.3.3 Évolution d’un champ magnétique primordial	15
1.3.4 Contraintes sur le champ magnétique extragalactique	15
1.3.5 Les cascades cosmologiques comme sonde du champ magnétique extragalactique	17
2 Physique des cascades électromagnétiques cosmologiques	19
2.1 Interactions et rayonnement du fond diffus	19
2.1.1 Refroidissement synchrotron dans le champ magnétique extragalactique	19
2.1.2 Création de paires électron - positron	20
2.1.3 Diffusion Compton inverse	22
2.2 Cosmologie et transport des particules	25
2.2.1 Modèle d’Univers	25
2.2.2 Relation temps - redshift	26
2.2.3 Transport des photons	26
2.2.4 Transport des leptons	26
2.3 Vision simplifiée des cascades	27
2.3.1 Géométrie et observables	27
2.3.2 Distributions	30
3 Simulations Monte Carlo des cascades	33
3.1 Simulations Monte Carlo	33
3.1.1 L’approche numérique pour les cascades	33
3.1.2 Présentation du code	34
3.2 Modélisation du milieu intergalactique	37

3.2.1	Le fond diffus de photons	37
3.2.2	Le champ magnétique extragalactique	38
3.3	Développement d'une cascade simple	40
3.3.1	Propriétés des particules	40
3.3.2	Source simple	41
3.3.3	Calcul de la distance d'interaction	41
3.3.4	Calcul de l'interaction et de ses produits	41
3.3.5	Enregistrement des résultats	42
3.4	Modélisation d'une source réaliste	43
3.4.1	Spectre quelconque	44
3.4.2	Distribution angulaire	44
3.5	Modélisation d'observations réalistes	45
3.6	Méthodes d'optimisation	46
3.6.1	Énergie minimale	46
3.6.2	Échantillonnage pondéré en énergie	46
3.6.3	Accumulation Compton	47
4	Validation du code et étude d'un cas simple	49
4.1	Corrélations entre observables	49
4.1.1	Corrélations dans les simulations	49
4.1.2	Approximations analytiques étendues à la génération 2	50
4.1.3	Impact des approximations sur les observables	52
4.2	Distributions des observables	57
4.2.1	Spectre en énergie	57
4.2.2	Distribution angulaire	59
4.2.3	Distribution temporelle	59
4.2.4	Limites des expressions analytiques	60
4.3	Distributions et dépendances	61
4.3.1	Évolution temporelle	61
4.3.2	Extension spatiale	63
5	Effets de la source et du milieu intergalactique sur les cascades	65
5.1	Impact de la source	65
5.1.1	Redshift	66
5.1.2	Spectre de la source	68
5.1.3	Anisotropie de l'émission	69
5.1.4	Sources utiles pour l'observation des cascades	71
5.2	Impact du milieu intergalactique	73
5.2.1	Modèle de fond diffus extragalactique	73
5.2.2	Le champ magnétique extragalactique	73
6	Contribution des cascades induites par les blazars au fond gamma extragalactique	79
6.1	Le fond gamma extragalactique	79
6.1.1	Observations avec EGRET et <i>Fermi</i> /LAT	79
6.1.2	Composition du fond gamma extragalactique	80
6.2	Contribution des cascades dans <i>Fermi</i> /LAT	83
6.2.1	Émission des blazars	83
6.2.2	Contribution des cascades au fond gamma extragalactique	84
7	Conclusion et perspectives	89
	Bibliographie	91
A	Calcul des interactions	105
A.1	Production de paires	105

A.1.1	Section efficace différentielle	105
A.1.2	Section efficace totale	105
A.1.3	Profondeur optique d'interaction	106
A.2	Diffusion Compton	106
A.2.1	Section efficace différentielle	106
A.2.2	Section efficace totale	106
A.2.3	Profondeur optique d'interaction	107
B	Calcul du transport des leptons	109
B.1	Modèle d'Univers	109
B.2	Relation temps - redshift	110
B.3	Transport des leptons	110
C	Méthode de tirages aléatoires	113
C.1	Tirage uniforme	113
C.2	Tirage non uniforme	113
C.2.1	Méthode de la fonction inverse	113
C.2.2	Méthode de rejet	114
C.2.3	Tirage d'une direction isotrope	114
D	Utilisation du code	115
D.1	Prérequis	115
D.2	Le code comme une boîte noire	115
D.3	Le cœur de la bête	117
D.3.1	Organisation des fichiers	117
D.3.2	Preprocessing et compilation	117
D.3.3	Paramètres de simulation	118
D.3.4	les fichiers de sortie	119
D.3.5	Post-processer les résultats	119

Chapitre 1

L'Univers extragalactique

L'astrophysique est un champ particulier de la physique dédié à l'étude des astres et plus largement de tout ce qu'il y a au-dessus de nos têtes. La large étendue de cette discipline naît d'une double diversité : la diversité des objets observés (allant de l'Univers à grande échelle jusqu'aux étoiles et aux systèmes planétaires en passant par le panel des amas, des galaxies, des astres compacts) et la diversité des messagers (ensemble du spectre électromagnétique, rayons cosmiques, neutrinos et ondes gravitationnelles).

Cette thèse porte sur l'étude des cascades électromagnétiques cosmologiques. Ce phénomène requiert de très hautes énergies et de grandes distances pour lui laisser le temps d'avoir lieu. Les sources concernées sont donc des sources gamma extragalactiques. À ces échelles, les propriétés du milieu intergalactique jouent un rôle majeur. D'une part les fonds diffus de photons à basse énergie sont responsables de l'absorption des gamma de haute énergie et interagissent ensuite avec les particules secondaires des cascades. D'autre part, le champ magnétique dévie les trajectoires des leptons produits dans le développement des cascades.

Ce chapitre décrit en détail ce contexte extragalactique dans lequel se développent les cascades ainsi que les enjeux associés. Les premières sections présentent les processus et les sources dans lesquels sont produits les photons gamma de haute énergie ainsi que les méthodes classiques d'observation. Les sections suivantes se concentrent sur l'origine et le rôle des fonds diffus de photons et du champ magnétique.

1.1 L'astronomie gamma extragalactique

1.1.1 Production de rayonnement gamma astrophysique

Le rayonnement gamma représente la partie à plus haute énergie du spectre électromagnétique. Typiquement, les photons concernés ont une énergie supérieure à 1 MeV jusqu'à plusieurs centaines de TeV voire au PeV. De telles énergies sont à la frontière entre l'astrophysique et la physique des particules.

Les photons gamma sont nécessairement produits par des particules de haute énergie. Les processus exacts mis en œuvre dans la production de rayonnement gamma dans l'Univers peuvent être subdivisés en trois catégories (pour plus de détails, voir chapitre 3 de [Aharonian 2004](#)) :

Les interactions avec la matière

- ▶ Bremsstrahlung (rayonnement de freinage) : Les électrons en passant à proximité des noyaux d'atomes sont déviés de leur trajectoire. La déviation s'accompagne de l'émission d'un photon.
- ▶ Annihilation d'électron - positron : La désintégration d'un électron avec son anti-particule associée (le positron) produit des photons. Pour des leptons thermalisés (donc de faible énergie), l'énergie des photons correspond à l'énergie de masse des leptons ($m_e c^2 = 511$ keV). Cependant si les positrons sont produits à des énergies relativistes, il est possible que ces derniers se désintègrent en vol produisant alors des photons de plus haute énergie.

- Décroissance de pions neutres (mésons, π^0) : La collision de deux protons peut produire des pions neutres ($p + p \rightarrow \pi^0$). Ces derniers se désintègrent en deux photons gamma ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Des pions chargés peuvent aussi être produits. Ceux-ci se désintègrent en muon ou électron accompagné d'un neutrino ($\pi^- \rightarrow e^- + \nu_e$ ou $\mu^- + \nu_\mu$ et $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ ou $\mu^+ + \bar{\nu}_\mu$). Les leptons produits peuvent aussi émettre des gammas par les processus précédents. Notons que l'émission de neutrinos pourrait constituer un très bon vecteur pour l'identification de la source des rayons cosmiques puisqu'ils ne sont pas déviés et interagissent très peu.
- Les processus nucléaires : En plus de l'interaction avec d'autres particules du milieu ambiant, les noyaux des atomes produits et présents dans le milieu peuvent être dans un état excité. Leur désexcitation conduit à la production de rayonnement gamma.

Les interactions avec un champ de photons

- Diffusion Compton inverse : Les électrons diffusent des photons de basse énergie en photons de haute énergie en leur cédant une part de leur énergie. C'est un processus primordial pour le phénomène qui nous intéresse dans cette thèse. Nous y reviendrons.

Les interactions avec un champ magnétique

- Rayonnement synchrotron (ou de courbure) : Les électrons et les protons pris dans un champ magnétique intense sont déviés et présentent une trajectoire courbe. En tournant dans le champ magnétique, les particules perdent l'énergie et émettent des photons. Pour un champ magnétique suffisamment intense ces photons peuvent avoir une énergie dans la bande gamma.

Tous ces mécanismes peuvent être à l'œuvre dans les sources capables de produire des gamma (voir plus section 1.1.3).

1.1.2 Les observatoires

Le rayonnement gamma est (heureusement) absorbé par l'atmosphère. En conséquence même s'il était suspecté depuis quelque temps que l'Univers devait pouvoir en produire dans des phénomènes très violents, il a fallu attendre les années 70, pour pouvoir placer des détecteurs au-dessus de l'atmosphère et s'en convaincre.

Historiquement les premières véritables observations de rayonnements gamma extraterrestres ont été réalisées par les satellites militaires américains *Vela* dans les années 60. Ils étaient prévus pour surveiller le respect des traités sur l'arrêt des essais nucléaires et ont détecté les premiers sursauts gamma (brusque impulsion très brève et de très grande intensité de rayons gamma).

Par la suite, plusieurs satellites civils ont été lancés pour réaliser des observations directes du rayonnement gamma. Citons le *Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO)* qui a fourni la première carte du ciel gamma. Il a été remplacé par *Integral* et *Fermi* qui sont à l'heure actuelle encore en fonctionnement. À haute énergie, le nombre de photons étant réduit (comparativement à la bande d'énergie du visible par exemple), la détection directe en astronomie gamma repose sur la détection et la reconstruction de la trajectoire et de l'énergie de chaque photon arrivant sur le plan de détection. La direction d'arrivée est déterminée soit grâce à un masque codé (*Integral*) soit via un trajectographe (*Fermi/LAT*). Du fait de la limite posée par la charge utile et par les contraintes technologiques attenantes à une mission spatiale, la détection directe de rayonnement gamma ne peut se faire que pour des énergies inférieures à 1 TeV.

Pour étudier les énergies supérieures au TeV, il faut retourner au sol et procéder par détection indirecte. Comme dit précédemment, les rayons gamma lorsqu'ils atteignent la Terre sont absorbés par l'atmosphère. En fait, ces rayonnements de haute énergie interagissent avec les atomes de l'atmosphère produisant une gerbe de particules de haute énergie. Ces dernières se déplaçant plus vite que la lumière dans l'air, elles produisent un cône de lumière devant elles par effet Cherenkov. L'observation de cette lumière permet de

reconstruire les propriétés (direction et énergie) du photon gamma qui a engendré la cascade. Le principe des télescopes Cherenkov est illustré sur la figure 1.1.

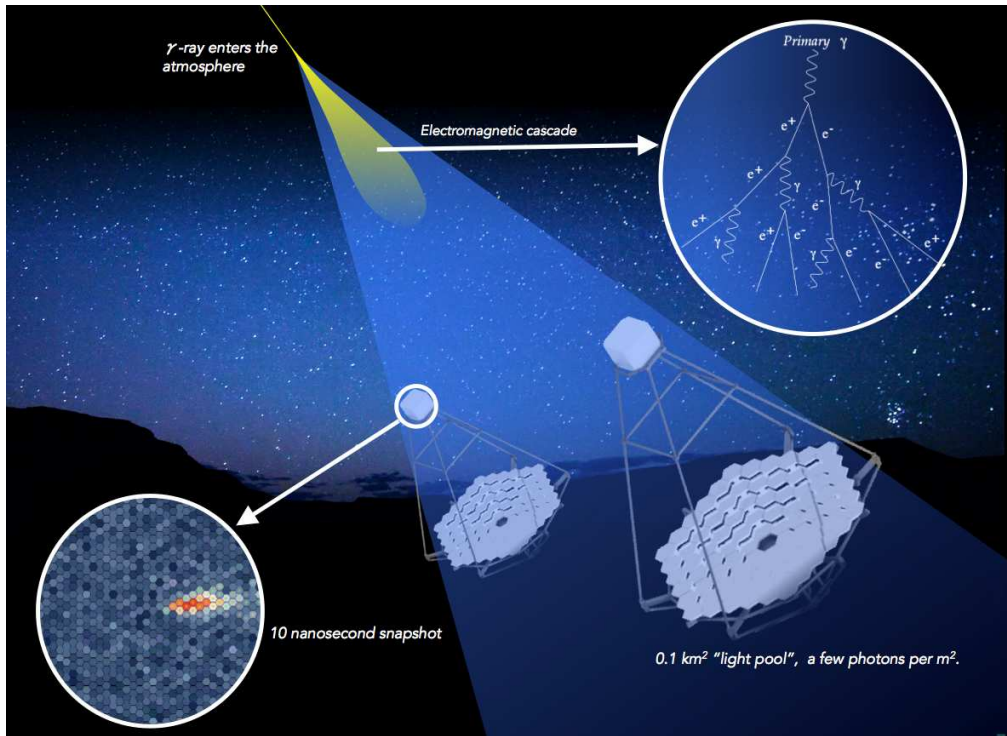


FIGURE 1.1 – Principe des observations des rayonnements gamma astrophysiques par effet Cherenkov (image est tirée du [site du futur observatoire CTA](#)).

Cette technique est aujourd’hui utilisée par trois grands observatoires : *Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System (VERITAS)*, situé en Arizona), *High Energy Stereoscopic System (HESS)*, situé en Namibie) et *Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope (MAGIC)*, situé à La Palma). Le futur observatoire *Cherenkov Telescope Array (CTA)* est en préparation. Il comptera plus de 100 télescopes (contre 5 pour *HESS* par exemple) répartis sur 2 sites : un à Paranal au Chili et un à La Palma sur le site de l’actuel *MAGIC*.

Il est aussi possible d’observer directement les particules de la gerbe atmosphérique qui arrivent au sol pour reconstruire également le rayon gamma incident. Pour cela, la lumière Cherenkov des particules est observée lorsqu’elles traversent des cuves remplies d’eau. L’actuel observatoire *High Altitude Water Cherenkov Experiment (HAWC)* repose sur cette technique avec quelques 300 bassins de 7 mètres de diamètre. Cette technique est toutefois plus utilisée pour la détection des rayons cosmiques qui eux aussi produisent des gerbes.

1.1.3 Les sources gamma extragalactiques

Le satellite *Fermi* effectue un balayage complet du ciel toutes les 3h depuis 2008. Sur la figure 1.2 est représentée une carte du ciel en gamma faite après l’accumulation de cinq années de mesures. Cette image représente en échelle de couleurs (du bleu vers le rouge) la quantité accumulée de rayonnement gamma reçue de chaque partie du ciel. Il s’agit d’une projection de Aïtoff c’est-à-dire qu’ici le centre de la carte est le centre de la Voie Lactée. Notre galaxie (bande rouge) est d’ailleurs le principal émetteur de rayonnements gamma astrophysiques. Sur la carte sont représentées d’autres sources ponctuelles uniformément réparties sur le ciel et en particulier en dehors du plan galactique. Ceci démontre l’existence de sources extragalactiques capables d’émettre des rayons gamma. En l’occurrence, il s’agit essentiellement de blazars (nous allons y revenir).

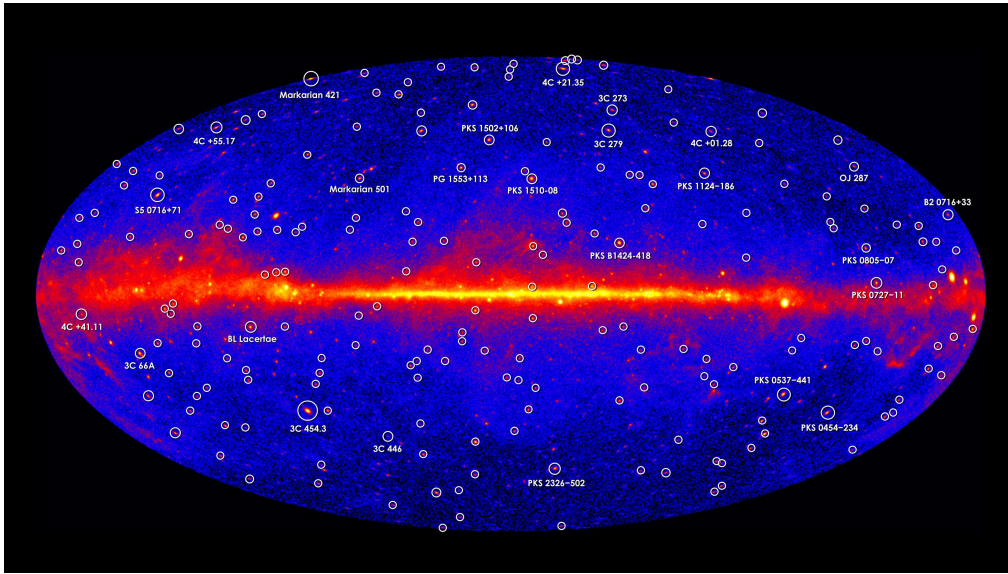


FIGURE 1.2 – Image du ciel en gamma par le satellite Fermi/LAT intégrée sur 5 ans. Les blazars résolus sont représentés par des cercles blancs (Image tirée du [site de la NASA](#)).

Le fond gamma extragalactique (ou EGB pour Extragalactic Gamma-ray Background) est la somme de toute les émissions gamma provenant de l’extérieur de notre galaxie. Cette émission totale est séparée en deux fonds distincts :

- ▶ Les sources dites résolues : un ensemble de photons gamma qui ont été reconstruits peuvent être associé à une source ponctuelle (blazar ou sursaut gamma). Il est même possible de corrélérer cette observation à d’autres observations dans d’autres longueurs d’onde ce qui permet d’identifier la source avec plus de certitude. [Ajello et al. \(2015\)](#) a montré que les blazars contribuent pour plus de 50% au fond gamma extragalactique (voir chapitre 6).
- ▶ Le fond gamma isotrope (IGRB) : Il s’agit de photons dont la reconstruction ne pointe vers aucune source ponctuelle. L’origine de ce fond isotrope est mal déterminée, mais il pourrait être associé à des sources non résolues (misaligned AGNs), des interactions de rayons cosmiques avec le milieu ambiant ou encore de désintégrations de matière noire.

Les sources résolues : blazars et sursauts gamma

Dans le milieu extragalactique, les principales sources observables sont les autres galaxies. Le centre de certaines galaxies contient un trou noir supermassif accrétant dont le disque d’accrétion et le jet relativiste produisent une importante émission non thermique (radio, optique, X, gamma) c’est-à-dire une émission qui n’est pas liée à l’échauffement de la matière mais à des processus liés à l’accélération des particules. Cette zone compacte contenant le trou noir et son disque d’accrétion est appelé noyau actif de galaxie (ou son acronyme anglais AGN).

Les jets sont souvent observés en radio dans ce cas on parle de galaxies radio-loud. Si ce jet n’est pas visible en radio il s’agit alors de galaxies radio-quiet. Comme le rayonnement gamma vient très probablement du jet, les galaxies radio-loud sont plus intéressantes à étudier. L’émission de rayons gamma par les blazars se fait par émission synchrotron et diffusion inverse Compton des électrons de haute énergie. Les mécanismes de production de ces électrons ne sont pas clairement arrêtés. Il peuvent être soit directement accélérés dans le jet (modèle leptonique), soit produits par l’interaction des protons et noyaux de haute énergie. Dans le modèle hadronique, l’émission de gamma se fait conjointement avec une émission de neutrinos. Les limites posées sur l’émission de neutrino par les blazars tendent à montrer une origine leptonique de l’émission gamma des blazars ([Neronov et al. 2017](#), et références à l’intérieur).

Le second type de sources gamma extragalactiques résolues sont les sursauts gamma (GRB). Il s’agit d’ex-

plosions de rayonnements gamma extrêmement énergétiques et très brèves (de la dizaine de millisecondes à quelques minutes) situées dans d'autres galaxies. Les sursauts gamma sont les objets le plus lumineux de l'Univers puisqu'ils peuvent émettre jusqu'à 10^{47} W pendant quelques secondes pour les plus lumineux détectés. L'émission brusque (quelques secondes) de rayons gamma (dite émission prompte) est suivie par une émission de longue durée (quelques jours) à plus basse énergie (des rayons X aux ondes radio) (dite émission rémanente).

Deux types de sursauts existent :

- ▶ Les sursauts courts (durée moyenne de 0.3s) sont le fait de la fusion de deux objets compacts produisant également un jet focalisé dans la direction de l'observateur.
- ▶ Les sursauts longs (durée moyenne de 30s) sont le fait de supernovae. L'étoile en rotation rapide produit un jet de matière et de radiation très intense focalisé dans la direction de la Terre.

Les rayons cosmiques

Historiquement les rayons cosmiques ont été découverts par Victor Franz Hess qui en embarquant un électromètre dans un ballon en 1912 a montré que la radiation reçue diminuait puis réaugmentait avec l'altitude. La diminution montrait que la radioactivité venait de la Terre. En altitude, les gerbes atmosphériques provoquées par les rayons cosmiques font augmenter la radiation reçue. Il venait d'être montré l'existence d'une source extraterrestre de radiation.

Les rayons cosmiques sont des particules (protons, antiprotons, électrons, positrons) de haute énergie (entre $\sim 10^9$ et 10^{20} eV) qui rejoignent la Terre (voir figure 1.3). Leur origine est à l'heure actuelle encore inconnue. Comme il s'agit de particules chargées, elles sont déviées par les champs magnétiques (galactique en particulier). En conséquence il est très difficile d'identifier leur source puisque sur Terre ils semblent arriver de manière isotrope sur le ciel. Plusieurs candidats ont été proposés comme sources : supernovae, jets relativistes, AGN, pulsars. Les processus d'accélération de Fermi dans les jets restent a priori les meilleurs candidats pour produire des particules à de telles énergies.

Le spectre des rayons cosmiques a une forme caractéristique qui ressemble à une jambe avec trois points particuliers (voir figure 1.3). Au niveau du genou (10^7 GeV), le flux est de l'ordre d'une particule par mètre carré par an. Au niveau de la cheville (10^9 GeV) il tombe à une particule par kilomètre carré par an. Il semblerait que la partie à basse énergie (en dessous du genou) soit d'origine galactique tandis que la partie à plus haute énergie serait plutôt d'origine extragalactique. À très haute énergie (10^{12} GeV), il existe une coupure théorique dite GZK (Greisen - Zatsepin - Kuzmin).

Les rayons cosmiques sont des particules chargées et non des rayons gamma. Pourtant ils sont intéressants à considérer comme source puisqu'à cause de leur énergie très élevée, ils sont susceptibles d'interagir (Bremsstrahlung, diffusions Compton inverse, synchrotron) pour produire des gammas, et ce que ce soit dans les jets des sources résolues ou dans le milieu extragalactique produisant alors une source étendue et diffuse.

La matière noire

La matière noire est sûrement l'une des plus grandes inconnues de la physique moderne tant elle laisse perplexes les astrophysiciens et les physiciens des particules quant à son origine et sa nature. Elle a été mise en évidence en 1933 par l'astrophysicien Fritz Zwicky qui en voulant mesurer la masse totale de l'amas de la Vierge (groupe de sept galaxies) trouva une valeur différente entre la masse dynamique (calculée à partir de la vitesse de rotation des galaxies et des lois de Newton) et la masse lumineuse (mesurée à partir de la quantité de lumière émise par l'amas). L'expérience sera reproduite de nombreuses fois avec de plus en plus de précision et avec le même constat.

Le constat est qu'aujourd'hui 27% de la densité d'énergie de l'Univers est de la matière non visible. La première hypothèse a été la recherche de matière baryonique (nuage de gaz, trou noir). Faute de résultats

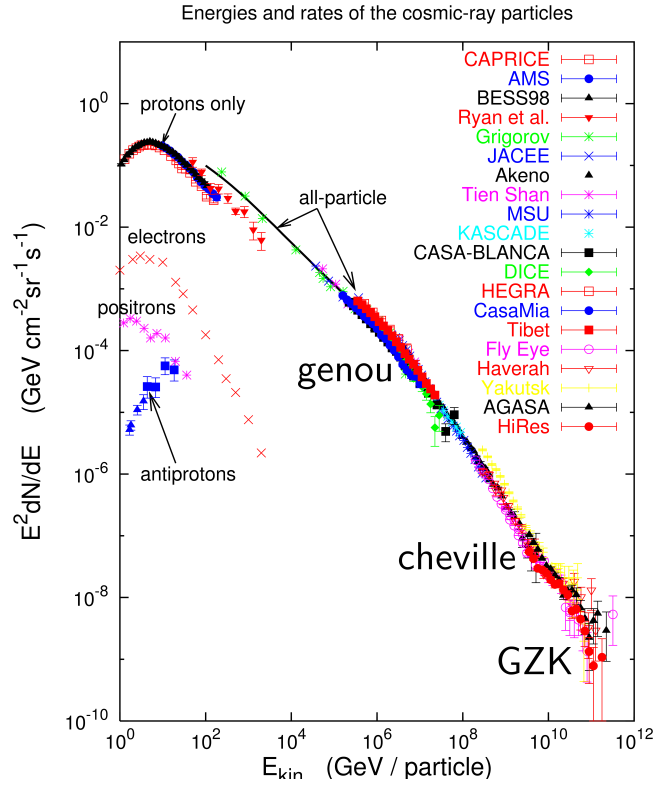


FIGURE 1.3 – Flux de rayons cosmiques en fonction de leur énergie. Les différents points représentent les résultats des différentes missions qui ont cherché à mesurer ce flux (Hillas 2006).

satisfaisants, la conclusion a été qu’il existe une particule non baryonique (donc pas un quark) qui interagit gravitationnellement mais pas électromagnétiquement sinon elle aurait été observée au moins par ses interactions avec des champs électromagnétiques.

Dans le modèle standard de la physique des particules, il n’y a qu’une seule particule qui remplisse encore ces conditions, c’est le neutrino. Cependant dans ce modèle minimal, le neutrino n’a pas de masse. Pourtant l’oscillation des neutrinos prouve qu’ils doivent avoir une masse non nulle. Aucune mesure expérimentale n’a à l’heure actuelle permis de mesurer la valeur de cette masse mais une limite inférieure à 0.23 eV est posée ce qui est extrêmement faible. Bien que ce soit la particule la plus abondante dans l’Univers, il ne peut pas expliquer les mesures astrophysiques.

La matière noire est donc un double défi. Elle est inobservable directement (faute de détecteur de l’interaction faible) et elle impose de trouver des modèles au-delà du modèle standard de la physique des particules. C’est de là qu’est née l’idée des WIMPs (Weakly interactive massive particles). Plusieurs candidats existent suivant les modèles mais aucun à l’heure actuelle n’a été observé dans les accélérateurs de particules, en particulier au LHC (Large Hadron Collider) au CERN à Genève.

Il est clair que cette particule étant en dehors du modèle standard de la physique des particules, sa masse doit être plus grande que celle de la particule la plus lourde existante à savoir le top avec une masse de ~ 173 GeV. Pour autant les propriétés de cette particule (la masse en particulier) ne sont absolument pas contraintes (faute de détection directe ou indirecte). Suivant le modèle considéré (supersymétrie, extra-dimension, etc) et la masse de cette particule, l’interaction de deux WIMPs peut produire des photons gamma :

- ▶ soit directement : $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$,
- ▶ soit indirectement (désintégration des produits de l’interaction de WIMPs) : $\chi\chi \rightarrow AB \rightarrow \gamma\gamma$ où A et B pouvant être des fermions, des bosons, d’autres particules supersymétriques.

La détection indirecte de rayonnement gamma diffus pourrait être une trace de matière noire et donc

permettre de contraindre sa masse. Ces études sont réalisées dans les observatoires gamma ([Jungman et al. 1996](#); [Bertone et al. 2005](#)).

1.1.4 Univers opaque aux rayons gamma

Quelle que soit la source (galaxies, sursauts gamma, rayons cosmiques, annihilation de matière noire, etc), les photons gamma de haute énergie ne peuvent pas voyager librement. Ils interagissent avec les photons des différents fonds diffus et sont absorbés. Pour conclure cette partie, présentons une introduction aux cascades en nous attachant à montrer que les rayons gamma en particulier de très haute énergie ($> \text{TeV}$) ne peuvent pas voyager librement dans l'Univers.

L'Univers est rempli de rayonnements sur la quasi-totalité du spectre électromagnétique. On peut voir les rayons gamma comme des photons de très haute énergie devant traverser une foule de photons de beaucoup plus basse énergie. L'absorption se caractérise par l'interception du photon gamma γ par un photon de basse énergie γ_e . Ces deux derniers interagissent pour produire de nouvelles particules, en l'occurrence une paire de lepton / anti-lepton ($\gamma + \gamma_e \rightarrow e^+ + e^-$ ou $\mu^+ + \mu^-$). La probabilité qu'une telle interaction se produise est fonction de l'énergie des deux photons et de la densité des photons de basse énergie (dit photons cibles). La probabilité d'interaction est maximale lorsque $E_\gamma E_{\gamma_e} = (m_e c^2)^2$. On peut traduire cette probabilité par la distance moyenne parcourue par un photon gamma avant qu'il interagisse. Sur la figure [1.4](#) est représentée cette distance en fonction de l'énergie du photon gamma pour la production d'électron / positron et de muon / anti-muon avec l'origine des photons cibles.

Pour des photons gamma avec une énergie entre 1 TeV et 1 ZeV, la distance moyenne d'absorption varie de quelques kpc à plusieurs centaines de Mpc. Donc les phénomènes d'absorption ne seront réellement visibles que sur des sources extragalactiques puisque les sources galactiques sont trop proches pour qu'ils aient le temps d'avoir lieu. On peut voir que la création de paire muon / anti-muon n'a lieu que si l'énergie de photons gamma dépasse 10 EeV. Ceci étant dû à l'énergie de masse des muons qui est 2000 fois plus grande que celle des électrons (105 MeV contre 0.511 MeV). De plus dans cette gamme d'énergie, l'absorption est dominée par la création de paires électron / positron. Donc pour la suite lorsque nous parlerons de leptons, on se limitera à la création d'électrons / positrons. Plus l'énergie du photon gamma est grande, plus l'énergie du photon cible doit être petite passant du visible aux micro-ondes puis à l'onde radio. Par la suite seule des sources émettant des rayons gamma d'une énergie inférieure à 1 EeV seront étudiées, les photons cibles seront alors limités au fond diffus extragalactique et au fond diffus cosmologique (BB pour black body sur la figure, CMB dans le texte).

En résumé les photons gamma (énergie entre 1 TeV et 1 EeV) des sources extragalactiques (distance supérieure à quelques centaines de kpc) sont tous ou en partie absorbés via la création de paires d'électron / positron sur des photons cibles issus du fond diffus extragalactique ou du fond diffus cosmologique pour les plus énergétiques. Cette absorption a pour conséquence de couper le spectre à haute énergie. La figure [1.5](#) montre le spectre supposé d'émission pour une source (pointillés) et le spectre observé qui est effectivement coupé suite à l'absorption (coupure exponentielle).

Depuis que cet effet d'absorption a été mis en évidence, les observations gamma la prennent en compte de manière routinière. Les mesures effectuées sur des sources distantes sont "désabsorbées" de l'absorption due au fond diffus extragalactique. Cette absorption est critique car elle dissimule l'émission supérieure au TeV des sources compliquant leur étude. D'autre part si l'on peut connaître l'émission d'une source alors la distribution des photons cibles peuvent déduites ([Stecker et al. 1992](#); [Finke et al. 2010](#)).

1.1.5 Les cascades cosmologiques électromagnétiques

Si pendant longtemps on ne s'est intéressé qu'à l'absorption des photons, sans se préoccuper de ce que devenait l'énergie perdue, on a ensuite réalisé que les leptons créés pouvaient générer des cascades. Une cascade cosmologique est un processus relativement simple. Prenons le cadre d'une source extragalactique, émettant des photons gamma avec une énergie supérieure au TeV.

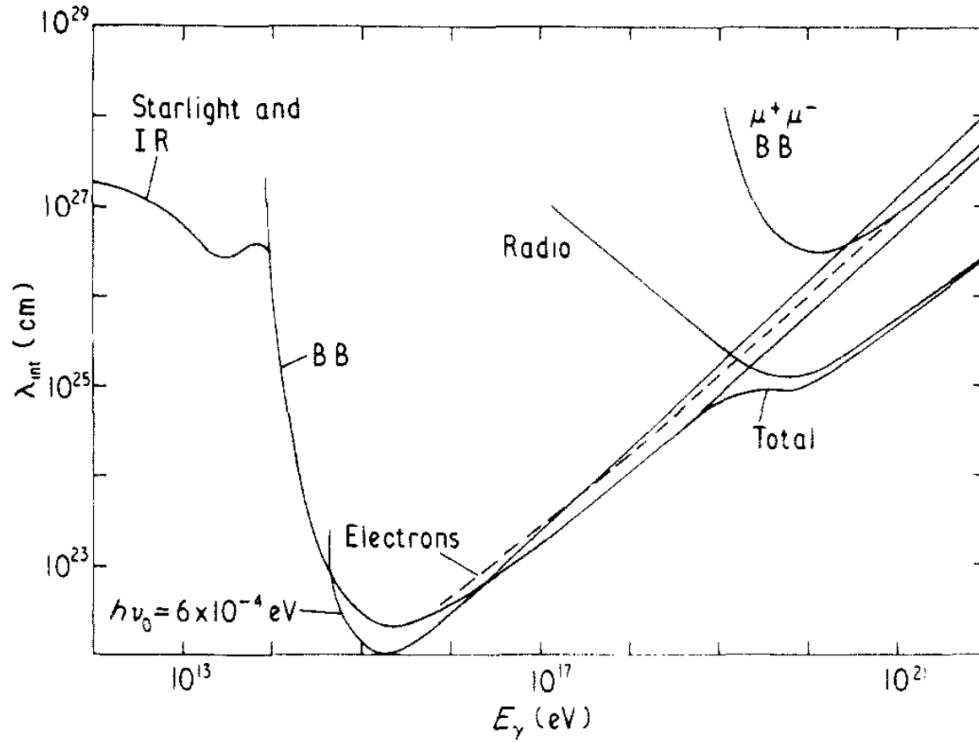


FIGURE 1.4 – Distance moyenne de production de paires (électron / positron et muon / anti-muon) en fonction de l'énergie des photons gamma. L'origine des photons cibles est également donnée (Wdowczyk et al. 1972).

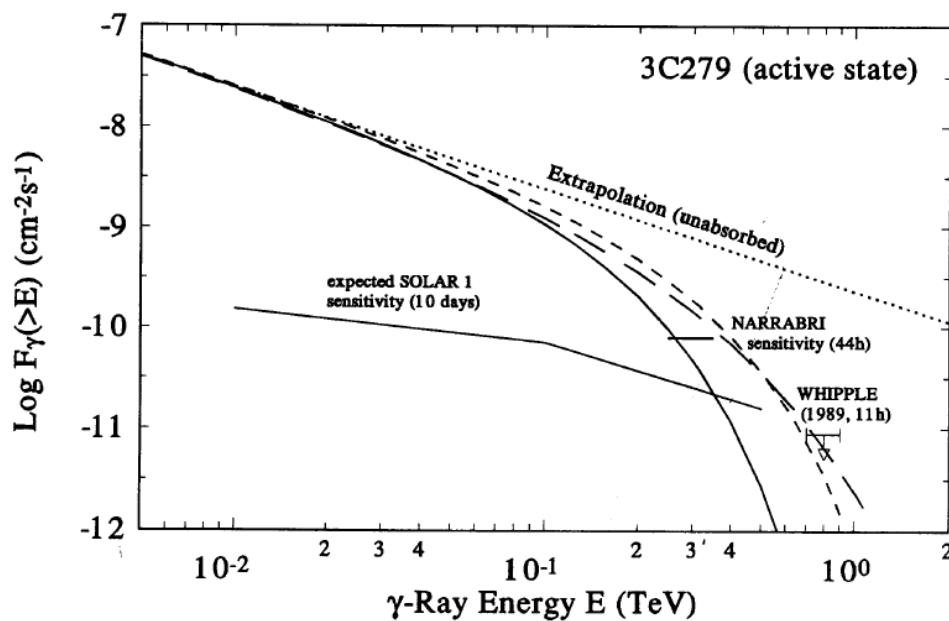


FIGURE 1.5 – Spectre supposé d'une source (pointillés) et spectres observés suite à la coupure due à l'absorption (Stecker et al. 1992).

Le processus de cascade représentée sur la figure 1.6, est le suivant :

- ▶ Les photons gamma sont absorbés par création de paires sur les photons de basse énergie.
- ▶ Les leptons se refroidissent via diffusion Compton inverse en produisant de nouveaux photons gamma. Ces photons correspondent à la première génération de la cascade.
- ▶ Les nouveaux photons peuvent à leur tour être absorbés via création de paires s'ils ont une énergie suffisante et sont assez éloignés de la Terre. On forme alors une seconde génération de leptons qui engendre une seconde génération de photons gamma.
- ▶ Les leptons créés voyagent dans le milieu intergalactique et sont déviés par le champ magnétique extragalactique (EGMF).

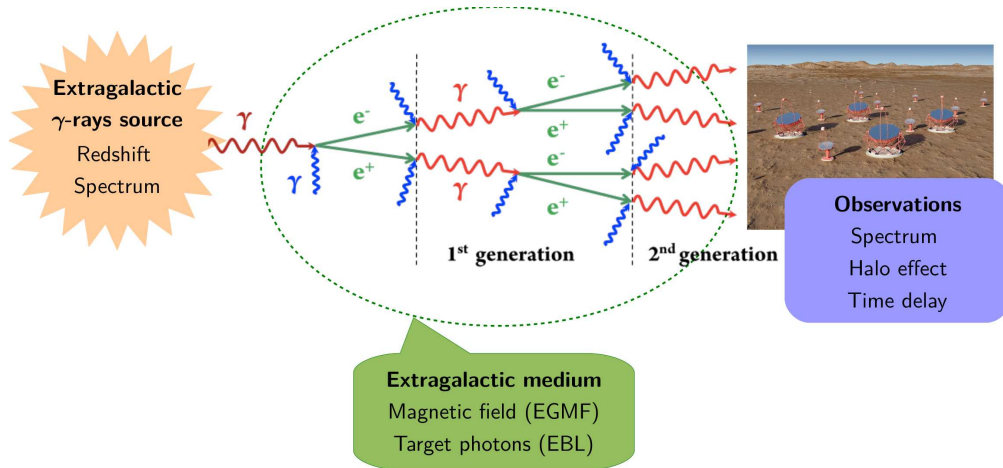


FIGURE 1.6 – Schéma représentant le processus général des cascades cosmologiques.

Ce processus de cascades induit plusieurs conséquences importantes sur les observables :

- ▶ Tout d'abord le spectre énergétique initial de la source est altéré puisque chaque photon au TeV est absorbé et redistribué en plusieurs milliers de photons au GeV (Protheroe 1986; Coppi 1998; Aharonian et al. 2002; Neronov and Vovk 2010).
- ▶ La seconde observable est appelée "halo de paires". Les photons gamma émis loin de la ligne de visée produisent des leptons qui sont déviés par le champ magnétique extragalactique. Les nouveaux photons gamma diffusés peuvent alors être émis dans la direction de l'observateur. Ceci induit la formation d'une source étendue autour de la source ponctuelle (Aharonian et al. 1994; Eungwanichayapant and Aharonian 2009).
- ▶ Enfin toujours à cause de la déviation des leptons, les nouveaux gamma doivent parcourir une distance plus grande pour atteindre la Terre. Ceci se traduit par un retard temporel par rapport aux photons primaires arrivés en ligne droite (Kronberg 1995; Plaga 1995; Ichiki et al. 2008; Murase et al. 2008; Takahashi et al. 2008).

1.2 Les sources d'absorption

Les cascades commencent par l'absorption d'un photon gamma par annihilation avec un photon cible. La question se pose alors de l'origine d'un tel fond de photons cibles.

Le milieu extragalactique est rempli de rayonnements couvrant quasiment tout le spectre électromagnétique. L'origine de ce rayonnement dépend de la bande de fréquence observée. La figure 1.7 montre le spectre du rayonnement reçu sur Terre séparé en différentes contributions :

(Radio) Le fond continu radio provenant du rayonnement synchrotron des rayons cosmiques électroniques dans le champ magnétique de notre Galaxie.

(CMB) Le fond diffus cosmologique sera présenté plus en détail par la suite.

(CIB + COB) L'émission de la poussière froide et des galaxies redshiftées constitue le fond diffus extragalactique visible (ou Extragalactic Background Light abrégé EBL) qui sera traité plus en détail par la suite. Il est composé de deux pics : un premier dans l'infrarouge (CIB) et un second dans le visible / optique (COB).

(UV) L'émission optique, ultraviolette et rayon X du milieu intergalactique dense ionisé.

(XRB) Le rayonnement diffus X issu de sources résolues et non résolues.

(GRB) Le rayonnement diffus gamma issu également de sources extragalactiques résolues et non résolues a déjà été présenté.

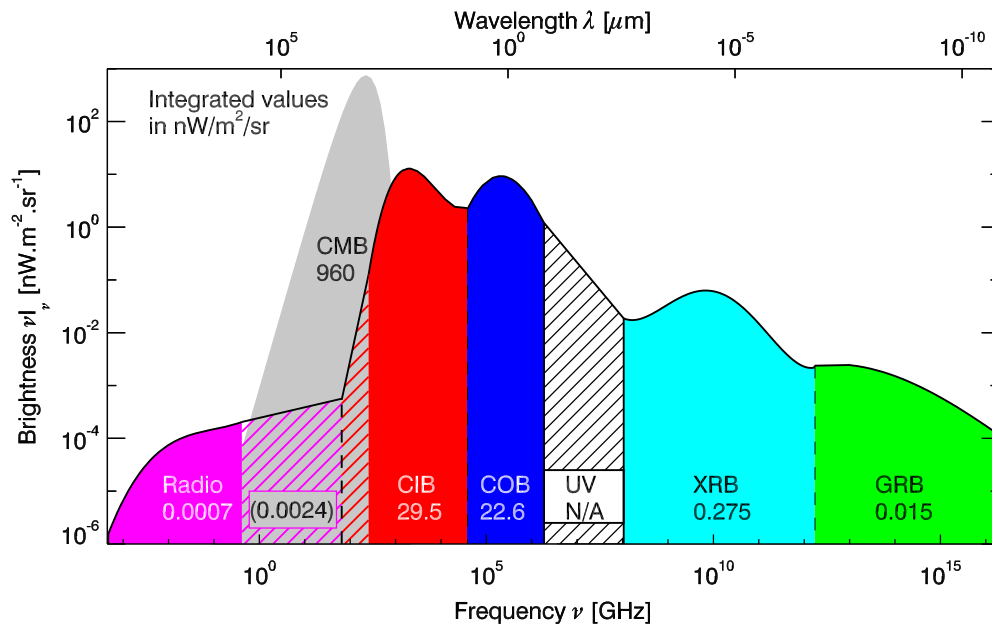


FIGURE 1.7 – Densité d'énergie du fond diffus extragalactique en fonction de la fréquence ν (Lacasa 2014).

Comme montré précédemment, pour des photons d'énergie entre le MeV et le PeV, de toutes ces sources seuls le fond diffus cosmologique et le fond diffus extragalactique sont pertinents.

1.2.1 Le fond diffus cosmologique (CMB)

Le fond diffus cosmologique (ou CMB pour Cosmological Micro-wave Background) est le rayonnement micro-onde primordial qui suit le Big Bang lors de la période de recombinaison ($z = 1100$). Il est modélisé par une loi de corps noir avec une température de T_{cmb} . Les propriétés du fond diffus cosmologique évoluent avec l'histoire cosmique. La température diminue en $(1+z)$ et la densité comme $(1+z)^3$. Donc la température du fond diffus cosmologique à un redshift z est $T_{\text{cmb}}(z) = (1+z)T_{\text{cmb},0}$ (courbe noire sur la figure 1.8) où $T_{\text{cmb},0} = 2.725$ K est la température mesurée à $z = 0$. La densité moyenne de photons, l'énergie moyenne des photons et la densité d'énergie moyenne associées au fond diffus cosmologique sont :

$$n_{\text{cmb}} = 16\pi\zeta(3) \left(\frac{k_B T_{\text{cmb}}}{hc} \right)^3 \approx 411(1+z)^3 \text{ cm}^{-3}, \quad (1.1)$$

$$\epsilon_{\text{cmb}} = \frac{\pi^4}{30\zeta(3)} k_B T_{\text{cmb}} \approx 6.34 \times 10^{-4} (1+z) \text{ eV}, \quad (1.2)$$

$$\rho_{\text{cmb}} = n_{\text{cmb}} \epsilon_{\text{cmb}} \approx 0.26(1+z)^4 \text{ eV.cm}^{-3}, \quad (1.3)$$

où $\zeta(3)$, k_B et h , sont respectivement les constantes d'Apéry, de Boltzmann et de Planck.

1.2.2 Le fond diffus extragalactique (EBL)

Il a été montré que seul les photons avec une énergie supérieure à 100 TeV sont absorbés par le fond diffus cosmologique. En dessous de cette énergie, ils sont absorbés par le fond diffus extragalactique qui est beaucoup moins bien connu.

Le fond diffus extragalactique (ou EBL pour Extragalactic background Light) est l'accumulation de toute la lumière provenant des étoiles et de la poussière à un moment donné. Il s'étend dans la gamme spectrale allant de l'ultraviolet ($\lambda_{UV} \approx 0.1\mu m$) jusqu'à l'infrarouge ($\lambda_{IR} \approx 1\mu m$). Spectralement, le fond diffus extragalactique (figures 1.7 et 1.8) est composé de deux pics. Le pic à haute énergie (UV à proche infrarouge - COB) est constitué de la lumière directe des étoiles et des AGN (Schirber and Bullock 2003). Le second pic à basse énergie (infrarouge moyen aux longueurs d'onde submillimétriques - CIB) est constitué de la lumière diffusée par les poussières extragalactiques (Lagache et al. 2005).

Le spectre et l'intensité du fond diffus extragalactique a évolué au cours de l'histoire de l'Univers du fait de l'évolution des galaxies et de l'accumulation du rayonnement stellaire. Dans nos calculs, nous avons besoin de connaître non seulement le fond diffus extragalactique observable aujourd'hui, mais également son évolution avec z . Ceci pose deux problèmes principaux :

1. La mesure directe du fond diffus extragalactique est difficile. En effet à ces longueurs d'ondes c'est la lumière zodiacale qui domine l'émission diffuse. La soustraction de la lumière zodiacale laisse de grandes incertitudes sur le niveau de flux du fond diffus extragalactique.
2. Calculer la contribution des étoiles et de la poussière au fond diffus extragalactique à un redshift quelconque revient à être capable de prédire l'évolution des galaxies et du milieu intergalactique. Poser des contraintes sur le fond diffus extragalactique permet donc également de contraindre les modèles qui l'ont engendré.

Par conséquent plusieurs modèles du spectre du fond diffus extragalactique et de son évolution en fonction du temps (redshift) existent. Les modèles peuvent être construits selon quatre grandes approches.

- Les modèles semi-analytiques "en avant" qui partent d'une modélisation de l'évolution de la formation des galaxies et de conditions cosmologiques initiales. Les paramètres du modèle sont ajustés par les observations (Gilmore et al. 2012)¹.
- Les modèles semi-analytiques "en arrière" qui partent, au contraire, de la population existante de galaxies et extrapolent son évolution cosmologique (Franceschini et al. 2008; Franceschini 2017).
- Les modèles semi-empiriques qui s'appuient sur la modélisation de l'évolution de la population des galaxies déduite des observations. Cette évolution est contrainte par la mesure du taux de formation stellaire par exemple ("Best fit" et "lower limit" de Kneiske and Dole (2010) ou modèle C de Finke et al. (2010)²).
- Les modèles purement empiriques qui reposent sur la mesure directe du spectre des galaxies à différents redshifts (Domínguez et al. 2011)³.

Les six modèles présentés ci-dessus ont été implémentés dans le cadre de la thèse mais c'est le modèle de Domínguez et al. (2011) qui a été pris comme référence. Donc sauf mention contraire c'est celui qui est utilisé.

La distribution spectrale d'énergie associée à chacun des six modèles est représentée sur la figure 1.8 à un redshift de $z = 0$ et $z = 2$. Les écarts entre les modèles apparaissent surtout à grands redshifts où contraindre les paramètres (qu'ils soient observationnels ou liés à la modélisation analytique) devient difficile en particulier à cause des incertitudes de mesures. Les modèles de densité peuvent varier d'un ordre de grandeur à $z = 2$.

L'évolution cosmologique du modèle de Domínguez et al. (2011) en fonction du redshift est représentée sur la figure 1.9 (en tirets). La densité de photons du fond diffus extragalactique augmente avec le redshift jusqu'à $z \simeq 2$ puis rediminue. Le pic à $z = 2$ coïncide avec le pic de la formation stellaire. À plus grands redshifts, il y a plus d'étoiles massives qui augmentent la contribution à haute énergie. Ceci contribue aussi

1. données provenant de physics.ucsc.edu/~joel/EBLdata-Gilmore2012/

2. données provenant de <http://www.phy.ohiou.edu/~finke/EBL/>

3. Instituto de Astrofísica de Andalucía (<http://side.iaa.es/EBL/>)

à aplatir le spectre dans le domaine optique - UV. À faibles redshifts, ce sont les étoiles de faibles masses et les étoiles massives ayant évoluées en dehors de la séquence principale qui vont majoritairement contribuer. Cette évolution stellaire impacte également la réémission par la poussière. L'absorption par la poussière étant plus efficace à haute énergie (là où émettent majoritairement les étoiles les plus massives), l'émission de la poussière est plus importante à grand redshift (Stecker et al. 1992; Finke et al. 2010).

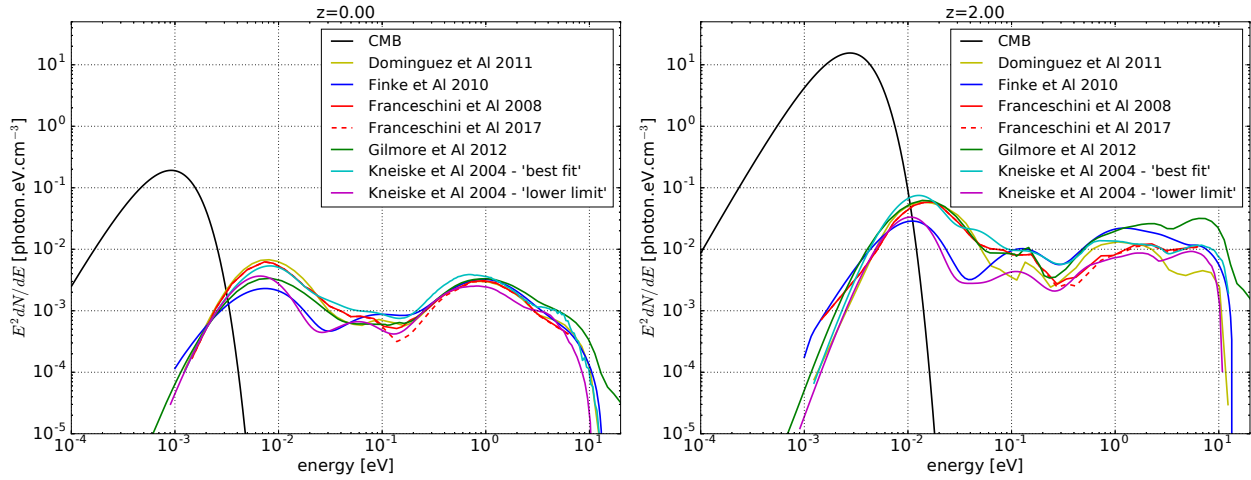


FIGURE 1.8 – Spectre de puissance des photons cibles : en noir le CMB et en couleurs six modèles d’EBL différents de la littérature (voir le texte pour plus d’informations). Énergie dans le repère de la source à $z = 0$ (à gauche) et $z = 2$ (à droite).

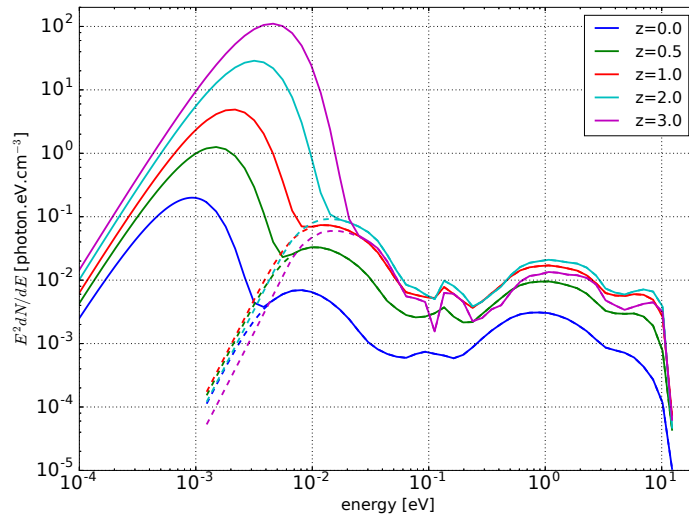


FIGURE 1.9 – Spectre de puissance des photons cibles (CMB + EBL de Domínguez et al. (2011) en traits pleins, EBL seulement en tirets) à différents redshift. Énergie dans le repère de la source à redshift z .

1.2.3 Les cascades cosmologiques comme sondes du fond diffus extragalactique

Pour conclure cette section, rappelons que l’absorption des rayons gamma extragalactiques est essentiellement due à la présence de ce fond diffus extragalactique. Cette dernière se traduisant par une coupure à haute énergie (TeV) du spectre des blazars entre autres. Reconstruire le spectre intrinsèque des blazars consiste à déabsorber du fond diffus extragalactique le spectre observé. Le spectre redressé alors dépend grandement du fond diffus extragalactique à un redshift donné. Souvent on suppose que le spectre intrinsèque ne peut pas être plus dur que $dN/dE \propto E^{-1.5}$ (Aharonian et al. 2006). Pourtant sous certaines conditions, des spectres plus durs peuvent être produits (Katarzyński et al. 2006). En conservant l’hypothèse

que le spectre est plus mou que $\Gamma = 1.5$, une limite supérieure sur le spectre du fond diffus extragalactique peut être posée (Gilmore et al. 2012). Une mesure plus précise du phénomène d'absorption à travers les cascades pourrait donc fournir de meilleures contraintes sur le spectre du fond diffus extragalactique.

Les spectres des sources extragalactiques peuvent être porteur d'informations cosmologiques et peuvent permettre de sonder le fond diffus extragalactique. Sur la figure 1.9 est représenté le spectre total des photons cibles (CMB + EBL de Domínguez et al. 2011) à différents redshift. On constate qu'à grand redshift ($z > 2$), le fond diffus cosmologique vient dominer sur le premier pic du fond diffus extragalactique à basse énergie. Ceci impacte sur les interactions qui se font dans cette gamme d'énergie en augmentant la probabilité d'interaction. Cependant la création de paires reste dominée par le fond diffus extragalactique.

Initialement seule l'absorption des rayons gamma par création de paires était prise en compte (Aharonian 1985) et négligeait les diffusions Compton inverse. Mais la description complète des cascades permet d'expliquer que des sources extragalactiques lointaines puissent avoir une émission de haute énergie plus importante que prévue (Protheroe 1986). L'étude de la coupure à haute énergie des blazars comme 3C279 (Stecker et al. 1992) ou 1ES 1101-232 (D'Avezac et al. 2007) permet de poser des limites sur la borne supérieure du spectre du fond diffus extragalactique.

1.3 Le champ magnétique extragalactique (EGMF)

Dans les cascades cosmologiques, il y a deux paramètres importants : les photons cibles pour les interactions et le champ magnétique pour le transport des leptons. En astrophysique, les champs magnétiques sont omniprésents depuis les étoiles et les systèmes planétaires jusqu'aux galaxies et aux amas. Durrer and Neronov (2013) donnent une revue complète de la question. Pour ce qui est des objets extragalactiques :

- ▶ Les amas de galaxies ont un champ magnétique de 0.1 à 10 μG étendu sur l'ensemble de l'amas. Son origine hypothétique pourrait être une "fuite" du champ magnétique des galaxies mais cela reste à confirmer (Furlanetto and Loeb 2001).
- ▶ Les galaxies spirales (la Voie Lactée y compris) présentent un champ magnétique avec une amplitude de 1 à 10 μG s'étendant sur l'ensemble de la galaxie. De manière surprenante, les galaxies elliptiques, elles, ne présentent pas de champ magnétique mesurable. L'origine du champ magnétique galactique est une clé importante de l'astrophysique puisqu'il joue un rôle primordial dans la formation et l'évolution des galaxies. Deux théories sont en concurrence :
 - Le mécanisme de batterie de Biermann permet la génération et le maintien d'un champ magnétique dans un plasma sans champ magnétique initial.
 - L'effet dynamo magnéto-hydro-dynamique permet d'amplifier un champ magnétique déjà existant. Un tel effet pourrait donc expliquer les champs magnétiques observés dans les galaxies et les amas mais il requière la présence d'un champ magnétique initial.

Au cours de la formation des galaxies par contraction, le champ magnétique est également comprimé et donc son intensité augmente.

Le mécanisme de dynamo avec un champ initial étant à l'heure actuelle celui privilégié pour expliquer les champs magnétiques dans les galaxies, la question de l'origine et de l'évolution du champ magnétique initial se pose.

1.3.1 Production d'un champ magnétique primordial

Un champ magnétique primordial a pu être produit durant trois grandes phases :

- ▶ *Une transition de phases* : Les changements dans la nature des particules ainsi que la libération d'énergie sur de courtes périodes de temps peuvent conduire à la création de courants électriques qui induisent des champs magnétiques.
 - Durant la transition de phase QCD (Quantum Chromo Dynamics), le plasma de quarks - gluons à haute température s'hadronise. Deux phases apparaissent, le plasma de quarks - gluons qui ne

s'est pas encore hadronisé d'un côté et une phase de hadrons de l'autre. À l'équilibre thermodynamique entre les deux phases un champ magnétique pourrait être produit qui demeurerait avec l'expansion de la phase hadronique.

→ Durant la transition de phase électrofaible, de la même manière de bulles de phases où interviennent la brisure de symétrie électrofaible peuvent s'étendre dans tout le plasma primordial ce qui peut engendrer la production d'un champ magnétique.

Dans les deux cas, à la recombinaison le champ magnétique produit devrait avoir une amplitude de $B \sim 10^{-23} \text{G}$ sur une échelle de 100 kpc.

- ▶ *L'inflation* : De manière plus exotique, le champ électromagnétique pourrait avoir été couplé au champ de l'inflation. La nature de ce couplage et son évolution étant encore très incertaines, de nombreux modèles existent. Au final, ces modèles proposent des champs magnétiques d'amplitude inférieure du nG à l'heure actuelle.
- ▶ *À la recombinaison*, les diffusions Compton et Rutherford (ou Coulomb) sont si efficaces qu'elles produisent trois fluides respectivement de protons, électrons et photons. Comme la diffusion est plus efficace sur les électrons que sur les protons, la vitesse de déplacement relative des deux fluides de protons et d'électrons est non nulle conduisant à la création d'un courant électrique. C'est l'anisotropie de pression radiative des photons qui induit la production d'un champ magnétique de faible amplitude ($B \sim 10^{-20} \text{G}$) sur des échelles de l'ordre du Mpc.

1.3.2 Champ magnétique turbulent primordial

Le plasma primordial étant instable, les mouvements chaotiques de charges et les anisotropies de densités produisent un champ magnétique turbulent. Dans le cadre du développement d'une cascade turbulente, les perturbations se propagent des basses fréquences vers les hautes fréquences jusqu'à une fréquence maximale où les perturbations sont amorties par des instabilités cinétiques du plasma. Le spectre de Fourier du champ magnétique suit alors une loi de puissance qui s'étend entre une fréquence maximale et une fréquence minimale. Le plus souvent, plutôt que de traiter de l'ensemble du spectre turbulent, on résume les fluctuations par une unique quantité : la longueur de cohérence λ_B . Celle-ci représente la longueur caractéristique moyenne des ondes du plasma. Le champ est alors modélisé par deux grandeurs : son amplitude B et sa longueur de cohérence λ_B . Sur la figure 1.10 est représentée l'espace des valeurs de B et λ_B autorisées par la théorie. Les contraintes posées par les modèles brièvement présentés précédemment en fonction de ces deux grandeurs sont mises en valeur.

En plus de l'amplitude B et de la longueur de cohérence λ_B , le champ magnétique peut porter une troisième caractéristique qu'est l'hélicité \mathcal{H} définie par :

$$\mathcal{H} = \int \vec{A} \cdot \vec{B} d^3r, \quad (1.4)$$

où \vec{A} est le potentiel vecteur du champ magnétique $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$. L'hélicité dépend du modèle de production du champ magnétique. Une mesure de l'hélicité du champ magnétique extragalactique peut permettre de contraindre les modèles de production de ce dernier (Sigl 2002; Saveliev et al. 2013). La propagation des rayons cosmiques doit aussi être affectée par l'hélicité (Kahniashvili and Vachaspati 2006). Les cascades cosmologiques pourraient également présenter une empreinte de cette hélicité (Long and Vachaspati 2015; Batista et al. 2016b).

1.3.3 Évolution d'un champ magnétique primordial

Un champ magnétique produit tôt dans l'histoire de l'Univers évolue nécessairement avec lui. Deux aspects concourent à son développement :

- ▶ D'une part l'expansion de l'Univers dilue le champ magnétique comme $B_0(1+z)^2$ où B_0 est l'amplitude d'un tel champ mesuré aujourd'hui ($z = 0$).
- ▶ D'autre part l'interaction avec le plasma environnant (qui se dilue avec l'expansion de l'Univers) peut aussi dissiper le champ magnétique (à cause de la dilution). Que ce soit entre la période de

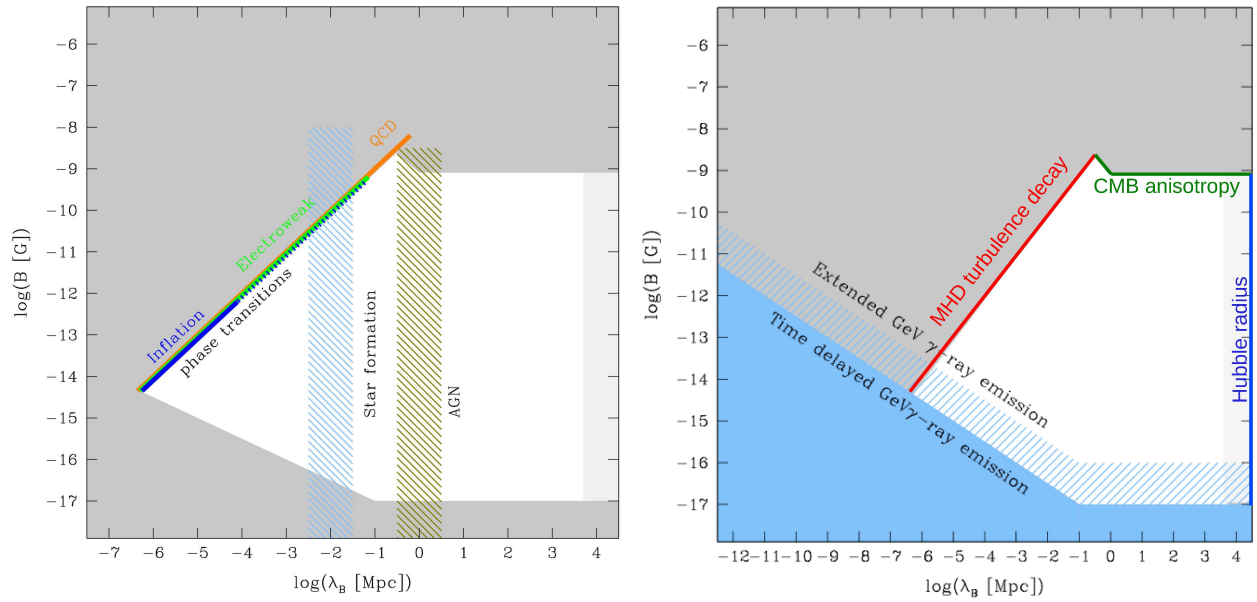


FIGURE 1.10 – **À gauche** : Limites des modèles de génération de champ magnétique primordial sur l'amplitude B et la longueur de cohérence λ_B à $z = 0$ du champ magnétique extragalactique. **À droite** : Contraintes actuelles (amplitude B et longueur de cohérence λ_B à $z = 0$) sur le champ magnétique extragalactique (Durrer and Neronov 2013).

recombinaison ($z \sim 1100$) et la période de réionisation ($z \sim 10$) ou entre la période de réionisation ($z \sim 10$) et aujourd'hui, une dissipation du champ magnétique dans le milieu extragalactique ne peut intervenir que sur des échelles caractéristiques de diffusion de l'ordre de l'unité astronomique. Les champs magnétiques avec des échelles de cohérence plus petites vont donc se trouver dissipés alors que ceux avec une longueur plus grandes peuvent se maintenir. Ceci pose une limite sur la longueur de cohérence d'un champ magnétique extragalactique qui dépend de l'amplitude. Elle est représentée en rouge ("MHD turbulence decay") sur la figure 1.10.

Les deux processus ne pouvant raisonnablement effacer le champ magnétique à toutes les échelles caractéristiques, ce champ primordial demeure gelé dans le gaz formé par le plasma résiduel des électrons du milieu intergalactique. Tant que l'Univers reste homogène, le champ ne peut pas être dissipé, cependant la formation des grandes structures altère cet état de fait. D'une part le champ magnétique est amplifié localement par effet dynamo et par effet de batterie de Biermann qui peut apparaître. D'autre part l'éjection de plasma dans le milieu intergalactique peut perturber le champ magnétique présent dans ce dernier.

En conclusion mesurer un champ magnétique intergalactique devrait permettre de poser de fortes contraintes sur son origine.

1.3.4 Contraintes sur le champ magnétique extragalactique

Les modèles prédisent des champs magnétiques (amplitude et longueur de cohérence) très différents. La mesure de ces champs peut donc permettre de les contraindre.

Nucléosynthèse primordiale

La nucléosynthèse primordiale est le processus par lequel les premiers noyaux atomiques (hélium, deutérium, lithium) ont été créés au début de l'Univers à partir des nucléons. Avant ce processus, l'équilibre chimique entre les neutrons et les protons est maintenu par des interactions atomiques faibles ($n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{\nu}_e$, $n + \nu_e \leftrightarrow p + e^-$, $n \leftrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$).

La présence d'un champ magnétique à cette période perturbe le maintien de cet équilibre à cause de l'interaction des fermions avec le dit champ. En conséquence, l'abondance de chacune des espèces est altérée puisque le champ magnétique modifie les taux de réaction. De plus le taux d'expansion de l'Univers est également augmenté par la présence d'un champ magnétique.

Le champ magnétique entraîne une dégénérescence des niveaux d'énergie des électrons et positrons. Cette dégénérescence provoque une augmentation du taux de décroissance des neutrons. Le milieu étant moins riche en neutrons, la densité d'hélium (${}^4\text{He}$) est plus faible. Dans le même temps le taux d'expansion de l'Univers augmentant, la durée de la période de nucléosynthèse est plus courte et donc le temps pendant lequel les neutrons peuvent décroître. Par conséquence, ceci induit au contraire une augmentation de la densité d'hélium. Plus le champ est fort, plus le taux décroissance augmente et donc la densité d'hélium diminue.

L'abondance de l'hélium prédite au début de l'Univers étant environ de 1, Les champs magnétiques autorisés pour ne pas briser cette prédiction se traduisent aujourd'hui par un champ inférieur à 10^{-6}G .

Les anisotropies du fond diffus cosmologique

Le fond diffus cosmologique étant l'image de l'Univers à son commencement, il contient la distribution du plasma originel au moment de la recombinaison. Si un champ magnétique primordial suffisamment intense a été produit à ce moment-là alors il doit en rester l'empreinte visible dans le fond diffus cosmologique.

En effet l'interaction du champ magnétique avec le plasma produit des anisotropies de densité. Ces anisotropies entraînent des distorsions dans l'image du fond diffus cosmologique par des effets de rotation Faraday ou par effet Sunyaev - Zel'dovich.

À l'heure actuelle, aucune anisotropie n'a été observée (Ade a,b). Ceci permet à minima de poser une limite supérieure sur le champ magnétique extragalactique ("CMB anisotropy" sur la figure 1.10) d'environ 10^{-9}G , comparable aux limites posées par les mesures de rotation Faraday.

Mesures directes

En astrophysique, pour mesurer les champs magnétiques, il existe deux grandes méthodes :

- ▶ *Effet Zeeman* : l'application d'un champ magnétique sur une molécule ou un atome entraîne la levée de la dégénérescence de ses niveaux d'énergie. Cela se traduit par la séparation de ses raies spectrales. L'amplitude de cette séparation est proportionnelle à celle du champ magnétique. Grâce à la mesure de cette séparation, l'amplitude du champ magnétique de notre Galaxie, par exemple, a pu être déterminée.
- ▶ *Effet Faraday* : Lorsqu'une onde lumineuse polarisée traverse un champ magnétique, la polarisation de cette dernière effectue une rotation proportionnelle à l'amplitude du champ magnétique dans la direction de propagation. Cette méthode a permis par exemple de déterminer le champ magnétique des pulsars en mesurant l'amplitude de la rotation.

Ces deux techniques requièrent des champs magnétiques forts et / ou de fortes densités de matière. Aucune de ces deux conditions n'est remplie dans le milieu intergalactique. L'utilisation des méthodes précédentes sur le rayonnement de quasars distants n'ont pas permis de mesurer directement le champ magnétique extragalactique (Heiles and Troland 2004; Blasi et al. 1999) mais ont permis de poser des limites supérieures de l'ordre du nG. Cette limite est en fait à peu près confondue avec celle provenant des anisotropies du CMB représentée sur la figure 1.10.

1.3.5 Les cascades cosmologiques comme sonde du champ magnétique extragalactique

Les méthodes précédentes ayant échouées à réaliser une mesure directe, les cascades cosmologiques brièvement introduites à la section 1.1.5 pourraient apporter une solution. En effet, le déplacement des électrons

et positrons produits dans le milieu extragalactique est sensible au champ magnétique ambiant. Étant données les distances parcourues mises en jeu (kpc à Mpc), même un champ magnétique très faible ($< 10^{-9}$ G) devrait avoir des conséquences sur les observables du phénomène :

1. altération du spectre de la source,
2. émission diffuse autour de la source appelée halo,
3. retard temporel dans l'arrivée des photons.

Plus le champ magnétique est fort plus les leptons sont déviés et plus le halo sera étendu et le retard important. Le spectre de la cascade mesuré dans la PSF d'un instrument pendant une période de temps va alors être coupé à basse énergie.

Ces trois phénomènes ont fait l'objet au cours des ans de nombreuses recherches tant les cascades pourraient enfin offrir une réponse à la question fondamentale des propriétés du champ magnétique extragalactique.

Les retards temporels

Le retard temporel est en fait peu étudié. À l'origine, l'étude du retard temporel semble la piste la plus prometteuse pour prédire l'amplitude du champ magnétique extragalactique (Plaga 1995; Kronberg 1994). Il est effectivement possible de pouvoir observer des délais dans l'émission des sursauts gamma et des blazars si l'amplitude du champ magnétique extragalactique est de l'ordre de 10^{-19} G à 10^{-21} G (Ichiki et al. 2008; Murase et al. 2008; Takahashi et al. 2008; Veres et al. 2017). L'étude de la contrepartie au GeV dans les données de *Fermi*/LAT d'un pic d'activité du blazar Mkr 501 montre un décalage observé entre l'émission au TeV et au GeV qui pourrait être expliqué par une émission de cascades (Neronov et al. 2012). Les caractéristiques temporelles et spectrales observées attesteraient d'une amplitude de l'EGMF comprise entre 10^{-16} et 10^{-17} G pour une longueur de cohérence de 1 Mpc. Au-delà, la littérature fait peu référence aux retards. En effet, cette étude requière l'analyse de sursauts d'activité de la source ("flash" des blazars ou sursauts gamma). De plus pour une amplitude du champ magnétique extragalactique supérieure à 10^{-19} G, le retard moyen excède la dizaine d'années (voir la figure 5.11 à droite) rendant l'observation à l'heure actuelle impossible.

Les halos

La détection de halos pourrait également permettre de mesurer l'amplitude du champ magnétique extragalactique (Neronov and Semikoz 2007; Elyiv et al. 2009). En effet, avec un champ suffisamment fort cette extension devrait être visible. Le halo en lui-même n'est observable que si sa taille typique est plus grande que la Point Spread Function (PSF) de l'instrument mais plus petite que son champ de vue. Sur la figure 1.11 est représentée la direction d'arrivée des photons comparée au champ de vue de deux télescopes Cherenkov pour deux amplitudes du champ magnétique extragalactique. Si le champ magnétique extragalactique est trop fort la cascade pourrait s'étendre au-delà du champ de vue entraînant en cas de détection une sous-estimation de sa valeur. A contrario si le champ magnétique extragalactique est trop faible, la cascade pourrait être complètement comprise dans la PSF de l'instrument. Une modélisation précise de la PSF de l'instrument est donc très importante. La mesure dépend aussi de la bande d'énergie considérée. Des halos de paires doivent être observables sur les blazars comme sur les sursauts gamma dans différentes bandes d'énergie gamma (Eungwanichayapant and Aharonian 2009) et même potentiellement dans la bande X (1 - 10 keV) (Coppi 1998). La complexité d'observer des halos réside aussi dans la capacité à pouvoir distinguer le halo lié à la cascade du bruit de fond. Des halos autour de blazars "morts" devraient exister longtemps après l'extinction de la source (Neronov et al. 2010) mais de tels halos ne seraient alors liés à aucune source.

Avec l'amélioration des instruments (HEGRA, *Fermi*/LAT, H.E.S.S., Veritas, MAGIC), de nombreuses recherches de halos ont été menées sur les blazars mais sans succès de détection (Aharonian et al. 2001;

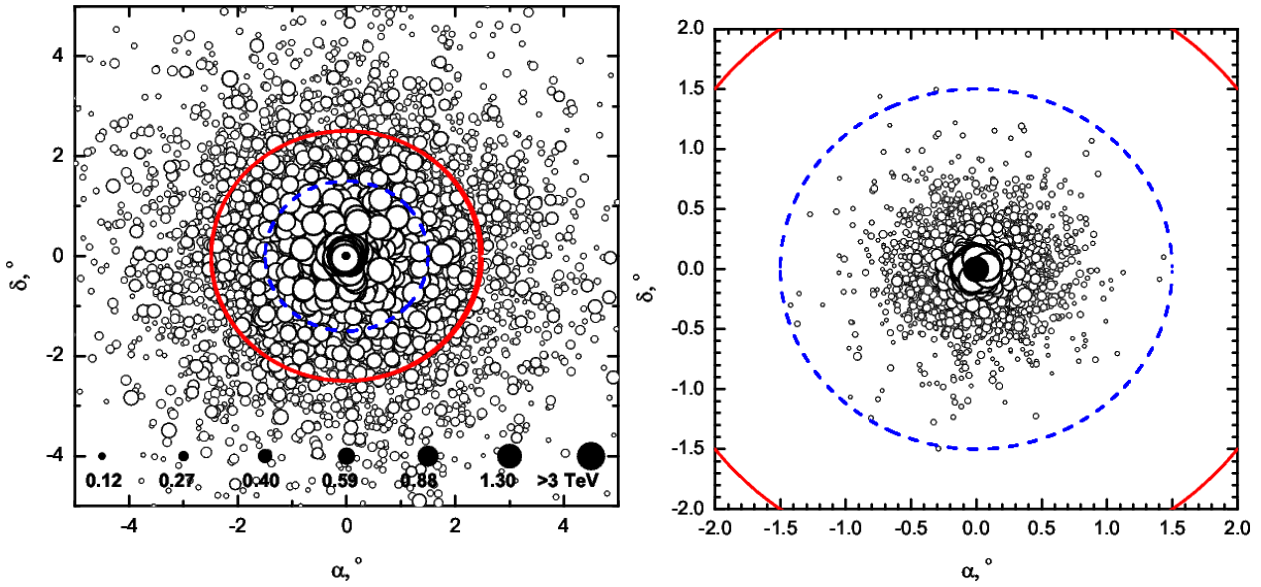


FIGURE 1.11 – Deux images du halo de paires pour un champ magnétique extragalactique de respectivement 10^{-14}G et 10^{-15}G . En tiret bleu est le champ de vue de MAGIC (1.5°) et en rouge le champ de vue de H.E.S.S. (2.5°) (Elyiv et al. 2009).

Abramowski et al. 2014; Archambault et al. 2017). Deux papiers ont pourtant montré la possible observation d'un halo (Ando and Kusenko 2010; Chen et al. 2015). Le premier a été démenti (Neronov et al. 2011) et le second n'a pas été confirmé. Ceci met en évidence l'aspect crucial des limites instrumentales sur la détection des halos de paires. L'analyse temporelle combinée entre les phases d'activité et de repos de blazars avec *Fermi*/LAT n'a pas donnée de signatures de halo non plus (Prokhorov and Moraghan 2016). Pourtant cette non détection permet d'exclure un champ magnétique extragalactique autour de 10^{-14}G avec un niveau de confiance supérieur à 95% (Archambault et al. 2017).

Les halos devraient certes permettent de sonder l'amplitude du champ magnétique extragalactique et potentiellement sa longueur de cohérence (Neronov et al. 2013) mais certains vont déjà beaucoup plus loin, en proposant d'étudier les anisotropies dans les images des halos qui devrait permettre d'obtenir des informations sur son hélicité (Long and Vachaspati 2015; Batista et al. 2016b).

Les altérations des spectres

Les multiples études spectrales des blazars tendent à montrer que l'amplitude du champ magnétique extragalactique serait entre 10^{-18}G et 10^{-15}G (Kachelrieß 2010). Mkn 501 a fait l'objet d'études spectrales tant pendant les phases d'activité intense (flares, Krawczynski et al. 2000) que pendant les phases au repos (quiescent, Aharonian et al. 2002). Les spectres de différents blazars observés avec *Fermi*/LAT ne sont pas compatibles avec une amplitude du champ magnétique extragalactique nulle et prédisant une valeur autour de $\sim 3 \times 10^{-16}\text{G}$ (Neronov and Vovk 2010). L'ensemble des mesures spectrales sont réalisées en supposant que le spectre à haute énergie est une simple loi de puissance. Pourtant avec un spectre intrinsèque plus complexe, le spectre mesuré peut être compatible avec un champ magnétique extragalactique nul (Arlen et al. 2014).

Toutes ces études successives avec beaucoup de non détections (halos, retard temporel) ou de résultats contradictoires (analyses spectrales) montrent bien que la question reste encore largement ouverte. Si les recherches avec les instruments actuels sont restées bredouilles, le futur observatoire CTA catalyse beaucoup d'espoirs dans la recherche des cascades (Sol et al. 2013; Meyer et al. 2016). En attendant sa mise en service, une étude détaillée des cascades cosmologiques et de leurs dépendances aux paramètres du milieu intergalactique est cruciale pour pouvoir les utiliser comme sonde.

Chapitre 2

Physique des cascades électromagnétiques cosmologiques

Au chapitre précédent on a présenté une vision large et générale de l'astronomie gamma et on a montré que les rayons gamma extragalactiques étaient absorbés en produisant des paires d'électron / positron. Ces leptons se refroidissent par diffusion inverse Compton émettant de nouveaux photons gamma. Cette succession de processus engendre la cascade cosmologique. Ce chapitre va présenter plus en détail la physique du phénomène et en particulier déduire les premières conséquences observables. Plusieurs aspects sont à traiter :

- ▶ l'interaction des particules (photons et leptons) sur le fond diffus,
- ▶ le transport des particules et en particulier, étant donné les distances mises en jeu, la cosmologie et la déviation des leptons par le champ magnétique extragalactique.

À partir de quelques simplifications sur la modélisation des interactions, un modèle simplifié des observables sera présenté.

2.1 Interactions et rayonnement du fond diffus

Les cascades cosmologiques font intervenir essentiellement deux interactions : la création de paires électron - positron et la diffusion Compton inverse. De plus comme les leptons sont déviés par le champ magnétique extragalactique, il est légitime de se demander si un refroidissement synchrotron n'a pas lieu. Nous allons passer en revue ces différentes interactions au regard des photons cibles précédemment présentés.

2.1.1 Refroidissement synchrotron dans le champ magnétique extragalactique

Les leptons voyageant dans le milieu intergalactique sont déviés par le champ magnétique ambiant (EGMF). Donc on s'attend à ce qu'ils perdent une part de leur énergie par rayonnement synchrotron.

Le temps caractéristique de refroidissement des leptons par synchrotron est ([Ginzburg and Syrovatskii 1965](#)) :

$$\tau_{sc} \approx 1.6 \times 10^{13} \left(\frac{B}{10^{-10} \text{G}} \right)^{-2} \left(\frac{E_e}{50 \text{TeV}} \right)^{-1} \text{ yr.} \quad (2.1)$$

Ce temps est bien plus grand que l'âge de l'Univers ($\sim 13.8 \times 10^9 \text{ yr}$). Donc le refroidissement synchrotron des électrons est extrêmement inefficace aux énergies qui nous intéressent. Pour que le refroidissement synchrotron soit aussi efficace que le refroidissement par perte Compton ($\tau_{sc} = \tau_{ic} = D_{ic}/c$, voir équation [2.12](#)), il faut soit que l'électron ait une énergie de l'ordre du PeV, soit pour un électron d'énergie initiale 1 TeV un champ magnétique extragalactique de $\sim 10^{-8} \text{ G}$. De plus les photons produits ne seront jamais

observables à haute énergie. En effet l'énergie typique des photons produits est :

$$E_{sc} = \frac{3\hbar c e B E_e^2}{2m^3 c^6} \approx 0.02 \left(\frac{B}{10^{-10}\text{G}} \right) \left(\frac{E_e}{50\text{TeV}} \right)^2 \text{ eV}. \quad (2.2)$$

À titre d'indication, pour émettre des photons dans la gamme au GeV, il faut que l'électron ait une énergie de l'ordre du PeV pour un champ magnétique extragalactique de 10^{-10}G .

À priori le champ magnétique extragalactique ne peut pas avoir une amplitude plus élevée que 10^{-9}G (voir section 1.3). Comme les sources étudiées n'émettent pas à plus de 1 PeV (donc des leptons d'énergie $< 500\text{TeV}$), à partir de maintenant et pour tout le reste du manuscrit, le rayonnement synchrotron et la perte d'énergie liée seront négligés. Cependant si un développement plus poussé vers les ultra-hautes énergies était faite un jour, il faudrait prendre en compte les pertes synchrotron.

2.1.2 Création de paires électron - positron

Le premier processus qui intervient dans une cascade électromagnétique est la création de paires électron - positron, à savoir l'annihilation de photons de haute énergie (TeV) avec des photons de basse énergie (Nikishov 1962).

Si l'on considère des photons cibles d'énergie moyenne $\epsilon = 1\text{ eV}$ alors l'énergie minimale possible pour qu'un photon gamma puisse produire une paire est de l'ordre de quelques centaines de GeV :

$$E_{th} = \frac{m_e^2 c^4}{\epsilon} \approx 261 \left(\frac{\epsilon}{1\text{eV}} \right)^{-1} \text{ GeV} \quad (2.3)$$

La condition de seuil de la réaction est donnée dans le cas d'une collision frontale ($\theta = \pi$) et produisant deux leptons à l'énergie de masse ($E_e = m_e c^2$).

Considérons un photon gamma qui remplisse cette condition, traversant un gaz de photons cibles de densité $n(\epsilon)$ (nombre de photons par unité d'énergie et par unité de volume) et de distribution isotrope. La densité différentielle de photons à l'énergie ϵ et à l'angle θ par rapport à la direction du photon gamma est alors :

$$dn = \frac{1}{2} n(\epsilon) \sin \theta d\theta d\epsilon. \quad (2.4)$$

La direction relative des deux photons l'un par rapport à l'autre est prise en compte par le facteur $(1 - \cos \theta)$. Donc la probabilité d'absorption par unité de chemin parcouru est :

$$\frac{d\tau_{\gamma\gamma}}{dl} = \int \int \frac{1}{2} \sigma_{pp}(E, \epsilon, \theta) n(\epsilon) (1 - \cos \theta) \sin \theta d\epsilon d\theta, \quad (2.5)$$

où $\tau_{\gamma\gamma}$ est la profondeur optique d'absorption pour un photon d'énergie E et σ_{pp} est la section efficace de production de paire (voir annexe A.1). Cette profondeur optique par unité de distance correspond à l'inverse de la distance typique d'annihilation. Elle est représentée sur la figure 2.1 :

- en trait pour un ensemble de photons cibles issus à la fois du fond diffus cosmologique et du fond diffus extragalactique (les six modèles présentés au chapitre 1.2.2 sont représentés),
- en tirets les contributions du fond diffus extragalactique et du fond diffus cosmologique séparément.

L'absorption n'a lieu sur les photons du fond diffus cosmologique que si le photon gamma a une énergie supérieure à la centaine de TeV. De fait, il est raisonnable de considérer que la majorité des interactions ont lieu sur le fond diffus extragalactique pour la coupure observée à haute énergie sur les spectres. Selon le modèle de fond diffus extragalactique la probabilité peut varier d'un facteur ~ 2 autour du maximum d'absorption par le fond diffus extragalactique.

Dans un milieu statique et uniforme, la profondeur optique est simplement $\tau = L d\tau/dl$ (où L est la distance parcourue). Dans le cas des cascades cosmologiques, $d\tau/dl$ évolue au cours du temps du fait de l'expansion de l'univers, du redshift des photons qui s'y propagent ainsi que de l'évolution cosmologique du fond diffus extragalactique. Donc d'une part l'intensité du fond diffus extragalactique dépend de l'époque si bien

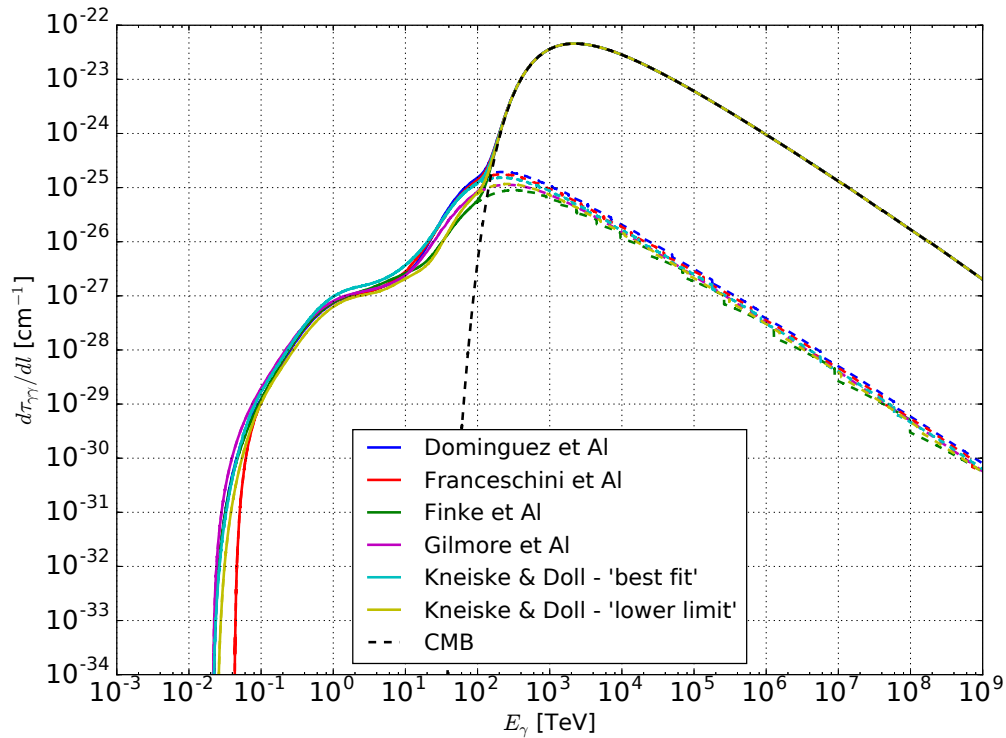


FIGURE 2.1 – Probabilité d’absorption des photons gamma via création de paires par unité de distance parcourue pour un photon en fonction de son énergie E_γ . En trait plein : fond diffus cosmologique + fond diffus extragalactique, en tirets : fond diffus cosmologique seul ou fond diffus extragalactique seul. Les couleurs représentent différents modèles d’EBL.

qu’un photon traverse des couches de $d\tau/dl$ différentes au cours de son voyage. Mais également son énergie diminue, ce qui change sa probabilité d’interaction. Au bilan dans un Univers en expansion, la profondeur optique correspondant au trajet parcouru par un photon gamma entre un temps t_0 et un temps $t_0 + \Delta t$ est :

$$\tau_{\gamma\gamma} = c \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \frac{d\tau_{\gamma\gamma}}{dl} dt. \quad (2.6)$$

La longueur propre d’interaction d’un photon avant qu’il ne crée une paire est alors $\lambda_{\gamma\gamma} = ct_{\gamma\gamma}$. Dans le cas d’un Univers statique (expansion de l’Univers négligé), l’épaisseur optique d’absorption gamma - gamma d’une source située à une distance D_s devient $\tau_{\gamma\gamma} = D_s/\lambda_{\gamma\gamma}$. Sur la figure 2.2 est représenté ce libre parcours moyen de photons émis à différents redshifts, en fonction de leur énergie d’émission dans le référentiel de la source. Le modèle de fond diffus extragalactique de Domínguez et al. (2011) est pris. Deux courbes sont représentées :

- ▶ en trait plein : le calcul exact de l’évolution du libre parcours moyen en considérant un Univers en expansion,
- ▶ en trait pointillé : un calcul approché de l’évolution du libre parcours moyen dans un Univers statique donc les propriétés (en particulier celles du fond diffus extragalactique) sont figées à celles au redshift d’émission.

En dessous du TeV, la distance moyenne d’absorption devient rapidement plus grande que la distance typique nous séparant des sources observées (100 Mpc à Gpc). Au final seuls les photons avec une énergie supérieure au TeV sont significativement absorbés. À plus basse énergie, l’interaction a lieu dans le futur ($z > 0$). En dessous de 200-300 GeV, les photons voyagent sur des distances tellement grandes que deux effets cosmologiques jouent pour faire diverger le libre parcours moyen :

1. La densité de photons cibles se dilue en $(1+z)^3$ et l’expansion de l’univers dominé par la matière noire devient exponentielle si bien que la probabilité d’absorption chute brusquement tandis que le photon se propage.

2. L'énergie des photons gamma est aussi redshiftée nécessitant des photons cibles d'énergie toujours plus grande. Comme la densité de l'EBL s'effondre à 10 eV, le libre parcours moyen diverge brutalement à basse énergie.

Et de fait, ces deux effets contribuent de manière comparable. Les photons avec une énergie autour de 1 TeV ont un libre parcours moyen de l'ordre de quelques Mpc à quelques kpc en fonction du redshift d'émission. Considérant un blazar comme Mkr 421 ($z = 0.0308$, 135Mpc) émettant à 100 TeV, ces rayons gamma sont totalement absorbés sur une distance d'environ 1 Mpc. Pour se représenter la transition entre un Univers optiquement opaque aux rayons gamma et un Univers transparent, la ligne noire sur la figure 2.2 représente en ordonnée la distance à la source et en abscisse l'énergie minimale d'absorption, c'est-à-dire la plus petite énergie d'un photon qui sera forcément absorbé avant de rejoindre la Terre. L'univers est opaque aux sources dont la distance et l'énergie les placent au dessus et à droite de cette courbe alors qu'il est transparent aux sources situées en dessous et à gauche. Pour une source de distance donnée, on définit l'énergie typique d'absorption comme l'énergie pour laquelle $\tau_{\gamma\gamma} = 1$. Cette énergie redshiftée à $z = 0$ est représentée sur la figure 2.3. Plus la distance (redshift) augmente plus la coupure se situe à basse énergie puisque tous les photons de plus haute énergie auront eu le temps d'être absorbés.

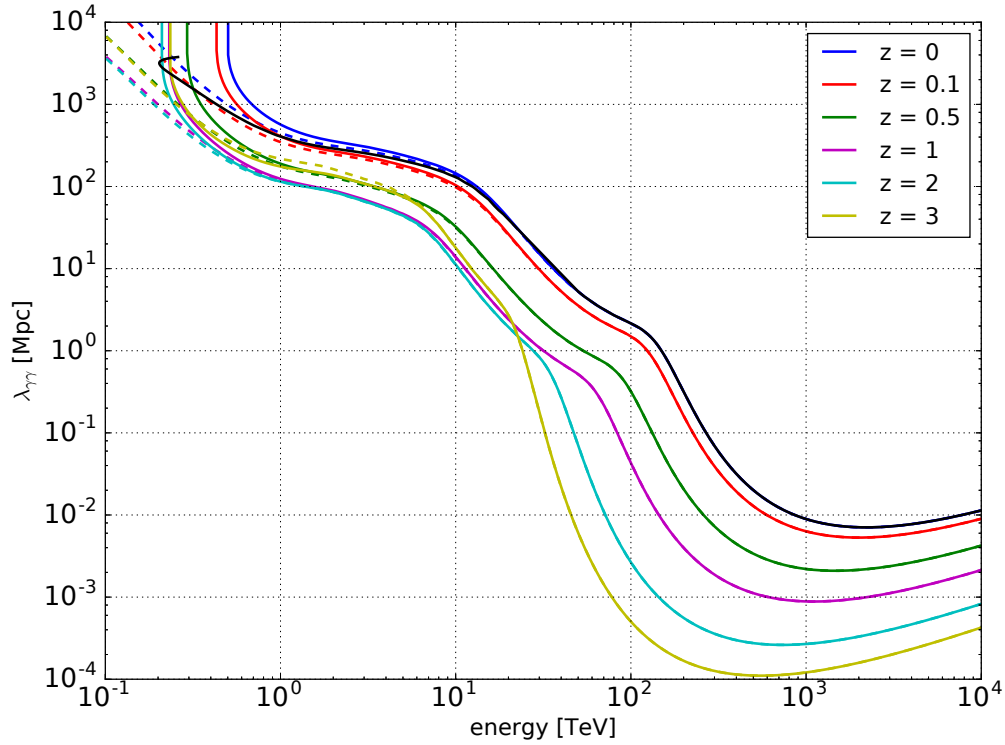


FIGURE 2.2 – Libre parcours moyen des photons dans le milieu intergalactique $\lambda_{\gamma\gamma} = ct_{\gamma\gamma}$ (où $t_{\gamma\gamma}$ est le temps cosmique écoulé avant absorption) en fonction l'énergie initiale des photons pour différents redshift. Les lignes pleines prennent en compte l'expansion de l'Univers tandis que les lignes en tirets considèrent un Univers statique. La ligne noire montre la transition entre Univers optiquement opaque et transparent aux rayons gamma où le libre parcours moyen est égal à la distance de la source et où l'énergie est égale à l'énergie d'absorption.

2.1.3 Diffusion Compton inverse

Le deuxième effet qui engendre la cascade à proprement parler est la diffusion Compton inverse des leptons sur les photons cibles (fond diffus cosmologique et fond diffus extragalactique). De même que pour la création de paires, le taux d'interaction se calcule :

$$\frac{d\tau_{ic}}{dl} = \int_0^\infty n(\epsilon) \int_{-1}^1 \frac{1}{2} (1 - \beta\mu) \sigma_c d\mu d\epsilon \quad (2.7)$$

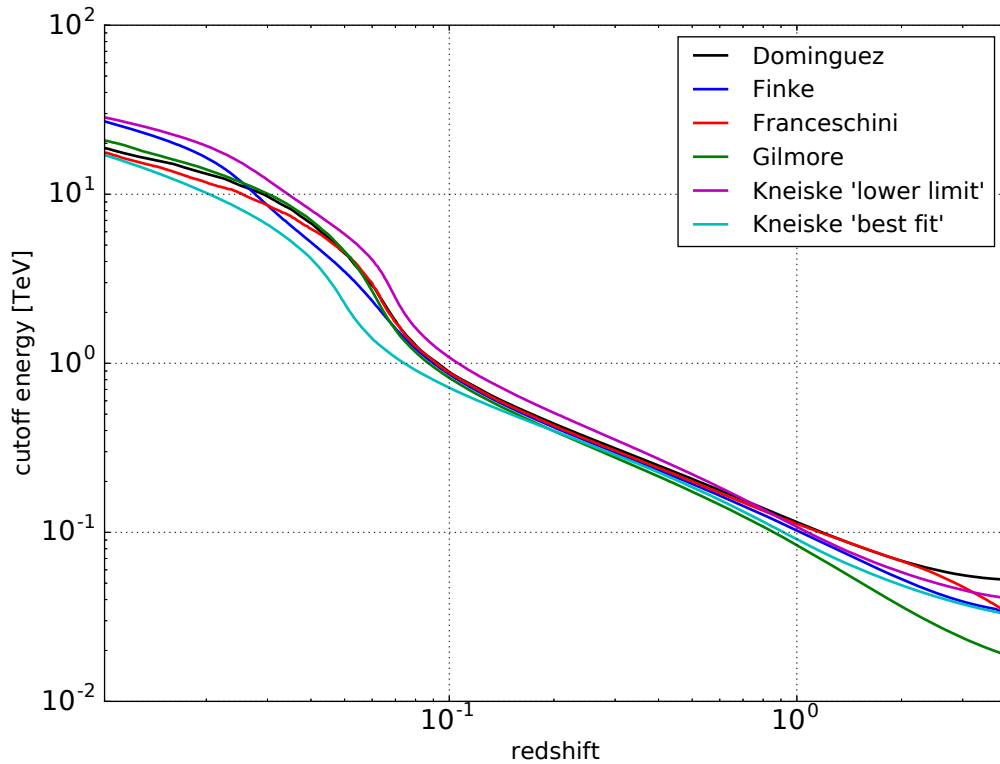


FIGURE 2.3 – Énergie de coupure du spectre observée à $z = 0$ par l'absorption sur le fond diffus extragalactique en fonction du redshift de la source.

où $n(\epsilon)$ est la densité de photons cibles, β est le facteur de Lorentz de l'électron et $\mu = \cos \theta$ est le cosinus de l'angle de collision entre l'électron et le photon cible et σ_c est la section efficace de Klein - Nishina (voir annexe A.2).

Cette probabilité $d\tau_{ic}/dl$ par unité de distance est représentée sur la figure 2.4 à différents redshifts. La probabilité de diffusion est constante pour des leptons d'énergie inférieure à 10 TeV (régime Thomson). Lorsque les leptons ont une énergie supérieure à 10 TeV, ils entrent dans le régime Klein-Nishina.

Tant qu'on ne s'intéresse pas à des photons d'énergie supérieure à 40 TeV (leptons produit à ~ 20 TeV), l'approximation Thomson est valide. Mais si l'on veut décrire correctement les choses à plus haute énergie, il faut nécessairement prendre en compte la section efficace exacte de Klein - Nishina. Cependant après seulement quelques diffusions l'énergie des leptons devient inférieure à quelques dizaines TeV. En conséquence, une approximation classique consiste à considérer que toutes les diffusions se passent en régime Thomson.

Contrairement à l'annihilation des photons, la probabilité de diffusion Compton ne dépend quasiment pas de l'énergie des particules (tant qu'on est en régime Thomson). Elle est donc entièrement déterminée par le nombre de photons cibles. Comme les photons du fond diffus cosmologique sont bien plus nombreux que ceux du fond diffus extragalactique, ce sont eux qui dominent les interactions Compton. Néanmoins, les rares interactions avec le fond diffus extragalactique produisent des gamma de beaucoup plus haute énergie et peuvent modifier marginalement les spectres des cascades.

Au-delà de la section efficace, il est possible d'obtenir l'ordre de grandeur de quelques quantités à partir d'équations simples. Sous l'hypothèse d'une diffusion en régime Thomson sur des photons du fond diffus cosmologique, les leptons produisent des rayons gamma d'énergie moyenne :

$$E_\gamma = \frac{4\epsilon_{cmb}E_e^2}{3m_e^2c^4} \approx 3.24(1+z) \left(\frac{E_e}{1\text{TeV}} \right)^2 \text{ GeV}, \quad (2.8)$$

où les gamma sont produits à un redshift z par interaction d'un lepton d'énergie E_e sur un photon du CMB

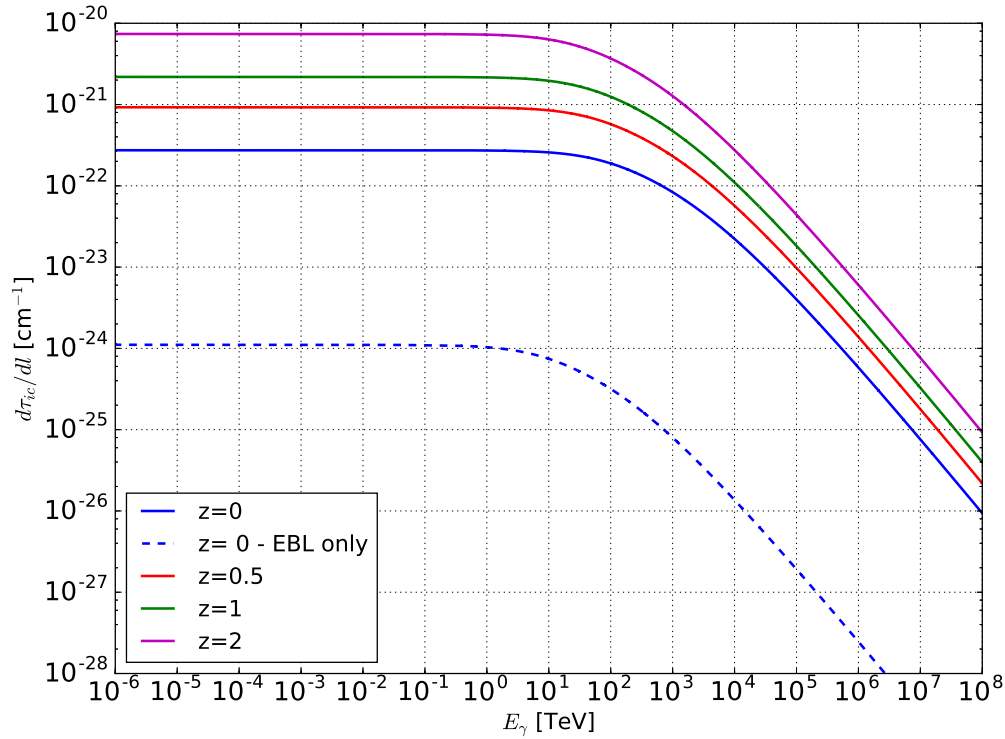


FIGURE 2.4 – Probabilité de diffusion inverse Compton par unité de distance parcourue par un lepton en fonction de son énergie pour des photons cibles issus du fond diffus cosmologique et du fond diffus extragalactique (modèle de Domínguez et al. 2011) à différents redshifts. En trait plein : CMB + EBL, en tirets : EBL seul pour $z=0$.

d'énergie moyenne ϵ_{cmb} (équation 1.1). L'énergie calculée étant celle au moment de la production (redshift z), l'énergie du photon gamma observée sera $E_\gamma/(1+z)$.

Le libre parcours moyen de ces leptons est suffisamment petit pour qu'à cette échelle, les effets cosmologiques soient négligés en bonne approximation. Il est alors :

$$\lambda_{ic} = \frac{1}{n_{cmb}\sigma_T(1+z)^3} \approx 1.19(1+z)^{-3} \text{ kpc}, \quad (2.9)$$

correspondant à un temps de vol entre deux diffusions Compton de :

$$t_{ic} = \lambda_{ic}/c = 3870(1+z)^{-3} \text{ yr}. \quad (2.10)$$

En régime Thomson, la perte d'énergie à chaque interaction est très faible, donc on peut faire l'approximation d'une perte continue d'énergie :

$$\frac{dE_e}{dt} = \frac{4}{3}c\sigma_T\rho_{cmb} \left(\frac{E_e}{m_e c^2}\right)^2. \quad (2.11)$$

En intégrant cette équation, après une certaine distance l , l'énergie d'un lepton est $E_e(l) = E_e^0/(1+l/D_{ic})$ (E_e^0 est l'énergie initiale du lepton) où

$$D_{ic}(E_e^0) = c\frac{E_e}{dE/dt} = \frac{3m^2c^4}{4\sigma_T\rho_{cmb}E_e^0} \quad (2.12)$$

$$\approx 367(1+z)^{-4} \left(\frac{E_e^0}{1\text{TeV}}\right)^{-1} \text{ Mpc} \quad (2.13)$$

est la distance caractéristique de refroidissement par diffusion inverse Compton. Si on néglige les inhomogénéités et l'expansion locale de l'univers, la profondeur optique Thomson d'un milieu de longueur l est :

$$\tau_e = \frac{l}{\lambda_{ic}} = 843 \left(\frac{l}{1\text{Mpc}} \right). \quad (2.14)$$

En reprenant l'équation 2.8, un lepton d'énergie initiale E_e^0 et produit au redshift z , ayant voyagé une distance l suffisante pour s'être sensiblement refroidi ($E_e \ll E_e^0$), produit des photons gamma d'énergie :

$$E_\gamma(l) = 0.434(1+z)^{-5} \left(\frac{l}{1\text{Mpc}} \right)^{-2} \text{ GeV}. \quad (2.15)$$

La distance de refroidissement Compton est beaucoup plus courte que la distance de production de paires. Là où un photon à 100 TeV s'annihile au bout de 1 Mpc, un lepton à 1 TeV perd la moitié de son énergie en quelques centaines de kpc produisant plusieurs centaines de nouveaux photons gamma.

2.2 Cosmologie et transport des particules

Les cascades se développant sur des distances cosmologiques, il est nécessaire de prendre en compte l'expansion de l'Univers dans le transport des particules (photons et leptons).

2.2.1 Modèle d'Univers

Le déplacement des particules dépend de la topologie de l'Univers. Dans ce manuscrit, on utilise la métrique de Friedmann - Lemaitre - Robertson - Walker :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right), \quad (2.16)$$

où $a(t)$ est le facteur d'échelle qui évolue avec le redshift z comme

$$a(z) = \frac{1}{1+z}. \quad (2.17)$$

r est la distance comobile. L'Univers est supposé homogène et isotrope. Sous ces hypothèses, la mesure actuelle est compatible avec un Univers plat (courbure $k = 0$). De plus la distance parcourue ne dépendant pas de la direction choisie, tous les angles sont équivalents, en particulier $\theta = 0$ et $\varphi = 0$. Donc la métrique se simplifie :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) dr^2. \quad (2.18)$$

La première équation Friedmann - Lemaitre est donnée par :

$$\begin{aligned} H^2 &= \left(\frac{da(t)/dt}{a(t)} \right)^2 \\ &= \frac{8\pi G}{3} \rho + \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{kc^2}{R^2}, \end{aligned} \quad (2.19)$$

où H est le taux d'expansion, $G = 6.67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{g}^{-1}$ est la constante gravitationnelle, ρ est la densité d'énergie comprise dans une sphère de rayon R et $\Lambda = 8\pi G/c^4$ est la constante d'Einstein.

Sachant que ρ et R évoluent comme $\rho a^3(t) = \rho_0$ (ρ_0 est densité initiale) et $Ra(t) = R_0$ (R_0 le rayon initial de la sphère) et en prenant en compte l'évolution du facteur d'échelle (2.17), l'équation devient :

$$H^2(z) = H_0^2 \left(\Omega_M (1+z)^3 + \Omega_k (1+z)^2 + \Omega_\Lambda \right), \quad (2.20)$$

où $\Omega_M = (8\pi G\rho_0)/(3H_0^2)$ est la densité de matière, $\Omega_\Lambda = (\Lambda c^2)/(3H_0^2)$ est le paramètre de densité de la constante cosmologique de l'Univers aujourd'hui ($z = 0$) et $\Omega_k = 1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda$ est la densité de "courbure spatiale". Dans ce manuscrit, toutes les applications seront faites pour le modèle de concordance Λ CDM et pour un Univers plat :

$$\begin{aligned} H_0 &= 67.8 \text{ km.s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}, \\ \Omega_M &= 0.3, \quad \Omega_k = 0 \quad \text{et} \quad \Omega_\Lambda = 0.7. \end{aligned}$$

2.2.2 Relation temps - redshift

L'expansion de l'Univers impactant conjointement sur le temps et l'espace, il est plus simple dans ce cas d'exprimer cette évolution en terme de redshift dans le cadre du modèle de concordance.

En dérivant l'équation 2.17 par rapport au temps ($da/dt = (da/dz)(dz/dt)$) et en la réintroduisant dans l'équation de Friedmann - Lemaitre (équation 2.20), le temps cosmique qui s'écoule entre un redshift z_0 et un redshift z s'exprime alors avec l'intégrale

$$\Delta t = \int_z^{z_0} \frac{dz'}{(1+z')H(z')}. \quad (2.21)$$

Sauf mention contraire, c'est à ce temps cosmique qu'il sera fait référence par la suite.

2.2.3 Transport des photons

Les photons parcourent des géodésiques nulles $ds^2 = 0$. Donc, à partir de la métrique Friedmann - Lemaitre - Robertson - Walker (2.18), la distance comobile parcourue par un photon entre deux interactions est :

$$\Delta r = c \int_z^{z_0} \frac{dz'}{H(z')}. \quad (2.22)$$

Un photon qui voyage depuis un redshift z_0 avec une énergie E_0 à redshift z perd de l'énergie à cause de l'expansion de l'Univers si bien que son énergie en z est :

$$E = E_0 \frac{1+z}{1+z_0}. \quad (2.23)$$

2.2.4 Transport des leptons

Pour le transport des leptons, il faut tenir compte de la déviation liée au champ magnétique extragalactique. Donc, contrairement aux photons, les leptons parcourent des géodésiques non nulles du fait de l'application de la force de Lorentz f^μ . L'équation du mouvement s'écrit :

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} = \frac{1}{m} f^\mu, \quad (2.24)$$

x^μ est le quadri-vecteur position de la particule, τ est le temps propre du lepton et m sa masse.

La résolution détaillée de cette équation est présentée à l'annexe B. Deux résultats peuvent être soulignés :

1. Dans un Univers en expansion, l'impulsion des particules (photons et leptons) évolue comme $\propto (1+z)$. Ceci se traduit par un rougissement de l'énergie pour les photons. L'évolution de l'énergie des leptons est un peu plus complexe. En pratique, les leptons impliqués dans les cascades sont hautement relativistes et leur énergie de masse est négligeable. Leur comportement est donc très proche de celui des photons. En particulier, leur énergie évolue en première approximation comme $(1+z)$ également.

2. En introduisant le changement de variable $d\eta = d\tau/a^2 = dt/\gamma a^2$, l'équation du mouvement devient :

$$\frac{d^2 \vec{X}}{d\eta^2} + \frac{e}{m_e c} \vec{B}_0 \times \frac{d\vec{X}}{d\eta} = \vec{0}, \quad (2.25)$$

où \vec{X} est le vecteur positions en coordonnées comobiles du lepton et \vec{B}_0 le champ magnétique à l'époque actuelle. Cette équation est l'équation classique d'une particule chargée dans un champ magnétique constant et uniforme. La solution est alors une simple hélice. Le mouvement des leptons est affecté par l'amplitude du champ magnétique extragalactique qui évolue comme $\propto (1+z)^2$ (voir section 1.3). Cette évolution contrebalance en partie l'énergie perdue par le lepton $\propto (1+z)$ due à l'expansion de l'Univers. Le rayon de Larmor évolue comme :

$$R_L(z) = \frac{E_e^0/(1+z)}{eB_0/(1+z)^2} \approx \frac{1}{1+z} \left(\frac{E_e^0}{1\text{TeV}} \right) \left(\frac{B_0}{10^{-15}\text{G}} \right)^{-1} \text{Mpc}, \quad (2.26)$$

où E_e^0 est l'énergie initiale (avant expansion) du lepton, $e \approx 4.8 \times 10^{-10} \text{ statC}$ ($\text{g}^{1/2} \cdot \text{cm}^{3/2} \cdot \text{s}^{-1}$) la charge du lepton et B_0 l'amplitude initiale du champ magnétique. Donc, sans interaction, le rayon de Larmor comobile ($\chi_L = R_L(1+z)$) est constant et les leptons décrivent un cercle.

2.3 Vision simplifiée des cascades

Les sections précédentes se sont attachées à présenter les différents processus qui interviennent dans une cascade cosmologique ainsi que les équations physiques simples qu'on peut tirer au prix de quelques approximations. Cette section va présenter un cadre simple dans lequel quelques équations de la physique des cascades peuvent être dérivées.

Il n'est pas toujours utile d'avoir les détails précis de la physique ou les équations exactes. Pour obtenir les ordres de grandeurs, il existent de nombreux modèles simplifiés et analytiques dans la littérature. Dans ce chapitre, nous ferons les hypothèses suivantes :

- ▶ La source est isotrope et mono-énergétique c'est-à-dire émettant des photons d'énergie E_γ^0 fixe.
- ▶ Les rayons gamma primaires s'annihilent tous exactement à un parcours moyen de la source $\lambda_{\gamma\gamma}$ comme donné sur la figure 2.2.
- ▶ Les leptons sont produits par l'annihilation photon - photon dans la direction du photon gamma parent et ont chacun exactement la moitié de son énergie.
- ▶ Les diffusions Compton ont lieu en régime Thomson et les leptons voyagent exactement une distance équivalente à un libre parcours moyen λ_{ic} (équation 2.9) entre deux interactions.
- ▶ Les leptons sont déviés par un champ magnétique uniforme perpendiculaire à la direction de propagation.
- ▶ Les déviations dues au champ magnétique ont lieu localement sur des distances beaucoup plus petites que la distance typique de production de paires et la distance entre la source et la Terre.
- ▶ Les photons gamma produits par diffusion Compton ont tous exactement l'énergie moyenne calculée avec l'équation 2.8 et sont émis dans la direction de propagation du lepton diffusant.
- ▶ L'absorption des photons secondaires qu'ils pourraient produire sont négligés. En d'autres mots seule la première génération de photons secondaires est considérée.
- ▶ Les effets liés à la cosmologie sont négligés.

2.3.1 Géométrie et observables

Pour étudier les cascades, il est important de considérer la géométrie de celle-ci, c'est-à-dire les distances et les angles importants et les relations qui les lient. Considérant les approximations précédentes, la géométrie de la cascade est représentée sur la figure 2.5.

Considérons une source située à une distance D_s de l'observateur. La source étant isotrope, chaque photon est émis avec un angle quelconque α par rapport à l'observateur. Ce photon parcourt une distance

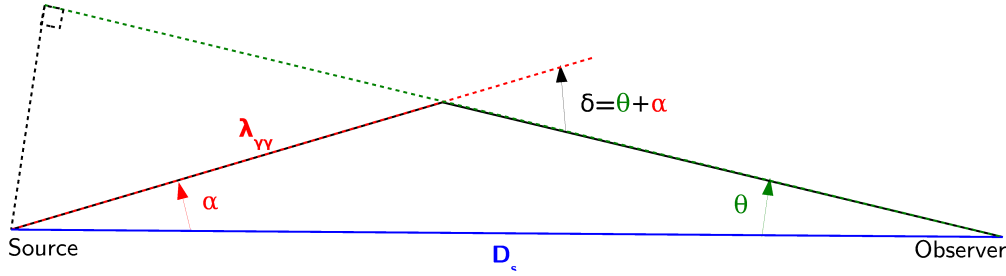


FIGURE 2.5 – Schéma représentant la géométrie de la cascade dans un modèle à une génération.

$\lambda_{\gamma\gamma}$ avant de produire une paire électron - positron. Les leptons sont déviés localement d'un angle δ et diffusent un gamma dans cette nouvelle direction. Ce nouveau photon est observé sous un angle θ par l'observateur.

Le mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique peut être étudié dans deux cas limites particuliers :

- La longueur de cohérence est grande devant la distance parcourue par le lepton pour se refroidir ($D_{ic} \ll \lambda_B$). Le champ magnétique peut alors être considéré comme uniforme. L'angle de déviation des leptons est $\delta = \int_0^x ds/R_L(s)$. Un lepton d'énergie initiale $E_e^0 = E_\gamma^0/2$ qui se refroidit jusqu'à une énergie E_e est défléchi de sa trajectoire initiale d'un angle :

$$\delta = \frac{D_{ic}^0}{2R_L^0} \left[\left(\frac{E_e^0}{E_e} \right)^2 - 1 \right], \quad (2.27)$$

où R_L^0 (équation 2.26) est le rayon de Larmor initial du lepton. Dès que le lepton a perdu une fraction significative de son énergie, l'équation précédente se réduit à :

$$\delta = \frac{D_{ic}}{2R_L} \approx 0.52^\circ \left(\frac{B}{10^{-17}\text{G}} \right) \left(\frac{E_\gamma}{1\text{GeV}} \right)^{-1} \quad (2.28)$$

où D_{ic} et R_L ne sont plus les valeurs initiales mais les valeurs évaluées localement à l'énergie $E_e \ll E_e^0$, correspondant à des photons diffusés à une énergie E_γ (équation 2.8).

- Si au contraire la distance de refroidissement est très grande devant la longueur de cohérence ($\lambda_B \ll D_{ic}$) alors le lepton se déplace dans une série de régions dans lesquelles la direction du champ magnétique est différente. Un lepton se refroidissant sur une distance typique de D_{ic}^0 parcourt $N = D_{ic}^0/\lambda_B$ régions différentes. Dans chaque région la loi précédemment énoncée s'applique mais sur une distance λ_B produisant une déflexion individuelle $\delta_i = \lambda_B/(2R_L)$ puis la direction change. La déviation totale est donc une marche aléatoire :

$$\delta = \sqrt{N}\delta_i = \frac{\sqrt{D_{ic}^0\lambda_B}}{2R_L^0} \left[\left(\frac{E_e^0}{E_e} \right)^2 - 1 \right]. \quad (2.29)$$

et de même, dès que le lepton s'est suffisamment refroidi, on peut réduire l'équation à :

$$\delta = \frac{\sqrt{D_{ic}\lambda_B}}{R_L} \approx 0.39^\circ \left(\frac{B}{10^{-17}\text{G}} \right) \left(\frac{E_\gamma}{1\text{GeV}} \right)^{-3/2} \left(\frac{\lambda_B}{0.3\text{Mpc}} \right)^{1/2} \quad (2.30)$$

Dans les deux cas, la déviation magnétique dépend de l'énergie du lepton et donc de l'énergie des photons secondaires produits $\delta(E_\gamma)$. Par la suite on va se contenter de développer le cas des grandes longueurs de cohérence ($\lambda_B \gg D_{ic}^0$) mais les développements pour le cas des petites longueurs de cohérence peut être facilement déduit de façon similaire.

On vient de montrer un certain nombre de dépendances entre les nombreux paramètres de la cascade. Il convient donc de se fixer quelques observables et d'étudier leurs variations avec les paramètres extérieurs (distance de la source, champ magnétique, photons cibles). Du point de vue de l'observateur, un photon gamma est caractérisé par trois grandeurs qu'on considérera comme nos observables :

- son énergie mesurée E_γ ,
- son angle d'arrivée θ par rapport à la direction source - observateur,
- son retard temporel Δt par rapport à un photon primaire qui viendrait en ligne droite depuis la source.

Si on revient à la figure 2.5, on peut dériver des relations entre l'angle d'arrivée et le retard temporel (e.g. [Neronov and Semikoz 2007](#); [Dermer et al. 2011](#)).

$$\theta = \arcsin\left(\frac{\lambda_{\gamma\gamma}}{D_s} \sin \delta\right) \approx \frac{\lambda_{\gamma\gamma}}{D_s} \delta, \quad (2.31)$$

$$c\Delta t = \lambda_{\gamma\gamma}(1 - \cos \delta) - D_s(1 - \cos \theta) \approx \lambda_{\gamma\gamma} \frac{\delta^2}{2}, \quad (2.32)$$

où D_s est la distance à la source, $\lambda_{\gamma\gamma}$ est la distance d'annihilation des photons primaires. Les expressions suivantes sont exprimées dans le cadre de l'approximation des petits angles ($\lambda_{\gamma\gamma} \ll D_s, \delta \ll 1$).

Les équations 2.8, 2.31 et 2.32 montrent qu'il y a une dépendance entre E_γ , θ et Δt via l'angle de déviation δ . Dans le cadre des hypothèses du modèle simple, un photon observé à un certain angle arrive à un temps bien précis, et surtout possède une énergie entièrement déterminée. En combinant les équations précédentes, les expressions analytiques suivantes émergent :

$$\theta \approx 0.79^\circ \left(\frac{\tau_{\gamma\gamma}}{397.4}\right)^{-1} \left(\frac{B}{10^{-14} \text{ G}}\right) \left(\frac{E_\gamma}{1 \text{ GeV}}\right)^{-1}, \quad (2.33)$$

$$\Delta t \approx 65 \left(\frac{\lambda_{\gamma\gamma}}{1.32 \text{ Mpc}}\right) \left(\frac{B}{10^{-17} \text{ G}}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{1 \text{ GeV}}\right)^{-2} \text{ yrs}, \quad (2.34)$$

où $\tau_{\gamma\gamma} = D_s/\lambda_{\gamma\gamma}$ est la profondeur optique d'annihilation. Les valeurs ont été calculées pour une source à 557 Mpc ($z = 0.13$) et émettant des photons d'énergie $E_\gamma^0 = 100$ TeV.

Ce simple développement analytique montre qu'on s'attend bien d'une part à observer une extension de la source appelée halo mais aussi un décalage entre les temps d'arrivée des photons. En effet plus un lepton se refroidit plus il est dévié dans le milieu intergalactique et donc plus les photons produits sont émis à la fois tardivement et loin de la ligne de visée. Le troisième et principal effet de la cascade qui est moins explicité ici est qu'un photon émis à 100 TeV verra son énergie redistribuée sur plusieurs centaines de photons dont l'énergie va du TeV au GeV.

Ces trois effets (dispersion spectrale, halo et retard temporel) sont intrinsèquement liés. Les équations 2.33 et 2.34 montrent que les effets de retard et de halo dépendent directement du champ magnétique extragalactique mais leurs dépendance est différente. Une extension de la source ne pourrait être observée que si celle-ci est plus grande que la PSF (point spread function) de l'instrument. Si l'on considère (dans la bande au GeV) une PSF typique de 0.1° , la plus petite valeur sondable du champ magnétique extragalactique serait de 10^{-14} G. Mais pour une telle valeur du champ magnétique le retard temporel serait de l'ordre de 10^8 ans et serait donc indétectable. Au contraire pour des champs magnétiques de l'ordre de 10^{-18} - 10^{-17} G, le halo aurait une extension de 0.0001° ce qui le ferait confondre avec la source mais en contrepartie le retard serait d'environ 5 ans ce qui rentre dans le champ de possibles observations. Ces petits calculs montrent la complémentarité de recherche à la fois de halo et de retard temporel pour sonder le champ magnétique extragalactique.

Notons que plus l'énergie du lepton décroît, plus l'angle de détection et le retard temporel augmentent. À basse énergie, on finit par sortir du régime des petits angles utilisé pour les équations précédentes. L'angle maximal de déviation est $\delta = \pi/2$, ce qui correspond aux photons observés le plus loin possible de la source. Il définit la taille maximale du halo :

$$\theta_{\max} \approx \frac{1}{\tau_{\gamma\gamma}} = 5.7^\circ \left(\frac{\tau_{\gamma\gamma}}{10}\right)^{-1}. \quad (2.35)$$

Ceci donne l'extension maximale du halo. À plus basse énergie, le rayon de Larmor devient plus petit que la longueur de cohérence du champ magnétique et le lepton est piégé par le champ magnétique et ne peut pas voyager plus loin. Ceci conduit à la création d'un nuage de paires d'électron - positron autour de la source. La taille du halo observé est celle de l'extension physique du nuage de paires c'est-à-dire $\lambda_{\gamma\gamma}$ ([Aharonian et al. 1994](#)).

2.3.2 Distributions

Puisque qu'un seul photon primaire génère une cascade de plusieurs centaines de photons secondaires, il est intéressant de voir comment se distribuent les photons en fonction des trois observables (énergie, angle d'arrivée et décalage temporel).

Pour la suite, les distributions seront normalisées à un photon primaire émis (pph).

Altération des spectres

Le premier effet de la cascade cosmologique est de redistribuer l'énergie des photons primaires au TeV sur des centaines de photons de plus basse énergie (typiquement au GeV). Le spectre observé ($z = 0$) produit par un seul photon de très haute énergie émis à un redshift z est calculé par :

$$\frac{dN}{dE_\gamma} = 2 \left(\frac{dN}{dt} \right)_{ic} \left(\frac{dE_e}{dE_\gamma} \right) \left(\frac{dE_e}{dt} \right)^{-1}. \quad (2.36)$$

Le facteur 2 prend en compte les deux leptons produits par un photon primaire. dE_e/dE_γ peut être dérivé à partir de l'équation 2.8. dE_e/dt a déjà été calculé à l'équation 2.11. Enfin le nombre de photons diffusés par un lepton par unité de temps est $(dN/dt)_{ic} = c/\lambda_{ic}$. En conséquence, le spectre s'exprime :

$$E_\gamma^2 \frac{dN}{dE_\gamma} = \frac{m_e c^2}{2} \sqrt{\frac{3E_\gamma}{\epsilon_{cmb}}} \approx 556 \left(\frac{E_\gamma}{1 \text{ GeV}} \right)^{1/2} (1+z)^{-1} \text{ GeV/pph}. \quad (2.37)$$

Dans le cas d'une source mono-énergétique, la cascade génère un simple spectre en loi de puissance $dN/dE_\gamma \propto E_\gamma^{-\Gamma}$ avec un indice spectral de $\Gamma = 3/2$. S'il n'est pas réabsorbé, ce spectre s'étend jusqu'à la plus haute énergie des photons diffusés. Cette énergie correspond à celle du photon gamma diffusé par le lepton quand il est à sa plus haute énergie c'est-à-dire juste après sa création ($E_e^0 = E_\gamma^0/2$). Pour trouver l'énergie du photon gamma correspondant on utilise l'équation 2.8 :

$$E_\gamma^{\max} = 8 \left(\frac{E_\gamma^0}{100 \text{ TeV}} \right)^2 \text{ TeV} \quad (2.38)$$

Pour des sources distantes, ce spectre en loi de puissance coupe à plus basse énergie à cause de la réabsorption des photons secondaires (Fig. 2.3). Qui plus est, en principe, les photons de première génération réabsorbés produisent une nouvelle génération de photons. Ces générations supérieures sont souvent négligées mais peuvent contribuer significativement au spectre total. Ce sera explicité plus avant au chapitre 4.

Le spectre calculé ne présente aucune échelle caractéristique c'est-à-dire de coupure en énergie. Ceci vient du fait que la distribution est calculée sans sélection sur les angles ou les temps. Tous les photons produits sont impliqués dans le spectre quels que soient leur angle mesuré ou leur temps d'arrivée. Appliquer une sélection sur l'une ou l'autre de ces grandeurs crée une échelle caractéristique (équations 2.33 et 2.34). En particulier, sélectionner les angles entrant dans la PSF de l'instrument (par exemple) coupe les photons de basse énergie qui sont aussi davantage déviés. Le même type de phénomène de coupure à basse énergie est observable avec une sélection sur les temps d'arrivée et coupant les photons les plus retardés par exemple.

Les halos de paires

Le second impact des cascades est de créer un halo diffus autour de la source. La distribution angulaire des photons observés ($z = 0$) est calculée à partir de :

$$dN/d\theta = \left(\frac{dN}{dE_\gamma} \right) \left(\frac{dE_\gamma}{d\delta} \right) \left(\frac{d\delta}{d\theta} \right). \quad (2.39)$$

Les équations 2.37, 2.28 et 2.31 permettent de calculer chacune des dérivées et d'estimer la distribution angulaire des photons de première génération produits par un seul photon primaire dans le cas des grandes longueurs de cohérence et l'approximation des petits angles :

$$\begin{aligned}\theta \frac{dN}{d\theta} &= m_e c^2 \left(\frac{3}{2\lambda_{ic}\epsilon_{cmb}} \frac{\tau_{\gamma\gamma}\theta}{e_c B} \right)^{1/2} \\ &= 1972.3 \left(\frac{\tau_{\gamma\gamma}}{397.4} \right)^{1/2} \left(\frac{B}{10^{-15}\text{G}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\theta}{1^\circ} \right)^{1/2} / \text{pph}.\end{aligned}\quad (2.40)$$

Tout comme le spectre en énergie, la distribution angulaire ne présente aucun angle caractéristique. Ceci étant là aussi dû au fait que la distribution angulaire est calculée sans sélection sur les énergies ou les temps. Une sélection en temps ou en énergie introduit une coupure sur les grands angles puisque plus les photons sont déviés, plus ils ont une énergie basse et un retard important.

Le retard temporel

Enfin la cascade produit un retard temporel entre les photons. Pareillement à la distribution angulaire, en écrivant :

$$dN/dt = \left(\frac{dN}{dE_\gamma} \right) \left(\frac{dE_\gamma}{d\delta} \right) \left(\frac{d\delta}{dt} \right) \quad (2.41)$$

et en utilisant l'équation 2.32 pour calculer la dernière dérivée, la distribution des retards temporels observée à $z = 0$ pour les photons de première génération issus d'un seul photon primaire est :

$$\begin{aligned}\Delta t \frac{dN}{dt} &= m_e c^2 \left(\frac{3}{4\lambda_{ic}\epsilon_{cmb}e_c B} \right)^{1/2} \left(\frac{c\Delta t}{2\lambda_{\gamma\gamma}} \right)^{1/4} \\ &= 437.2 \left(\frac{\lambda_{\gamma\gamma}}{1.32\text{Mpc}} \right)^{-1/4} \left(\frac{\Delta t}{10^6\text{yr}} \right)^{1/4} \left(\frac{B}{10^{-15}\text{G}} \right)^{-1/2} / \text{pph}.\end{aligned}\quad (2.42)$$

Comme le spectre et la distribution angulaire, la distribution temporelle aussi ne présente aucune échelle caractéristique. Cependant l'inclusion d'une sélection sur les angles ou sur les énergies induit une coupure spécifique.

Notons également que, sans sélection, les distributions angulaire et temporelle sont indépendantes du redshift. Donc a priori l'observation de halo de paires ou de retard temporel ne devrait pas dépendre de la distance de la source.

Chapitre 3

Simulations Monte Carlo des cascades

Le chapitre 2 a présenté une vue simplifiée de la physique des cascades. Il a été montré qu’au prix d’approximations nous pouvons écrire des premières expressions analytiques. Cependant la prise en compte d’une plus grande complexité de la cascade devient très ardue voire il est impossible de trouver des expressions simples. Dans ce genre de cas, il est alors utile de passer par des simulations numériques. Ces dernières permettent de mieux traiter le calcul des interactions (calcul exact de la section efficace et des produits des interactions) et la propagation en trois dimensions des particules avec l’expansion de l’Univers. Ce chapitre présente le code Monte Carlo développé au cours de cette thèse¹.

3.1 Simulations Monte Carlo

3.1.1 L’approche numérique pour les cascades

L’astronomie gamma est une science très jeune et la science des cascades l’est encore plus. Les premiers articles datent de la fin des années 1960. Pour étudier les cascades, des stratégies différentes ont été mises au point :

1. La méthode analytique présentée au chapitre 2 a l’avantage d’être rapide pour investiguer un large panel de paramètres (e.g. [Neronov and Semikoz 2007](#)). Par contre cette méthode requiert de faire un certain nombre d’approximations et ne permet donc pas d’accéder à toute la complexité du phénomène.
2. L’approche semi-analytique permet un compromis en calculant les intégrales numériquement. Ceci donne accès à un peu plus de complexité tout en conservant une bonne rapidité de calcul des spectres mais la gestion des plusieurs générations restent problématique ([Ichiki et al. 2008](#); [Murase et al. 2008](#); [Takahashi et al. 2008](#); [Venters 2009](#); [Dermer et al. 2011](#); [Huan et al. 2011](#)).
3. Il reste donc la simulation complète du phénomène qui est la solution retenue dans cette thèse. Simuler le phénomène de cascade est en principe relativement simple. Il suffit de suivre les particules initiales et produites par la cascade et de les faire interagir. Le problème majeur est que la cascade générant d’énormes quantités de sous-particules, le temps de calcul peut rapidement devenir titanesque. L’avantage est qu’on peut avoir accès à la physique fine de la cascade.

Codes Monte Carlo dans la littérature

- Le premier code de simulations Monte Carlo proposé dans la littérature est celui de [Protheroe \(1986\)](#). Face à la puissance limitée des calculateurs, les particules sont propagées, après interaction, dans la direction de propagation de la cascade et l’extension transverse n’est pas prise en compte. Cela permet d’obtenir une approximation correcte des spectres dans certains cas, mais ne permet

1. Code disponible à l’adresse suivante <https://gitlab.com/tfitoussi/cascade-simulation>

pas d'étudier les halos, ni les retards temporels. Cette technique permet d'avoir un code assez rapide et est encore utilisée (Berezinsky and Kalashev 2016).

- ▶ Dans Elyiv et al. (2009), les leptons sont toujours émis dans la direction du photon gamma qui les a produits mais leur propagation dans un champ magnétique est calculée de manière exacte en trois dimensions. La cosmologie n'est pas prise en compte dans le transport des leptons. La deuxième avancée est la modélisation du champ magnétique extragalactique en cubes pour prendre en compte l'aspect turbulent de ce dernier. C'est d'ailleurs une technique standard dans la simulation des cascades cosmologiques (Taylor et al. 2011; Dolag et al. 2011; Arlen et al. 2014). Le code de Elyiv et al. (2009) est repris dans Neronov et al. (2010) mais en remplaçant la modélisation du champ magnétique extragalactique par un champ magnétique turbulent comme décrit dans Giacalone and Jokipii (1994).
- ▶ Dolag et al. (2009) se base sur une simulation beaucoup plus complète du champ magnétique dans l'Univers Local (Dolag et al. 2005) sur la ligne de visée des blazars. Il calcule la propagation en trois dimensions des leptons mais dans l'approximation des petits angles par le calcul analytique de la déviation moyenne.
- ▶ Eungwanichayapant and Aharonian (2009) propose un code qui considère que les leptons sont isotropisés avant interaction (c'est-à-dire émis dans toutes les directions) ce qui crée une zone de cascades étendue. Ceci est valide pour des amplitudes du champ magnétique extragalactique comprise entre 10^{-12}G et 10^{-7}G . Comme la zone où se développe la cascade est assez restreinte, le spectre du fond diffus extragalactique est considéré comme ne variant pas sur l'ensemble du développement de la cascade (pas de prise en compte de l'évolution cosmologique du spectre).
- ▶ ELMAG² (Kachelriess et al. 2012) est le seul code de simulation rendu publique (à notre connaissance) qui traite exclusivement les cascades cosmologiques. Celui-ci ne traite la propagation des leptons dans le milieu intergalactique magnétisé que dans une approche simple à une dimension mais prend en compte la cosmologie. CRpropa³ (Kampert et al. 2013; Batista et al. 2016a) est un autre code publique qui traite de manière plus générale la propagation des rayons cosmiques de très haute énergie. Il est donc possible de l'adapter pour simuler des cascades cosmologiques (Batista et al. 2016b).
- ▶ Taylor et al. (2011) et Arlen et al. (2014) sont, à l'heure actuelle, les deux codes les plus aboutis puisqu'ils prennent a priori tout en compte (calcul exact des interactions, propagation des particules en trois dimensions, cosmologie).
- ▶ Settimo and De Domenico (2015) a même poussé encore plus loin puisqu'il permet la propagation de particules d'ultra-haute énergie notamment en incluant la triple et quadruple création de paires et l'inclusion du fond diffus radio universel. Certains codes vont jusqu'à introduire les processus hadroniques (Essey et al. 2011; Oikonomou et al. 2014). Ces codes sont davantage destinés à pour étudier le transport des rayons cosmiques dans le milieu intergalactique.

3.1.2 Présentation du code

Pour cette thèse, il a été décidé de développer notre propre code Monte Carlo capable de modéliser la cascade électromagnétique. Ce code se place dans la lignée des derniers codes à savoir :

- ▶ prise en compte de l'évolution cosmologique du fond diffus extragalactique dans le calcul des interactions,
- ▶ calcul exact des interactions avec tirage aléatoire des nouvelles directions des particules créées,
- ▶ propagation des particules en prenant en compte la cosmologie,
- ▶ modélisation du champ magnétique extragalactique turbulent.

Le présent code ne traite pas les processus hadroniques ou les interactions d'ultra-haute énergie. De plus, il n'inclut pas le fond radio universel qui ne joue pas de rôle dans les interactions si la simulation se limite à des particules d'énergie inférieure au PeV. Ce code devait être à la fois rapide et faire le moins d'approximations possible tout en propageant la cascade en trois dimensions avec la plus grande précision possible.

2. <http://elmag.sourceforge.net/>

3. <https://crpropa.desy.de/CRPropa>

Le principe fondamental de toute simulation Monte Carlo est d'effectuer des tirages aléatoires d'un certain nombre de grandeurs physiques dans le code. Pour celui présenté ici, les tirages aléatoires sont effectués en utilisant la méthode présentée dans les *Numerical Recipes in Fortran 90* (Press et al. 1996, chapitres B7).

La cascade in fine ne dépend que d'un nombre limité de paramètres :

1. Les propriétés de la source gamma :
 - ▶ Le code peut en principe fonctionner pour des sources aussi distantes soient-elles. Cependant, en pratique les modèles du fond diffus extragalactique ne décrivent pas tous l'univers le plus lointain. Ainsi par exemple, le modèle de Domínguez et al. (2011) n'est utilisable que pour des sources de redshift $z < 4$. Ce genre de limites est largement suffisant pour étudier la plupart des blazars.
 - ▶ N'importe quel spectre intrinsèque peut-être implémenté dans le code. Dans le cadre du travail présenté dans cette thèse, nous nous concentrons sur des sources mono-énergétiques et sur des spectres en loi de puissance caractérisés par une énergie minimale E_{min} , une énergie maximale E_{max} et une pente Γ .
2. L'environnement extragalactique c'est-à-dire :
 - ▶ le modèle du fond diffus extragalactique choisi parmi les six proposés au chapitre 1.2.2,
 - ▶ le champ magnétique extragalactique qui est caractérisé par une amplitude B et une longueur de cohérence λ_B .

Toute simulation réaliste d'une source se divise en pratique en 2 grandes étapes : une simulation Monte Carlo brute et une étape de post-traitement.

Simulation Monte Carlo brute

La première partie du code (voir diagramme figure 3.1) est à proprement parler la partie simulation Monte Carlo. L'idée principale est de suivre toutes les particules créées pendant la cascade, de les propager et de les faire interagir jusqu'à ce qu'elles rejoignent la Terre. Le principe de cette partie est le suivant :

1. Initialisation des photons primaires. Leur énergie est tirée aléatoirement selon une distribution qui permet de reproduire un spectre en loi de puissance de pente 1. Tous les photons sont émis dans une unique direction (la distribution angulaire de la source sera reconstruite ultérieurement en post-traitement).
2. Chacun de ces photons primaires initie une pile qui sera ensuite peuplée par toutes les particules secondaires produites. La pile est ordonnée par ordre d'énergie croissante. Si bien que les particules de plus faible énergie sont traitées prioritairement. Les photons de basse énergie ayant moins de chance d'interagir et de produire de nouvelles particules cet ordre permet de limiter la taille maximale atteinte par la pile au cours du développement de la cascade et ainsi de limiter les besoins en ressources numériques.
3. Toutes les particules de la pile sont ensuite traitées successivement jusqu'à ce que la pile soit vide. La distance à la prochaine interaction est calculée via la méthode présentée au chapitre 2 : création de paires si c'est un photon et diffusion inverse Compton si c'est un lepton.
 - ▶ si l'interaction se passe au delà de la Terre (c'est à dire avec une distance comobile à la source plus grande que la distance comobile Terre-Source), il n'y a pas d'interaction. La particule est déplacée jusqu'à la Terre et ses propriétés (énergie, position, direction et temps d'arrivée) sont stockées dans un fichier de résultats.
 - ▶ Sinon la particule est déplacée à l'endroit de son interaction et les propriétés des produits de l'interaction sont calculées. Les nouvelles particules créées sont ajoutées à la pile ordonnée.
4. Les étapes 3 et 4 sont réitérées jusqu'à ce que la pile soit vide.

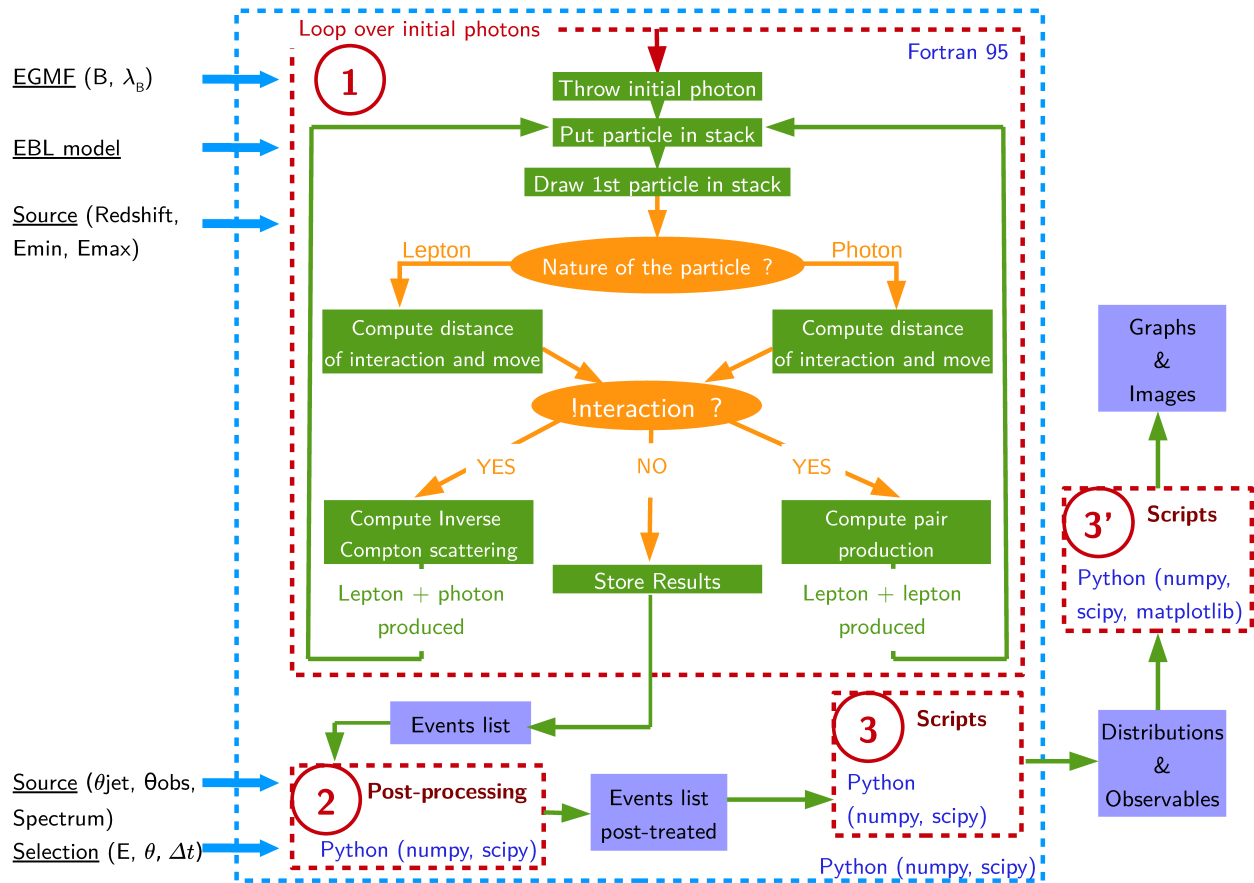


FIGURE 3.1 – Diagramme fonctionnel du code Monte Carlo. Chaque boîte en tirets rouges avec un numéro représente un bloc de programmes indépendant. La boîte en tirets bleus représente une surcouche logicielle pour faciliter la prise en main. Les flèches bleues montrent les entrées nécessaires à l’usage du programme dans son ensemble.

Post-traitement

À l'issue de cette première partie, un fichier "semi-générique" des résultats est généré. Il contient la liste de toutes les particules (photons et leptons) qui ont rejoint la Terre avec leurs caractéristiques (énergie, retard temporel, direction d'arrivée).

Cette partie Monte Carlo est la plus longue à calculer. C'est la raison pour laquelle un certain nombre d'aspects de modélisation sont traités dans une seconde phase de post-traitement. Cette dernière a pour objectif de prendre en compte des paramètres supplémentaires (spectre de la source et émission anisotrope dans un jet) qu'il n'est pas nécessaire d'inclure dans la partie Monte Carlo elle-même. Cette étape est également l'opportunité de modéliser certains aspects observationnels (champ de vue d'instrument, PSF, temps limité d'observation, réponse en énergie, etc).

L'intérêt d'avoir découpé le code en deux grandes parties est de pouvoir étudier certains aspects physiques de la source (spectre intrinsèque et/ou émission anisotrope) sans avoir à faire tourner un grand nombre de simulations Monte Carlo chronophages. Cette deuxième étape fournit une liste des événements "post-traités" qui prend en compte le spectre et l'anisotropie de la source ainsi que les limites observationnelles.

A partir de ces résultats, il est possible de calculer les distributions (spectre d'énergie, distributions des angles et temps d'arrivée) et les dépendances entre observables. Un ensemble de scripts supplémentaires est également fourni pour pouvoir tracer les graphes des distributions et des observables ainsi que des images observées (halo de paires).

3.2 Modélisation du milieu intergalactique

La propagation et les interactions des particules dépendent des propriétés du milieu intergalactique, en particulier, du fond de photons diffus et du champ magnétique.

3.2.1 Le fond diffus de photons

Le fond diffus de photons intervient à deux niveaux : pour le calcul de la distance d'interaction (voir section 3.3.3) et pour le tirage d'un photon cible pour les interactions. Comme présenté au chapitre 2, le processus de cascade fait appel à deux sources de photons cibles : le fond diffus cosmologique et le fond diffus extragalactique.

Pour le calcul de l'interaction, le code a besoin de connaître l'énergie du photon cible et sa direction d'incidence. Selon le principe même d'un code Monte Carlo, ces quantités sont tirées aléatoirement à chaque interaction.

L'énergie est tirée à partir de la distribution spectrale en énergie des photons de chaque source et de la section efficace d'interaction. La direction est tirée de manière isotrope dans le référentiel des moments.

Une fois le redshift d'interaction z_{int} connu (voir section 3.3.3), il est alors possible de calculer l'épaisseur optique d'interaction avec le fond diffus cosmologique seulement τ_{CMB} et avec le fond diffus extragalactique seulement τ_{EBL} . En tirant une probabilité d'interaction P_{int} aléatoirement entre 0 et 1, si τ_{CMB} est inférieur à P_{int} alors le photon cible sera tiré dans le fond diffus cosmologique, sinon dans le fond diffus extragalactique.

le fond diffus cosmologique

Pour le fond diffus cosmologique, le tirage de l'énergie est simple puisqu'il suit une distribution de corps noir comme présenté à la section 1.2.1. Pour tirer une énergie de manière aléatoire à partir d'une distribution

définie par une expression analytique, quatre nombres aléatoire sont tirés : $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4$. α est défini tel que (Pozdnyakov et al. 1983) :

$$\alpha = \begin{cases} 1 & \text{si } (1.202)^{-1}\xi_1 < 1 \\ m & \text{si } \sum_{j=1}^{m-1} j^{-3} < 1.202 \xi_1 < \sum_{j=1}^m j^{-3} \end{cases} \quad (3.1)$$

où $m = 2, 3, \dots$

L'énergie du photon du fond diffus cosmologique est alors

$$\epsilon = \frac{-k_B T_{cmb}(1 + z_{int})}{\alpha} \ln(\xi_2 \xi_3 \xi_4), \quad (3.2)$$

où z_{int} est le redshift d'interaction.

le fond diffus extragalactique

Pour le fond diffus extragalactique, le travail est un peu plus compliqué. Chaque modèle est fourni sous la forme d'un fichier donnant le spectre du fond diffus extragalactique à différents redshifts. La densité spectrale $n_{ebl}(\epsilon_i, z_{int})$ de photons à une énergie ϵ_i et un redshift z_{int} quelconques, est obtenue par interpolation dans les tables du modèle choisi.

Plusieurs solutions existent pour tirer l'énergie d'un photon cible. Certains programmes calculent une expression analytique à partir d'un ajustement des données du fichier (e.g. Arlen et al. 2014). Ici une autre philosophie a été retenue. Pour rester aussi proche que possible du spectre fourni, une méthode de rejet de Von Neumann est appliquée (cf annexe C). Comme le spectre du fond diffus extragalactique est très piqué en échelle linéaire, la méthode a été adaptée à un tirage en échelle logarithmique :

1. Deux nombres aléatoires sont tirés η_1 et η_2 .
2. Une valeur de l'énergie ϵ_i et de la densité spectrale N sont calculées :

$$\epsilon_i = \log(\epsilon_{min}) + \eta_1(\log(\epsilon_{max}) - \log(\epsilon_{min})), \quad (3.3)$$

$$N = \eta_2 \max(\epsilon n_{ebl}(\epsilon, z_{int})), \quad (3.4)$$

où ϵ_{min} et ϵ_{max} sont les énergies minimale et maximale du fichier d'EBL et $\epsilon n_{ebl}(\epsilon, z_{int})$ la densité spectrale donnée par le modèle dans le fichier.

3. Tant que $N \geq \epsilon_i n_{ebl}(\epsilon_i, z_{int})$, les étapes précédentes sont répétées. Sinon la valeur de l'énergie ϵ_i tirée aléatoirement est retenue.

3.2.2 Le champ magnétique extragalactique

Le champ magnétique extragalactique étant turbulent (cf section 1.3), il est en principe caractérisé par tout un spectre. Modéliser de manière précise le changement de direction du champ magnétique dans un tel système est complexe. De même le transport des particules chargées est très complexe. Dans le cas particulier des cascades et donc de la modélisation du champ magnétique extragalactique, plusieurs solutions ont été utilisées :

- La solution de Dolag et al. (2009) est la plus gourmande en termes de ressource informatique (temps et puissance de calcul). Elle consiste à partir de simulation numérique d'évolution de l'Univers Local de pouvoir avoir une carte précise du champ magnétique sur la ligne de visée de sources proches.
- Pour des sources plus lointaines il est plus général de ne s'intéresser qu'aux propriétés statistiques du champ. Dans ce cas, il est possible de générer une réalisation particulière d'un champ turbulent et de propager les particules dedans (Giacalone and Jokipii 1994; Tautz and Dosch 2013; Neronov et al. 2010).

- Une manière plus rapide et largement utilisée dans la littérature consiste à réduire le spectre turbulent à une seule échelle caractéristique appelée “longueur de cohérence” λ_B et de diviser l’univers en cellules cubiques de taille λ_B , de même intensité B , mais de direction aléatoire (Elyiv et al. 2009; Taylor et al. 2011; Arlen et al. 2014).

Bien que les deux dernières méthodes aient été implémentées dans le code, les résultats de cette thèse concernent principalement la méthode en cellules.

Champ magnétique en cube

Le principe de base consiste à générer $N = (\lfloor D_s/\lambda_B \rfloor + 1)^3$ (où D_s est la distance comobile de la source et $\lfloor \cdot \rfloor$ désigne la partie entière) cubes de taille comobile λ_B et à tirer dans chaque cube une direction aléatoire du champ magnétique. Ensuite il est aisé d’identifier la cellule dans laquelle se trouve la particule et alors d’utiliser le champ magnétique correspondant pour calculer son déplacement à l’aide des équations présentées en annexe B.3.

La solution initiale consistait à générer la table complète en début de simulation et à la stocker en mémoire pour toute la simulation. Cependant, lorsque le rapport D_s/λ_B devient trop grand (petit λ_B et/ou source très éloignée), la table de champ magnétique à stocker peut rapidement dépasser les capacités des calculateurs utilisés. N’enregistrer au fur et à mesure que les cellules réellement visitées peut paraître une alternative intéressante. Cependant, le nombre de cellules visitées peut lui aussi devenir excessivement grand. De plus, tester si une cellule a déjà été visitée dans un grand tableau peut rapidement devenir rédhibitoire, d’autant plus dans un code parallélisé où tous les processeurs doivent accéder au dit tableau et actualiser le même champ magnétique simultanément.

La solution retenue ici est d’utiliser un générateur pseudo-aléatoire de champ magnétique qui associe de manière unique à chaque cellule une orientation du champ magnétique, mais de manière à limiter les structures et corrélations spatiales entre cellules. Au début de la simulation, une table de référence contenant 10^6 valeurs aléatoires entre 0 et 1 est définie en utilisant un générateur de nombre aléatoire standard. Pour une cellule donnée identifiée par ses coordonnées cartésiennes (i, j, k) :

1. Une fonction de la position (i, j, k) permet de sélectionner pour chaque cellule magnétique deux indices a_1 et a_2 du tableau de référence à partir desquelles la direction du champ magnétique est calculée. La taille du tableau de référence est choisie suffisamment grande pour limiter la probabilité d’avoir des cellules de même champ et la fonction est choisie de manière à limiter les corrélations spatiales.
2. Ce couple de valeurs permet de calculer deux angles avec : $\cos \theta = 2a_1 - 1$ et $\phi = 2\pi a_2$.
3. La direction du champ magnétique normalisée ($\vec{b} = \vec{B}/B$) est alors :

$$\vec{b} = \begin{cases} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{cases} \quad (3.5)$$

Cette solution est un compromis extrêmement rapide, peu gourmand en termes de mémoire et qui produit de bons résultats.

Si $\lambda_B \ll \lambda_{ic}$, la taille des cellules de champ magnétique est plus petite que la distance parcourue par un lepton entre deux diffusions inverse Compton. En conséquence le code doit reproduire le fait que ce lepton doit physiquement parcourir plusieurs cellules. On ne peut pas avancer les leptons en une seule fois à l’interaction suivante. Pour résoudre ce problème, le déplacement d’un lepton est calculé de proche en proche par petit pas de distance. Ce pas de distance est déterminé comme le plus court entre la distance de prochaine interaction et la distance λ_B . Ainsi on s’assure que la particule ne traverse qu’une cellule magnétique pendant un pas de temps. Le nombre de pas à effectuer est calculé par le rapport de la distance à parcourir sur la longueur de cohérence. Ainsi dans le premier cas ($\lambda_B \gg \lambda_{ic}$), le code n’effectue toujours qu’un seul déplacement. Cette solution permet de s’adapter à la situation et donc de limiter la perte de temps de calcul sur des configurations simples comme la précédente.

Champ magnétique par superposition d'ondes

Si la modélisation précédente a été retenue pour le moment, la possibilité de modéliser le champ magnétique par un champ magnétique turbulent comme décrit dans [Tautz and Dosch \(2013\)](#) a été implémentée. Cependant cette méthode n'a pas encore été étudiée en détails.

Pour modéliser le champ magnétique, un nombre N_m de modes d'ondes est fixé.

À l'initialisation de la simulation, plusieurs tables sont fixées :

1. N_m nombres d'onde k_n sont répartis logarithmiquement entre $k_{min} = 1/\lambda_B$ et $k_{max} = 1/R_L(E_e^{min})$ (où $R_L(E_e^{min})$ est le rayon de Larmor du lepton de plus faible énergie donc le plus grand rayon de Larmor).
2. N_m amplitudes $A_k(k_n)$ sont tirées aléatoirement de manière à reproduire un spectre turbulent en loi de puissance ([Tautz and Dosch 2013](#)).
3. N_m déphasages ζ_n sont tirés aléatoirement entre 0 et 2π (distribution uniforme).
4. N_m directions $\vec{\xi}_n$ sont tirées aléatoirement suivant la méthode de [Tautz and Dosch \(2013, équation 10a\)](#) à partir de trois angles tirés aléatoirement θ_n ($\in [0; 2\pi]$), ϕ_n ($\in [0; \pi]$) et α_n ($\in [0; 2\pi]$) :

$$\vec{\xi}_n = \begin{pmatrix} \sin \phi_n \sin \alpha_n + \cos \theta_n \cos \phi_n \cos \alpha_n \\ \cos \phi_n \sin \alpha_n + \cos \theta_n \sin \phi_n \cos \alpha_n \\ \sin \theta_n \cos \alpha_n \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Les angles θ_n et ϕ_n sont aussi conservés pour la suite.

À partir de là, la direction du champ magnétique $\vec{b} = \vec{B}/B$ est calculée à la position du lepton (x, y, z dans le système cartésien) :

$$\vec{b} = \sum_{n=1}^{N_m} \vec{\xi}_n A_k(k_n) \cos(k_n z' + \zeta_n) \quad (3.7)$$

z' est déterminé par la position du lepton à partir du produit scalaire du vecteur d'onde unitaire \vec{k}_n par le vecteur position du lepton :

$$z' = x \sin \theta_n \cos \phi_n + y \sin \theta_n \sin \phi_n + z \cos \theta_n \quad (3.8)$$

3.3 Développement d'une cascade simple

Comme déjà mentionné et illustré sur la figure [3.1](#), la partie purement Monte Carlo de la simulation vise uniquement à traiter la propagation et les interactions de particules dans un cadre minimal qui ne dépend que de peu de paramètres.

3.3.1 Propriétés des particules

Dans le code, une particule est identifiée par ses propriétés :

- ▶ sa nature qui s'identifie in fine à sa charge (0 pour un photon, -1 pour un électron, +1 pour un positron),
- ▶ son énergie,
- ▶ sa position cartésienne dans le repère comobile centré sur la source,
- ▶ sa direction cartésienne dans le repère comobile centré sur la source,
- ▶ son retard temporel par rapport à un photon primaire émis en ligne droite,
- ▶ son poids,
- ▶ sa génération dans la cascade,
- ▶ l'énergie du primaire qui l'a engendrée.

Poids des évènements

Afin de réduire le temps de calcul, seule une fraction des interactions est effectivement traitée par le code (voir plus loin). Les propriétés de la cascade sont alors conservées en augmentant le poids des particules restantes. En plus de ses caractéristiques habituelles, toute particule est donc affectée d'un poids w_i . Celui-ci est initialement de 1, mais il augmente au fil des interactions pour les particules qui sont conservées et traitées jusqu'au bout.

Génération

Pour étudier les cascades, il est aussi utile d'enregistrer la "génération" des particules. Pour le reste du texte, nous utiliserons le formalisme suivant (voir figure 1.6) :

Génération 0 : Photons primaires issus de la source.

Génération 1 : Leptons produits par création de paires des photons de génération 0 ainsi que tous les photons gamma diffusés par Compton inverse sur ces mêmes leptons.

Génération 2 : Leptons produits par création de paires des photons de génération 1 ainsi que tous les photons gamma diffusés par Compton inverse sur ces mêmes leptons.

etc

3.3.2 Source simple

Le code simule une source infiniment collimatée c'est-à-dire que tous les photons primaires sont tirés dans la même direction. La géométrie de la source est traitée en post-traitement à partir de quelques hypothèses.

L'énergie des photons initiaux est tirée entre E_{min} et E_{max} . Comme ce sont les photons de plus haute énergie qui génèrent la cascade, il est plus intéressant de tirer plus de photons avec une énergie proche de E_{max} que de E_{min} . C'est pourquoi l'énergie E d'un photon initial est tiré uniformément en log :

$$\log E_s = \log E_{min} + \chi \log \left(\frac{E_{max}}{E_{min}} \right), \quad (3.9)$$

où χ est un nombre tiré uniformément aléatoirement entre 0 et 1. Ce type de tirage génère un spectre en loi de puissance de pente $dN/dE_s = E_s^{-1}$. Il se trouve avantageusement que ce spectre peut correspondre au spectre des blazars les plus durs. Il est aisé par la suite en post-traitement de pouvoir convertir le résultat de la cascade avec ce spectre intrinsèque en un résultat pour n'importe quel spectre.

3.3.3 Calcul de la distance d'interaction

Que ce soit pour les photons ou les leptons, la procédure pour calculer la distance à parcourir avant la prochaine interaction est la même.

La profondeur optique d'interaction τ_{int} est tirée selon une loi de probabilité $e^{-\tau_{int}}$. Dans la pratique, la profondeur optique est calculée comme $\tau_{int} = -\ln(1 - \chi)$ où χ est tiré uniformément entre 0 et 1.

Pour s'assurer qu'il y a interaction, la profondeur optique d'interaction est comparée à la profondeur optique jusqu'à la Terre τ_{lim} . Si $\tau_{int} > \tau_{lim}$, il n'y a pas interaction et la particule peut être déplacée jusqu'à la Terre.

Dans le cas où il y a interaction, il faut déterminer la distance (redshift) où a lieu l'interaction z_{int} . Dans un univers en expansion, il n'y a pas de relation analytique $z(\tau)$ qui relie le redshift d'interaction à la profondeur optique. Le redshift est donc calculé de manière itérative (par dichotomie pour les photons et par la méthode Raphon - Newton pour les leptons). À chaque itération, le calcul de la profondeur optique est effectué suivant la méthode présentée en sections 2.1.2 et 2.1.3.

3.3.4 Calcul de l'interaction et de ses produits

De même que pour le déplacement, la méthode générale pour calculer l'interaction est la même quelle que soit la particule (photon ou lepton). La procédure de calcul passe par deux étapes :

Tirage du photon cible (énergie et direction)

- ▶ Le tirage en énergie se fait par la méthode de rejet en incluant le fond diffus ainsi que la section efficace différentielle (en énergie) d'interaction (Malzac et al., partie 6.6 de la thèse).
- ▶ Une fois l'énergie déterminée, l'angle d'interaction entre les deux particules est tiré. L'interaction est supposée axisymétrique autour de la direction de la particule incidente (probabilité de l'angle azimutale ϕ uniforme). Le tirage de l'angle polaire θ (par rapport à cette même direction incidente) est calculé par la méthode de rejet, en utilisant la section efficace totale et l'énergie déjà déterminée du photon cible.

Calcul de l'interaction

- ▶ Une fois l'énergie et l'angle du photon cible connus, ces quantités (ainsi que celles de la particule incidente) sont converties dans le repère du centre des moments (pour l'annihilation de photons) ou le repère de l'électron (pour Compton).
- ▶ Dans ce repère, l'énergie et la direction des particules issues de l'interaction sont déterminées de manière aléatoire. Pour la diffusion Compton inverse, l'angle de diffusion est tiré par méthode de rejet en utilisant la section différentielle (en angle) et on prend un angle azimutal uniforme. Pour l'annihilation de photons, l'angle polaire d'un des deux leptons produits est tiré par rejet et tirage d'un angle azimutal sur une distribution uniforme. Dans les deux cas, les autres quantités (énergie, ainsi qu'énergie et direction de l'autre particule produite) se dérivent simplement par les lois de conservation de l'énergie/impulsion.
- ▶ Une fois les propriétés des particules produites calculées dans le référentiel de l'interaction, on fait le changement de repère inverse pour revenir aux propriétés dans le référentiel de l'observateur.

3.3.5 Enregistrement des résultats

Rappelons que, dans la simulation, l'ensemble des photons primaires est émis dans une direction unique \vec{w}_0 . Les propriétés des particules secondaires sont enregistrées quand elles franchissent la sphère de rayon la distance Terre - source autour de la source c'est-à-dire lorsque la distance comobile de la particule à la source d est égale à la distance comobile de la source à la Terre D_s . Les propriétés enregistrées sont les suivantes :

1. leur génération,
2. leur poids,
3. leur énergie,
4. leur retard temporel,
5. leur position et direction d'arrivée (voir ci-dessous),
6. leur charge (quelques leptons arrivent sur Terre aussi).

Position

Une particule i lorsqu'elle est enregistrée, est caractérisée par sa position dans le repère du code \mathcal{R}_c à savoir le repère orthonormé cartésien centré sur la source (voir figure 3.2). L'enregistrement s'effectuant dans le référentiel \mathcal{R}_c cela correspond à une sphère de rayon D_s . La position de la particule $\vec{n}_{p,i}$ dans ce référentiel

en coordonnées sphériques est $(r_{p,i}; \theta_{p,i}; \phi_{p,i})$. En pratique pour des raisons de symétries, seul l'angle $\theta_{p,i}$ est enregistré :

$$\theta_{p,i} = \arccos(\vec{n}_{p,i} \cdot \vec{w}_0) \quad (3.10)$$

Direction

De même, la direction $\vec{n}_{d,i}$ est mesurée en coordonnée sphérique (θ_d, ϕ_d) , mais cette fois dans un système défini pour l'observateur. Un deuxième repère $\mathcal{R}_{p,i}$ spécifique à la particule est alors introduit où l'axe polaire est porté par le vecteur position $\vec{n}_{p,i}$ (repère bleu sur la figure 3.2) :

$$\vec{u}_{x,i} = \vec{n}_{p,i}, \quad \vec{u}_{y,i} = \vec{u}_{z,i} \times \vec{n}_{d,i}, \quad \vec{u}_{z,i} = \vec{n}_{p,i} \times \vec{n}_{d,i}. \quad (3.11)$$

La référence $\phi_d = 0$ est définie pour être dans le plan qui contient la direction d'émission des primaires et l'axe polaire. Les angles de la direction d'arrivée lorsque cette particule rejoint la Terre (sphère), sont :

$$\theta_{d,i} = \arccos(\vec{n}_{d,i} \cdot \vec{n}_{p,i}), \quad (3.12)$$

$$\phi_{d,i} = \arctan \left(\frac{\vec{n}_{d,i} \cdot (\vec{w}_0 \times \vec{n}_{p,i})}{\vec{n}_{d,i} \cdot ((\vec{w}_0 \times \vec{n}_{p,i}) \times \vec{n}_{p,i})} \right), \quad (3.13)$$

où \vec{w}_0 est la direction d'émission du photon source initial dans le repère \mathcal{R}_c . Dans le cadre de la simulation cette direction est toujours la même. $\theta_{p,i}$ correspond à l'angle polaire de la position d'arrivée du photon dans le repère \mathcal{R}_c . $\theta_{d,i}$ et $\phi_{d,i}$ sont les coordonnées polaire et azimutale de la direction d'arrivée du photon dans le repère particulier $\mathcal{R}_{p,i}$.

3.4 Modélisation d'une source réaliste

Les simulations de référence précédentes ne dépendent que d'un nombre limité de paramètres (ce qui implique un espace de paramètres à étudier plus restreint pour ces simulations couteuses). D'autres effets peuvent simplement être étudiés en post-traitement, en particulier les propriétés spectrales et de distribution angulaire de la source.

3.4.1 Spectre quelconque

À partir d'une simulation de référence, il est aisé d'appliquer n'importe quel spectre de source en jouant sur le poids des photons. Par choix, le spectre source d'une simulation Monte Carlo brute est un spectre en loi de puissance de pente -1 :

$$F_1 = \frac{dN_s}{dE_s} = \frac{E_s^{-1}}{N_0 \ln(E_{max}/E_{min})}, \quad (3.14)$$

où N_0 est le nombre de photons injectés dans la simulation et E_{min} , E_{max} les bornes en énergie d'injection (en GeV).

Pour émettre un spectre en loi de puissance plus mou que $\Gamma = 1$, il suffit de donner plus de poids aux photons sources de basse énergie. Pour convertir le résultat de la simulation afin d'appliquer un spectre source quelconque $dN_s/dE_s = F_s(E_s)$, il suffit de multiplier le poids de chaque photon détecté par un facteur (équivalent au nombre de particules pour lequel l'évènement compte) :

$$W_s = \left(\frac{E_s}{E_{min}} \right)^1 F_s(E_s). \quad (3.15)$$

La multiplication par E_s sert à redresser le spectre pour avoir un tirage uniforme sur une échelle linéaire.

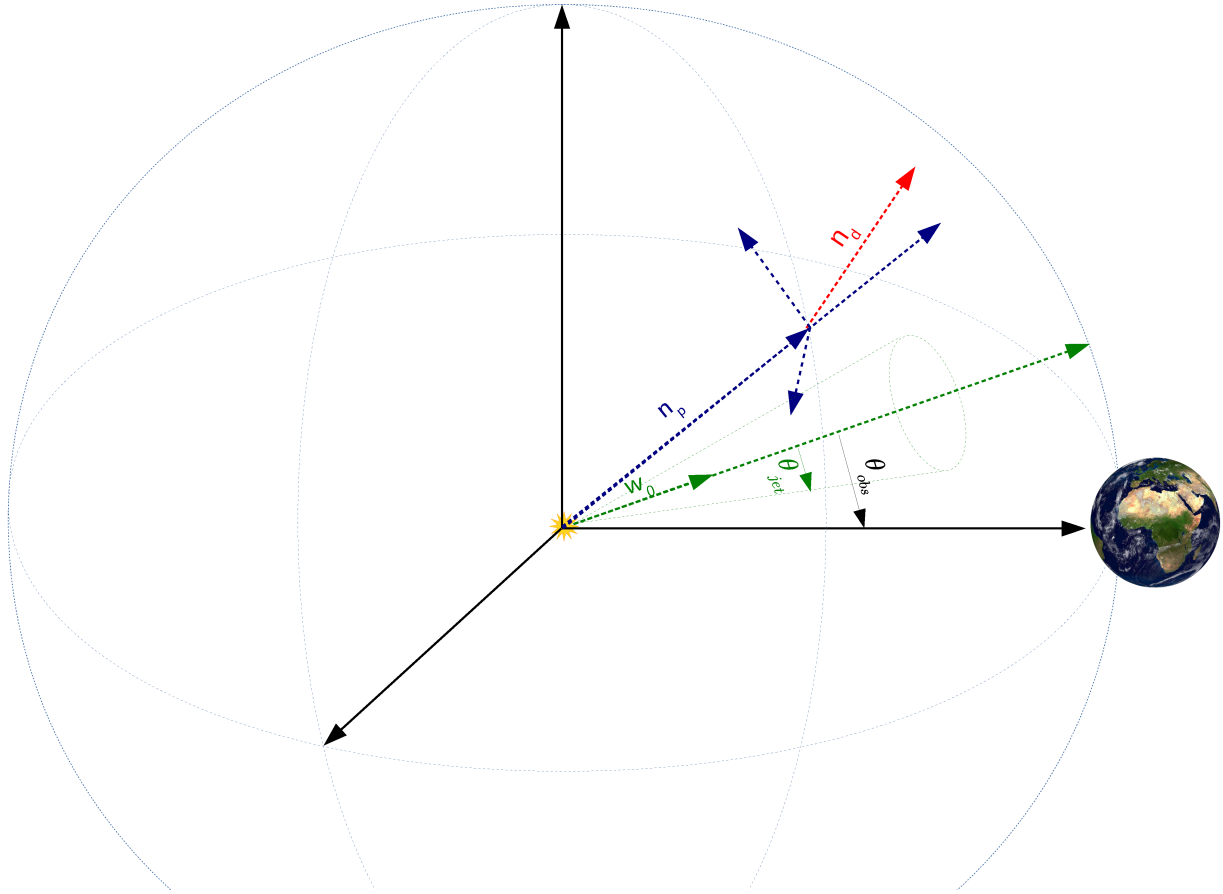


FIGURE 3.2 – Représentation schématique de la géométrie utilisée dans le code. En noir est le repère cartésien associé à la source. La sphère représente la distance source - Terre où les particules sont détectées. Le repère bleu est le repère local sur la sphère au point d'arrivée du photon dans lequel on mesure la direction d'arrivée (vecteur rouge).

Normalisation à la luminosité

Pour des raisons de comparaison, il est utile de normaliser l'émission à la luminosité intrinsèque de la source. Pour cela, soit le spectre fourni $F_s(E_s)$ contient cette normalisation dans les unités désirées auquel cas il n'y a rien à faire. Soit il peut être calculé dans le cas où le spectre à appliquer est une loi de puissance quelconque $F_s(E_s) \propto E_s^{-\Gamma}$. La luminosité intrinsèque (en GeV par le code) d'une telle source est :

$$L_0 = \int_{E_{min}}^{E_{max}} E_s \frac{dN_s}{dE_s} dE_s = \begin{cases} N_0 E_{min} & \text{si } \Gamma = 2, \\ \frac{N_0 E_{min}}{(2-\Gamma) \ln(E_{max}/E_{min})} \left[\left(\frac{E_{max}}{E_{min}} \right)^{2-\Gamma} - 1 \right] & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.16)$$

N_0 est toujours le nombre de photons initiaux injectés dans la simulation et $[E_{min}, E_{max}]$ la gamme d'énergie sur laquelle s'étend le spectre intrinsèque (en GeV). Il suffit alors de multiplier le poids de chaque détection par $1/L_0$.

3.4.2 Distribution angulaire

La plupart des sources (Blazars et GRBs en particulier) ont une émission non pas mono-directionnelle mais focalisée dans un jet caractérisé par deux grandeurs : un angle ouverture θ_{jet} et un "désaxage" par rapport à l'observateur θ_{obs} (voir figure 3.2).

En pratique, à partir d'une simulation brute, on peut facilement modéliser en post-traitement n'importe quelle distribution angulaire de l'émission primaire et n'importe quelle position réelle de l'observateur si l'on fait trois hypothèses :

1. Le milieu est de symétrie sphérique autour de la source. Cette hypothèse est naturellement vérifiée à grande échelle puisque par hypothèse, l'univers est isotrope à grande échelle. Pour le développement des cascades, les fond diffus sont bien isotropes aussi, mais par contre, le champ magnétique extragalactique n'a pas de raison lui d'être de symétrie sphérique. En pratique, ça dépend de la longueur de cohérence. Si celle-ci est petite à l'échelle des cascades, alors l'hypothèse est valide. Sinon, c'est une hypothèse qui peut être violée, car les particules traversant un nombre limité de cellules, le résultat de la cascade devient dépendant de la configuration du champ magnétique extragalactique tiré au début de la simulation.
2. L'émission de la source est axisymétrique autour d'une direction donnée. C'est évidemment le cas d'une source complètement isotrope, mais cette hypothèse permet aussi de couvrir toutes les sources qui émettent des jets axisymétriques.
3. Les cascades qui se développent à partir d'un photon primaire sont axisymétriques autour de la direction initiale de ce primaire. Autrement dit, il n'y a pas de direction privilégiée dans le milieu où se propagent les particules de la cascade, autre que l'axe longitudinal de la cascade. À nouveau, cette hypothèse est naturellement vérifiée pour de très petites longueurs de cohérence du champ magnétique extragalactique, mais pour les grandes, c'est plus discutable.

Avec une source émettant dans une seule direction et avec les paramètres enregistrés à la sortie, il est simple, par exemple, de modéliser une source isotrope à partir de rotations. Plus spécifiquement, l'intégration sur toutes les directions d'émission possibles \vec{n}_e par rapport à la ligne de visée est équivalente à intégrer sur toutes les positions d'arrivée dans le cadre de la simulation. Ainsi prendre tous les photons détectés de la simulation brute, quelle que soit leur position d'arrivée sur la sphère et ne pas modifier leur poids permet de modéliser la cascade d'une source isotrope.

Pour une émission anisotrope, le traitement est un peu plus compliqué. Si c'est une image qui doit être tracée, dans ce cas, chaque événement i est subdivisé en N_ϕ sous-événements avec un poids $w_{i,j} = w_i/N_\phi$ et une position azimutale $\phi_{d,j}$ distribuée uniformément entre 0 et 2π dans le repère de l'observateur $\mathcal{R}_{p,i}$. Ceci a pour conséquence de transformer chaque point en un cercle dans le plan d'observation.

Ensuite il faut sélectionner les évènements qui proviennent du jet tels que :

$$\theta_{i,j}^e < \theta_{jet}, \quad (3.17)$$

avec

$$\cos \theta_{i,j}^e = \cos \theta_{obs} \cos \theta_{p,i} - \sin \theta_{obs} \sin \theta_{p,i} \cos(\phi_{d,j} - \phi_{d,i}). \quad (3.18)$$

Parfois l'objectif est seulement d'observer les caractéristiques des photons intégrés dans un anneau autour de la source c'est-à-dire intégré sur tous les $\phi_{d,j}$. Dans ce cas, il est inutile de décomposer chaque évènement en sous-évènements. Il faut juste sélectionner les évènements qui sont bien dans le jet et les repondérer pour tenir compte du fait que si les N_ϕ sous-évènements avaient été tirés comme précédemment, seule une partie aurait été retenue. La sélection est appliquée comme suit :

$$\cos(\theta_{obs} - \theta_{p,i}) < \cos \theta_{jet}. \quad (3.19)$$

Et le poids de chaque photon qui vérifie cette condition est multiplié par :

$$w_i = \arccos \left(\frac{\cos \theta_{jet} - \cos \theta_{obs} \cos \theta_{p,i}}{\sin \theta_{obs} \sin \theta_{p,i}} \right). \quad (3.20)$$

3.5 Modélisation d'observations réalistes

La simulation brute retourne tous les évènements quels que soient leur énergie, leur direction ou leur temps d'arrivée. Pourtant en pratique, une observation ne contient pas tous ces évènements. Pour modéliser une observation réaliste, il est nécessaire d'effectuer des sélections sur les évènements.

- ▶ Un instrument n'est sensible qu'à une certaine gamme d'énergie. Pour reconstruire une observation réaliste, il suffit d'appliquer une simple sélection en énergie. De manière plus fine, la réponse en énergie d'un instrument peut être incluse en appliquant une pondération correspondant à cette réponse.
- ▶ Un instrument possède une ouverture maximale, et une PSF. De même, ces effets peuvent être pris en compte en faisant une sélection sur les angles d'arrivée, ou mieux, en appliquant une pondération précise qui correspond à la réponse angulaire de l'instrument.
- ▶ Une observation ne se fait que pendant un certain temps Δt après un sursaut d'activité de la source. De manière équivalente, l'observation instantanée d'une source persistante ne se fait qu'un temps bien précis Δt après le début d'activité de cette source. Là aussi, il suffit de faire une sélection sur les temps d'arrivée pour reconstruire une observation réaliste.

3.6 Méthodes d'optimisation

Le code de simulation accompagné d'un peu de post-traitement doit pouvoir simuler tous les cas désirés. Pourtant une cascade crée physiquement une énorme quantité de particules que le code doit faire interagir et propager.

Pour donner un ordre de grandeur, 1 photon gamma initial à 100 TeV produit 2 leptons qui se refroidissent par diffusion inverse Compton. S'ils se refroidissent jusqu'à une énergie de 1 GeV, cela représente environ 600 000 interactions à calculer, autant de déplacements et de nouveaux photons à traiter. Il faut tirer typiquement 10 000 photons initiaux pour avoir une statistique suffisante. Cela représente (sans prendre en compte les réabsorptions des gamma secondaires) plus 10^{10} interactions Compton et autant de déplacements de leptons et de photons à effectuer.

Il est donc clair que sans optimisation, une simulation devient vite très coûteuse en temps de calcul même parallélisée. Il est donc nécessaire d'utiliser des méthodes spécifiques pour accélérer le code.

3.6.1 Énergie minimale

Premier constat, les leptons sont les particules les plus traitées dans la simulation. En effet un seul lepton fait plusieurs centaines à plusieurs milliers d'interactions avant de s'être complètement refroidi (voir équation 2.14). Pourtant on montre en combinant les équations 2.14 et 2.15 que, au-delà de quelques centaines d'interactions, le lepton ne produira que des photons en-dessous du GeV. Puisque nous nous intéressons ici aux signatures des cascades au delà de quelques GeV nous pouvons nous dispenser de suivre ces leptons en dessous de ce seuil.

La première solution d'accélération est donc de retirer de la pile ces leptons peu énergétiques. Tous les évènements en dessous d'une énergie de seuil E_{th} (typiquement 1 GeV pour les photons et les leptons) sont retirés de la pile s'ils n'ont pas rejoint la Terre.

3.6.2 Échantillonnage pondéré en énergie

Dans une cascade, l'énergie des photons produits par diffusion Compton inverse évolue comme le carré de l'énergie du lepton (équation 2.8). Donc plus un lepton se refroidit, moins le refroidissement est efficace, et plus il lui faut un grand nombre d'interactions pour se refroidir. Au cours de son refroidissement un lepton produit donc quelques photons gamma de haute énergie et une énorme quantité de photons de basse énergie. Une simulation brute produit donc en général une statistique inutilement élevée à basse énergie, et si trop peu de photons primaires sont lancés, une statistique insuffisante à haute énergie.

Pour pallier ce phénomène, une méthode d'échantillonnage pondéré est appliquée qui consiste à traiter quasiment toutes les interactions et particules de haute énergie, mais à ne traiter qu'une fraction des évènements de basse énergie, et à augmenter leur pondération en conséquence.

Pour toute interaction qui produit une particule d'énergie E_i à partir d'une particule d'énergie E_{before} , on ne garde qu'une fraction χ_s de ces particules. En pratique, un simple tirage aléatoire d'un nombre entre 0 et 1 est effectué. Si sa valeur est supérieure à la fraction χ_s , l'évènement est retiré de la simulation, sinon il est conservé dans la liste des évènements à traiter. Pour que le nombre total de particules soit conservé en moyenne, le poids des particules gardées est augmenté d'un facteur $1/\chi_s$.

Pour moduler la fraction de particules rejetées, un taux d'échantillonnage α_s est fixée en début de simulation. Pour chaque particule candidate à être mise dans la pile, la fraction χ_s est calculée comme

$$\chi_s = \left(\frac{E_i}{E_{before}} \right)^{\alpha_s} . \quad (3.21)$$

3.6.3 Accumulation Compton

Dans le code, les leptons sont déplacés d'un point d'interaction à un autre. Ce faisant plus il y a d'interactions Compton, plus le nombre de déplacements est accru et donc le temps de calcul associé.

Pour palier ce grand nombre de calculs de trajectoires, le code utilise une méthode d'"accumulation Compton". L'idée consiste à augmenter artificiellement le libre parcours moyen des leptons d'un coefficient N . C'est-à-dire qu'au lieu de déplacer le lepton N fois d'une distance λ_{ic} , il est déplacé une seule fois d'une distance $N\lambda_{ic}$.

Pour conserver le nombre moyen de photons et prendre en compte les N interactions que le lepton est censé avoir fait lors de son parcours de distance $N\lambda_{ic}$, le poids du photon diffusé lors de l'unique interaction finale est amplifiée d'un facteur N . Dans le même temps la perte d'énergie du lepton est équivalente à $N\Delta E$ où

$$\Delta E = h\nu' - h\nu = \frac{4}{3}E_k(E_k + 2)h\nu \quad (3.22)$$

est la perte d'énergie moyenne lors d'une interaction. $h\nu$ et $h\nu'$ sont les énergies du photon cible avant et après interaction. $E_k = (\gamma - 1)m_e c^2$ est l'énergie cinétique du lepton avant diffusion. Comme le pseudo-photon correspond à N diffusions d'angles différents, l'angle δ de la seule diffusion moyenne est augmenté comme $N^{1/2}\delta$.

En pratique N doit être choisit pour qu'en moyenne, chaque lepton ne perde pas plus qu'une fraction η de son énergie.

$$N = \eta \frac{E_k}{\langle \Delta E \rangle}, \quad (3.23)$$

où $\langle \Delta E \rangle = (4/3)(\gamma^2 - 1)E_{cmb}$ est l'énergie moyenne perdue par le lepton en régime Thomson à chaque interaction avec un photon du fond diffus cosmologique et $E_{cmb} = 2.7kT_{cmb}$ est l'énergie moyenne des photons du fond diffus cosmologique.

Les pertes Compton sont d'autant plus importantes que l'énergie du lepton est grande. Quand on s'approche du régime Klein - Nishina, le photon perd la plus grande partie de son énergie en une interaction unique. Dans ce cas, il n'est pas possible d'accumuler les interactions. Cette méthode n'est efficace que pour les leptons d'énergie inférieure à

$$E_{th} = \frac{3\eta m_e^2 c^4}{4h\nu(1+z)} \approx \frac{1.5}{1+z} \left(\frac{\eta}{0.5\%} \right) \text{TeV}, \quad (3.24)$$

avec le taux d'accumulation Compton $\eta = \frac{\Delta E}{E_k} \Big|_{th}$ et $z = z_{source}$ et $h\nu/m_e c^2 = 2.7kT_{cmb}$.

Notons que cette procédure n'est pas sans conséquences :

- ▶ La statistique des évènements est changée. En effet, la procédure va artificiellement augmenter le nombre de pseudo-photons à haute énergie, là où il y a initialement peu de statistique cet effet vient donc s'ajouter à la méthode d'échantillonnage pondéré.
- ▶ Dans la pratique, le calcul de la perte d'énergie après diffusion du pseudo-photon peut conduire à une énergie du lepton négative pour diverses raisons (dispersion de l'énergie autour de la valeur moyenne, interaction avec des photons du fond diffus extragalactique, interaction en régime Klein - Nishina, surestimation de la variation d'énergie en supposant l'énergie du lepton constante). Heureusement, ce type d'évènements reste très rare étant donné le taux d'accumulation η très faible choisi ($\eta = 0.5\%$). Ils sont donc simplement retirés de la simulation sans influence sur le résultat.
- ▶ Avec l'accumulation Compton la distance d'interaction numérique devient dépendante de l'énergie du lepton (contrairement au régime Thomson) comme suit :

$$\lambda_{ic} \approx \frac{1}{n_{CMB}\sigma_T} \left(\frac{E_k}{E_{th}} \right)^{-1} \quad (3.25)$$

- ▶ Sans accumulation Compton, le lepton produit N photons d'énergie E_i . Avec l'accumulation, un seul pseudo-photon d'énergie $\langle \Delta E \rangle$ (correspondant à la valeur moyenne de la distribution des E_i) est produit. Tant que le taux d'accumulation Compton η est suffisamment faible, la distribution des E_i est suffisamment resserrée pour que quelle que soit E_i , $E_i \approx \langle \Delta E \rangle$. Dans ce cas, la méthode d'accumulation Compton ne biaise pas la distribution des évènements. Par contre avec un taux d'accumulation trop élevé, la distribution des E_i devient plus étalée. Dans ce cas, on risque de supprimer des évènements d'énergie E_i très différente de $\langle \Delta E \rangle$, tout en rajoutant artificiellement des évènements d'énergie $\langle \Delta E \rangle$ qui ne devraient pas exister.

Conclusion

Ce chapitre a présenté un nouveau code de simulations Monte Carlo pour les cascades électromagnétiques cosmologiques. Ce dernier est capable de reproduire, avec très peu d'approximations, la cascade produite par n'importe quelle source. La suite du manuscrit est d'abord dédiée à confronter les résultats de ce code avec les expressions analytiques dérivées au chapitre précédent. Puis dans un second temps, le code a été utilisé pour étudier la physique des cascades et appliquer les simulations dans le cadre précis du fond gamma extragalactique.

Chapitre 4

Validation du code et étude d'un cas simple

Les chapitres 2 et 3 ont présenté respectivement une approche analytique des cascades et un code de simulation Monte Carlo qui vise à reproduire le plus finement possible la physique de la cascade. Ce chapitre va montrer la comparaison des deux approches dans le but à la fois de tester le code et de comprendre les limitations des approches analytiques.

Pour pouvoir effectuer cette comparaison, il faut se placer dans un cas suffisamment simple pour ne pas être débordé par tous les effets qui vont s'ajouter à la cascade (comme la physique de la source) et pour que les expressions analytiques soient applicables. Pour cela, nous utiliserons le cas de référence suivant :

- ▶ La source est placée à $z = 0.13$ (~ 557 Mpc) et émet des photons d'énergie unique 100 TeV de manière isotrope. La distance typique d'annihilation de ces photons est alors $\lambda_{\gamma\gamma} = 1.32$ Mpc. Dans ces conditions, tous les photons primaires sont absorbés et l'intégralité des photons observés sur Terre en dessous de 100 TeV sont des photons de la cascade. Le résultat n'est donc pas "pollué" par la source.
- ▶ Le modèle de fond diffus extragalactique choisi est celui de [Domínguez et al. \(2011\)](#).
- ▶ Le champ magnétique extragalactique est fixé à une amplitude de $B = 3 \times 10^{-16}$ G avec une longueur de cohérence de $\lambda_B = 1$ Mpc. Les leptons les plus énergétiques ont une énergie d'environ 50 TeV dont la distance de refroidissement est d'environ 4.5 kpc. Nous avons donc une configuration où $D_{ic} \ll \lambda_B$ qui est le cadre dans lequel les expressions analytiques du chapitre 2 ont été développées.

4.1 Corrélations entre observables

Le chapitre 2 a montré que les trois grandeurs observables qui caractérisent un photon arrivant sur Terre sont liées :

- ▶ son énergie E_γ ,
- ▶ son angle d'arrivée θ par rapport à la direction source - observateur (ligne de visée),
- ▶ son retard temporel Δt par rapport à un photon qui viendrait en ligne droite depuis la source.

Ces relations sont explicitées par les équations 2.33 et 2.34 calculées dans le contexte présenté précédemment.

4.1.1 Corrélations dans les simulations

Les corrélations obtenues numériquement avec une simulation Monte Carlo entre ces trois observables sont représentées sur la figure 4.1. La carte de couleurs est un histogramme en deux dimensions représentant le nombre de photons qui arrivent avec une certaine énergie, un certain angle incident et un certain retard temporel (en haut $(E\Delta t)d^2N/(dEdt)$, en bas à gauche $(E\theta)d^2N/(dEd\theta)$ et en bas à droite $(\theta\Delta t)d^2N/(d\theta dt)$).

Sur chaque graphique, les courbes bleue, verte et noire représentent, pour chaque valeur en abscisse, la valeur moyenne sur les ordonnées, pour les photons de génération 1, de génération 2 et toutes générations confondues respectivement. Les expressions obtenues avec les équations 2.27, 2.31 et 2.32 sont représentées en pointillés.

Le premier constat est que la tendance prédite est observée à savoir que plus l'énergie des photons est basse, plus ils sont déviés et retardés. C'est également là où il y a plus de photons, à savoir à basse énergie, grand angle d'arrivée et grand retard temporel. Ceci caractérise le fait que la cascade se développant de plus en plus, les leptons diffusent de plus en plus de photons de basse énergie et qui sont donc aussi plus déviés et retardés.

La courbe moyenne du retard temporel en fonction de l'énergie des photons de génération 1 de la simulation n'est pas lisse mais présente des "pics". Ces pics ne sont pas un phénomène physique et traduisent un manque de statistique : il s'agit de quelques événements avec un poids très important qui biaisent le calcul de la moyenne alors qu'ils sont peu significatifs en réalité.

Les deux courbes (noire et tirets bleus) sont très différentes. Les courbes moyennes pour les photons de générations 1 et 2 (trait plein bleu et vert respectivement) ont été tracées. On constate que la valeur moyenne est dominée par les photons de génération 2. En d'autres termes ne prendre en compte que la première génération de photons biaise fortement l'estimation analytique par rapport à la réalité. Il est donc judicieux d'essayer de calculer une estimation analytique des photons de seconde génération.

4.1.2 Approximations analytiques étendues à la génération 2

Les lois physiques qui s'appliquent dans la cascade (création de paires et diffusion Compton inverse) et présentées au chapitre 2 restent les mêmes quelle que soit la génération du photon. La seule différence entre une cascade entière générée par un primaire et une sous cascade générée par un secondaire est la localisation de l'annihilation qui génère la première paire. En principe, la géométrie correspondant à la détection d'un photon de génération 2 est beaucoup plus complexe que la vue simplifiée du schéma 2.5. Cependant comme en pratique, les photons de génération 1 ont une énergie beaucoup plus basse que les photons primaires, leur libre parcours moyen est beaucoup plus grand. En première approximation, les photons secondaires (génération 1) peuvent donc être supposés se former au niveau de la source. Il est alors possible d'utiliser les expressions analytiques calculées au chapitre 2. Le seul paramètre qui change est l'énergie du photon initial.

Les photons de génération 2 sont très majoritairement (voire exclusivement) produit par le refroidissement de la première paire de leptons produite par les photons de génération 1 les plus énergétiques c'est-à-dire le premier photon diffusé par le lepton issu d'un photon de génération 0. En d'autres termes, dans notre cas :

1. Les photons de génération 0, d'énergie $E_0 = 100$ TeV, s'annihilent à une distance $\lambda_{\gamma\gamma}^{(0)} = 1.32$ Mpc produisant des leptons de génération 1, d'énergie $E_e^{(0)} = 50$ TeV.
2. Ces leptons de génération 1, produisent à la première diffusion Compton un photon d'énergie $E_{ic}(E_e^{(0)}) \simeq 8$ TeV (équation 2.8).
3. Ces photons de génération 1 s'annihilent à une distance de $\lambda_{\gamma\gamma}^{(1)} = 117$ Mpc, pour produire la génération 2 des leptons ($E_e^{(1)} = 4$ TeV) et des photons.

Étant donné que $\lambda_{\gamma\gamma}^{(1)} \gg \lambda_{\gamma\gamma}^{(0)}$, les expressions analytiques 2.27, 2.31 et 2.32 peuvent être recalculées avec les valeurs de $\lambda_{\gamma\gamma}^{(1)}$ et $E_e^{(1)}$. Ces expressions ont été reportées sur la figure 4.1 en tirets verts. Force est de constater que ces nouvelles expressions ajustent beaucoup mieux la valeur moyenne simulée. Cependant il demeure un écart important entre ces estimations et les valeurs moyennes issues des simulations. La question est donc de savoir quelle partie des approximations a le plus d'impact sur l'écart observé.

Le même type de raisonnement pourrait être fait avec les photons de génération 3. Cependant, ici et dans la plupart des cas, ces photons sont quasiment inexistantes.

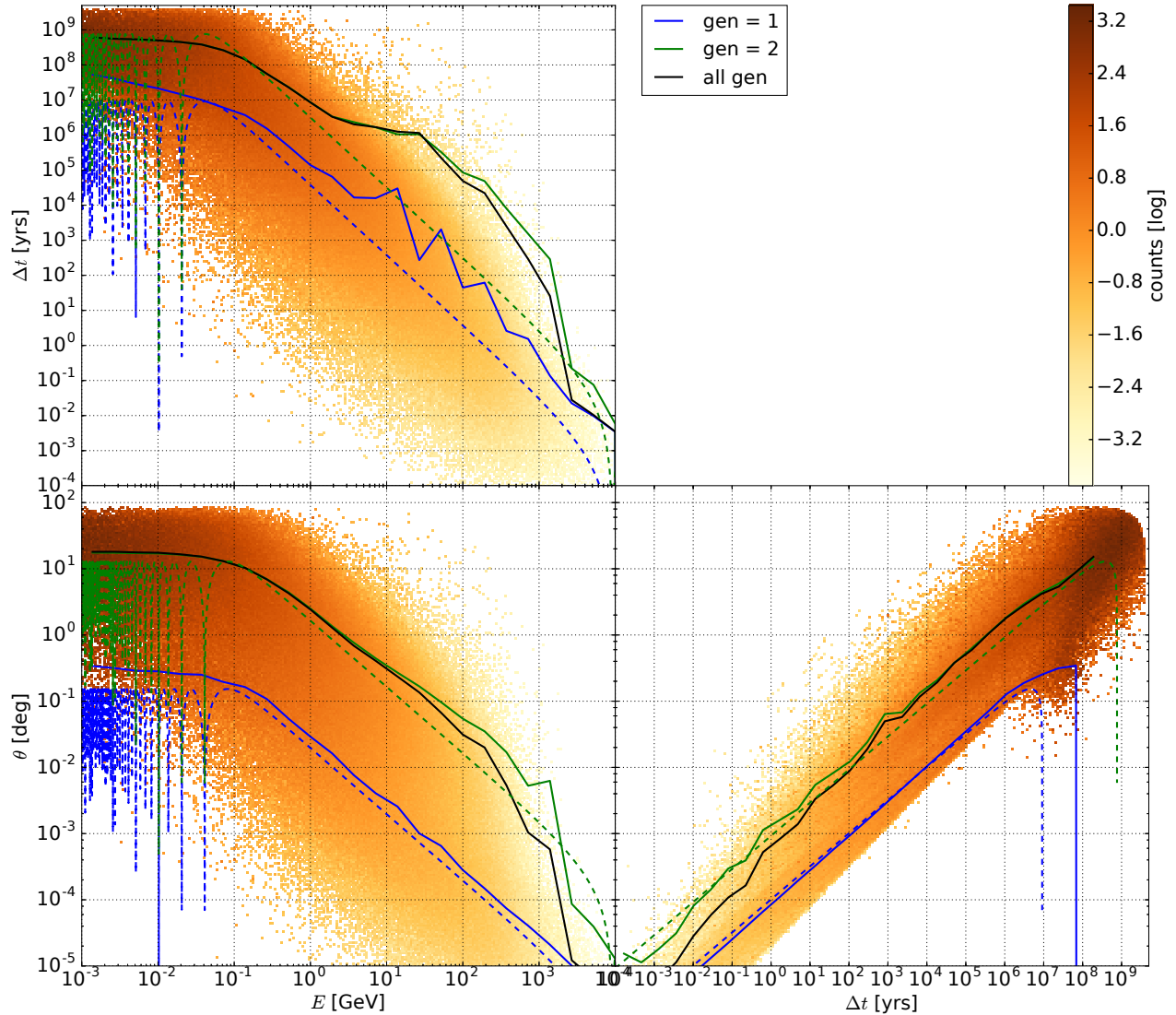


FIGURE 4.1 – Corrélation entre observables (énergie E , angle d’arrivée θ et retard temporel Δt). En haut la carte de couleurs représente l’histogramme $(E\Delta t)d^2N/(dEdt)$, en bas à gauche $(E\theta)d^2N/(dEd\theta)$ et en bas à droite $(\theta\Delta t)d^2N/(d\theta dt)$. En trait plein a été ajoutée la valeur moyenne pour tous les photons (noir), les photons de génération 1 (bleu) et 2 (vert). En tiret est l’estimation analytique pour les photons de génération 1 (bleu) et 2 (vert) (voir équations 2.33 et 2.34).

4.1.3 Impact des approximations sur les observables

Les différences qui persistent entre les expressions analytiques et les simulations peuvent être expliquées par les approximations du modèle analytique. Dans cette section, nous montrons les résultats de simulations numériques dans lesquelles nous avons forcé l'utilisation de certaines approximations, afin d'estimer le rôle de chacune.

Rappelons d'abord les grandes hypothèses faites pour calculer les expressions analytiques :

- "**E_e**" Les leptons sont produits par l'annihilation photon - photon dans la direction du photon gamma parent et ont chacun exactement la moitié de son énergie.
- "**λ_{ic}**" Les diffusions Compton ont lieu en régime Thomson et les leptons voyagent exactement une distance équivalente à un libre parcours moyen λ_{ic} (équation 2.9) entre deux interactions.
- "**E_{ic}**" Les photons gamma produits ont tous exactement l'énergie moyenne calculée avec l'équation 2.8 et sont émis dans la direction de propagation du lepton diffusant.
- "**λ_{γγ}**" Les rayons gamma primaires s'annihilent tous à la même distance $\lambda_{\gamma\gamma}^{(0)}$ comme donnée sur la figure 2.2.
- "**champ magnétique extragalactique uniforme**" Les leptons sont déviés par un champ magnétique uniforme perpendiculaire à la direction de propagation.
- "**Déviations locale**" Les déviations dues au champ magnétique ont lieu localement sur des distances beaucoup plus petites que la distance typique de production de paires et la distance entre la source et la Terre.

Tout d'abord, la figure 4.2 montre les résultats d'une simulation où tous les phénomènes physiques précédents au lieu d'être traités de manière exacte sont modélisés par les expressions analytiques. Pour la génération 1 (en bleu), il y a une parfaite concordance entre les expressions analytiques et la simulation. La seule différence notable est l'absence de photons de première génération à très haute énergie, très petit angle et très faible retard. Ce déficit est dû à l'absorption des photons de première génération pour produire la seconde génération de la cascade. Les écarts à basse énergie dans la région où les leptons ont parcouru plusieurs orbites synchrotron sont dus à la taille des bins utilisés pour calculer les moyennes.

La paire de leptons de génération 1 produite se refroidit et produit donc un ensemble de photons qui à leur tour produisent des leptons de génération 2 d'énergies initiales différentes. Chacun de ces leptons de génération 2 se refroidit alors et produit une des séries continues de points observés sur la figure 4.2.

Afin d'illustrer l'effet de chacune des différentes approximations, celles-ci ont été levées une par une par rapport à la situation présentée sur la figure 4.2. Autrement dit, en partant d'une simulations où toutes les approximations sont incluses, chaque approximation a été remplacée séparément par le tirage aléatoire exact du code Monte Carlo. Les résultats de chacune des six simulations ont été portés sur les figures 4.3, 4.4 et 4.5.

Approximations sur les leptons

Sur la figure 4.3 a été porté le résultat numérique obtenu en levant les approximations faites sur les leptons à savoir leur énergie de production E_e (en haut) et leur libre parcours moyen λ_{ic} (en bas). Si le fait de procéder à un tirage aléatoire sur l'énergie des leptons ou de leur libre parcours moyen au lieu de les fixer à tendance à disperser un peu la distribution des photons de génération 1, le calcul de la valeur moyenne reste quasiment inchangé. L'expression analytique et la valeur moyenne simulée restent concordantes. En conséquence, ces deux approximations n'ont que peu d'impact sur le résultat final si seule la génération 1 est considérée.

La dispersion en énergie des leptons de première génération ne produit qu'une faible dispersion en énergie, en angle et en temps car dès que les leptons se sont refroidis de manière significative, leurs propriétés ne dépendent plus de leur énergie initiale. Les effets dispersifs s'accumulent de génération en génération si bien

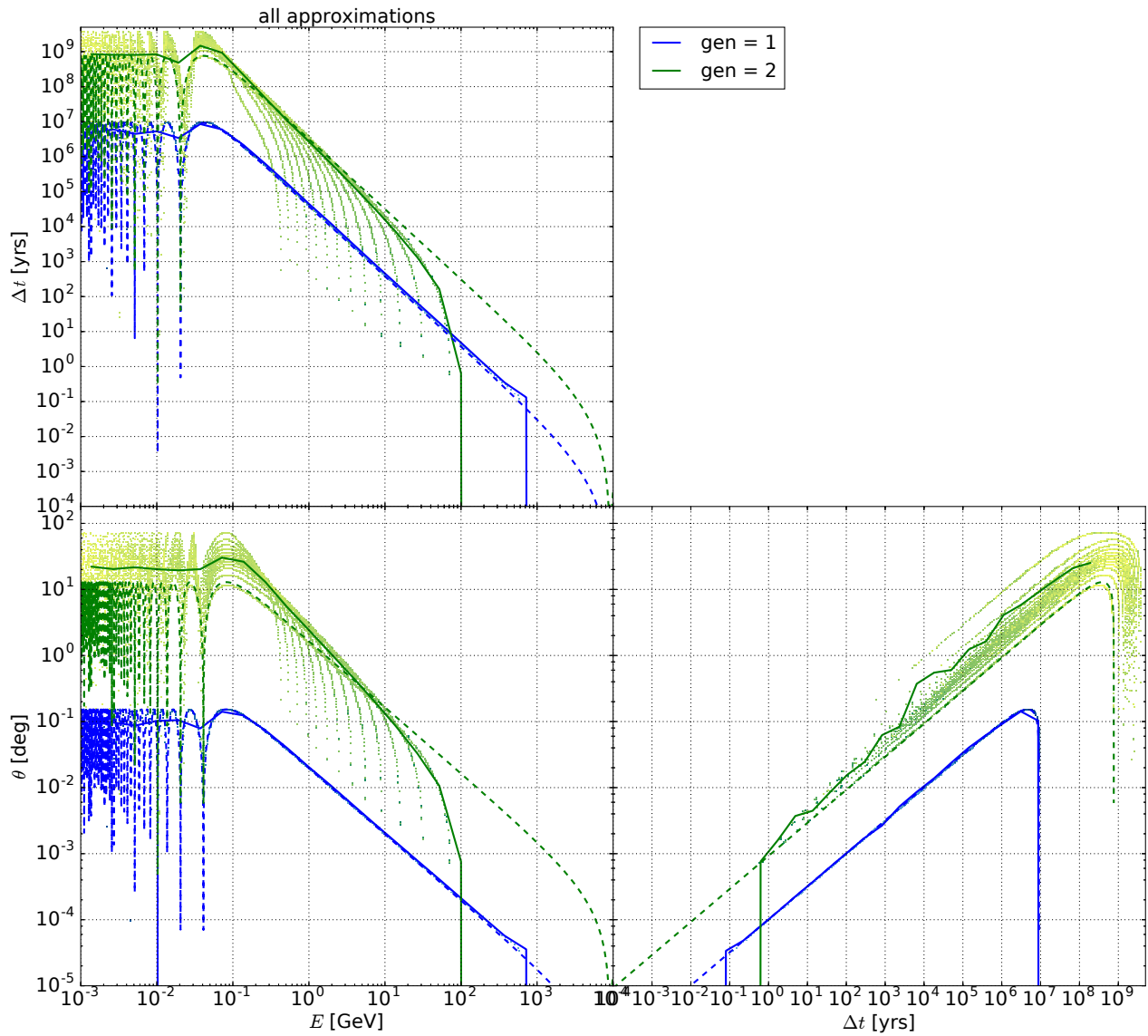


FIGURE 4.2 – Idem figure 4.1 mais avec toutes les approximations des expressions analytiques incluses. La densité de photons est séparée par génération : 1 - bleu, 2 - vert.

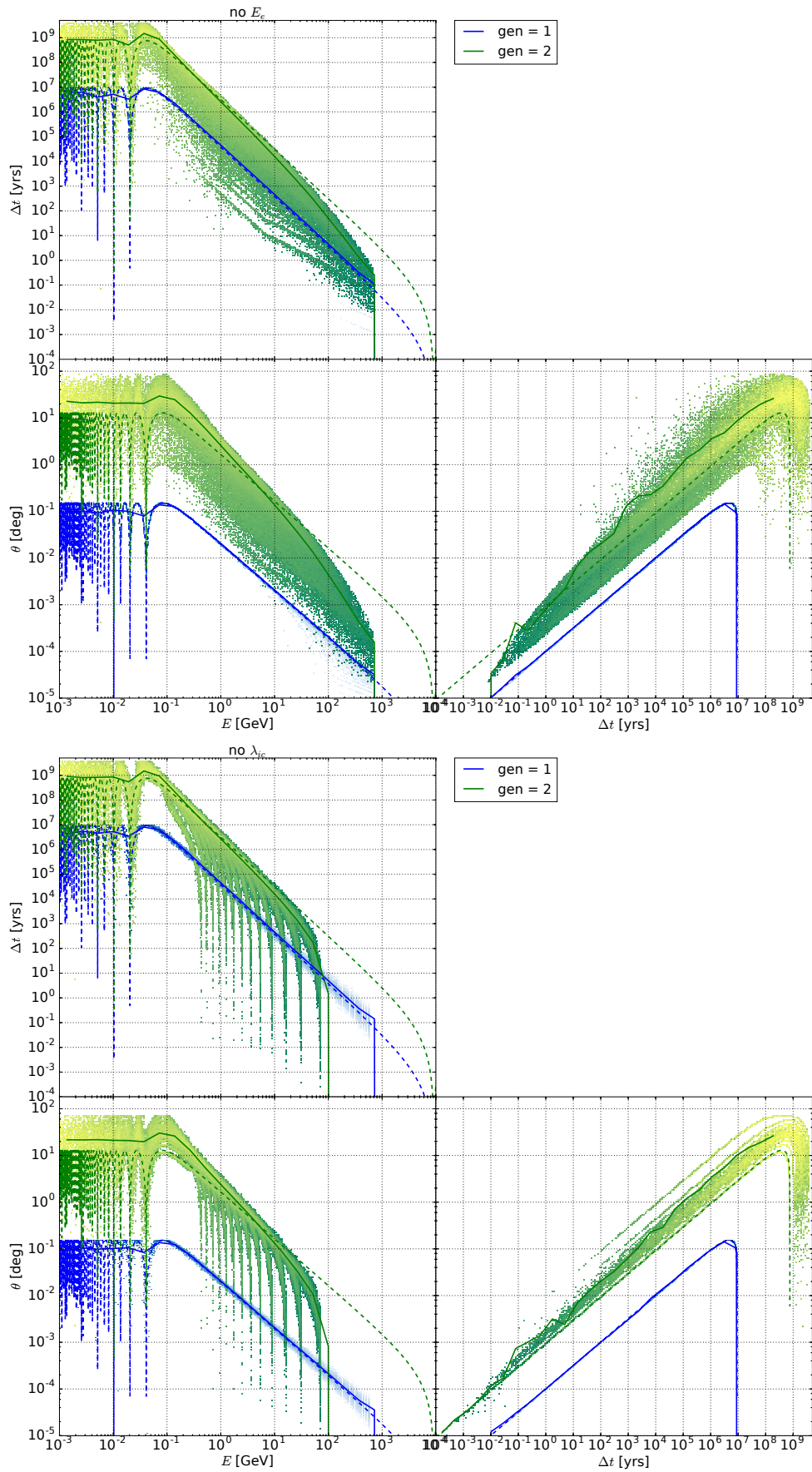


FIGURE 4.3 – Idem figure 4.2, en levant les approximations sur l'énergie des leptons produits (E_e , en haut) et sur la distance d'interaction compton (λ_{ic} , en bas).

que la dispersion observée sur les photons de génération 2 est beaucoup plus grande que pour les photons de première génération.

La dispersion due au tirage aléatoire de λ_{ic} est moins marquée. En régime Thomson, λ_{ic} est une constante donc le tirage aléatoire est centré sur cette valeur. Par conséquent, les effets sur la géométrie de la cascade et ses observables (halo et retard temporel) sont limités. En particulier, la série de points alignés provenant du refroidissement d'un lepton est encore présente mais est légèrement étalée en comparaison avec la figure 4.2.

Approximations sur les photons

La figure 4.4 montre l'impact des approximations faites sur les photons à savoir l'énergie de production E_{ic} (en haut) et la distance d'annihilation $\lambda_{\gamma\gamma}$ (en bas). Ici dans les deux cas, la dispersion des photons est beaucoup plus importante que dans le cas des leptons au point que la valeur moyenne s'en trouve modifiée.

Le tirage aléatoire de l'énergie des photons a tendance à augmenter l'angle d'arrivée et le retard temporel des photons pour une énergie donnée, à haute énergie. En dessous du GeV, c'est la tendance inverse qui se produit. En comparaison, la corrélation entre angle d'arrivée et retard temporel est inchangée. Ceci se traduit directement à la génération 1, par un étalement en angle et en temps à une énergie des photons mesurée. Par contre la géométrie de la cascade est inchangée donc la corrélation $\theta - \Delta t$, n'est pas affectée. Par contre, à énergie donnée, la dispersion observée en angle et en temps est si importante que les valeurs moyennes ainsi mesurées sont différentes des prédictions analytiques. Ainsi par exemple, si à l'inverse, les valeurs moyennes sont calculées sur les énergies, à angle ou à temps d'arrivée fixé et que l'on exclu les événements dont les leptons ont effectué plusieurs gyrations, alors on retrouve une valeur moyenne beaucoup plus proche des prédictions analytiques. À la génération 2, la dispersion des comptonisations est amplifiée : les photons de génération 1 créent des leptons avec des énergies dispersées et ces leptons voient l'énergie de leurs photons produits (génération 2) encore réétalée. Donc il y a un écart entre l'estimation analytique et la valeur d'autant plus important. Les photons de génération 2 ayant des énergies dispersées, leurs distances d'annihilation sont différentes. Donc la géométrie de la cascade est altérée en comparaison avec le cas analytique. D'où la dispersion qui est observée sur la corrélation $\theta - \Delta t$.

Le tirage aléatoire de la distance d'interaction a l'effet exactement inverse. En moyenne, la corrélation du retard et de l'angle d'arrivée par rapport à l'énergie reste cohérente avec les expressions analytiques alors que la corrélation entre temps d'arrivée et retard a tendance à être surestimée par l'expression analytique. La modélisation physique (par tirage aléatoire autour de la distance moyenne) de la distance d'annihilation $\lambda_{\gamma\gamma}$ des photons change la géométrie de la cascade à une énergie donnée. Il y a donc une dispersion en θ et en Δt . Dans le régime des petits angles, les dépendances de θ et Δt en distance d'annihilation sont linéaires (cf équation 2.33 et équation 2.34), si bien qu'à une énergie donnée, la moyenne sur θ et Δt des photons de première génération redonne exactement l'approximation analytique. La distance d'annihilation intervient aussi dans la relation $\theta - \Delta t$ (cf équations 2.33 et 2.34), et donc, de la dispersion est également observée dans le troisième graphe. Mais la dépendance n'est ici plus linéaire, et si bien que lorsqu'on moyenne sur les angles, on trouve une valeur différente que celle obtenue par l'approximation.

Approximations sur le transport des leptons

L'impact des paramètres liés au transport des leptons (refroidissement local et champ magnétique extragalactique uniforme dans la direction de propagation) est représenté sur la figure 4.5. Déplacer les leptons augmente à basse énergie (GeV) le retard temporel et l'angle d'arrivée à une énergie donnée. Dans la limite des petits angles (grandes énergies), les leptons n'ont pas vraiment eu le temps d'avancer, et l'effet de cette approximation est négligeable. En revanche, à plus basse énergie, quand les leptons commencent à faire plusieurs tours dans le champ magnétique extragalactique, une différence significative est observée.

À l'inverse, un champ magnétique non uniforme a tendance, dans une moindre mesure, à diminuer le retard

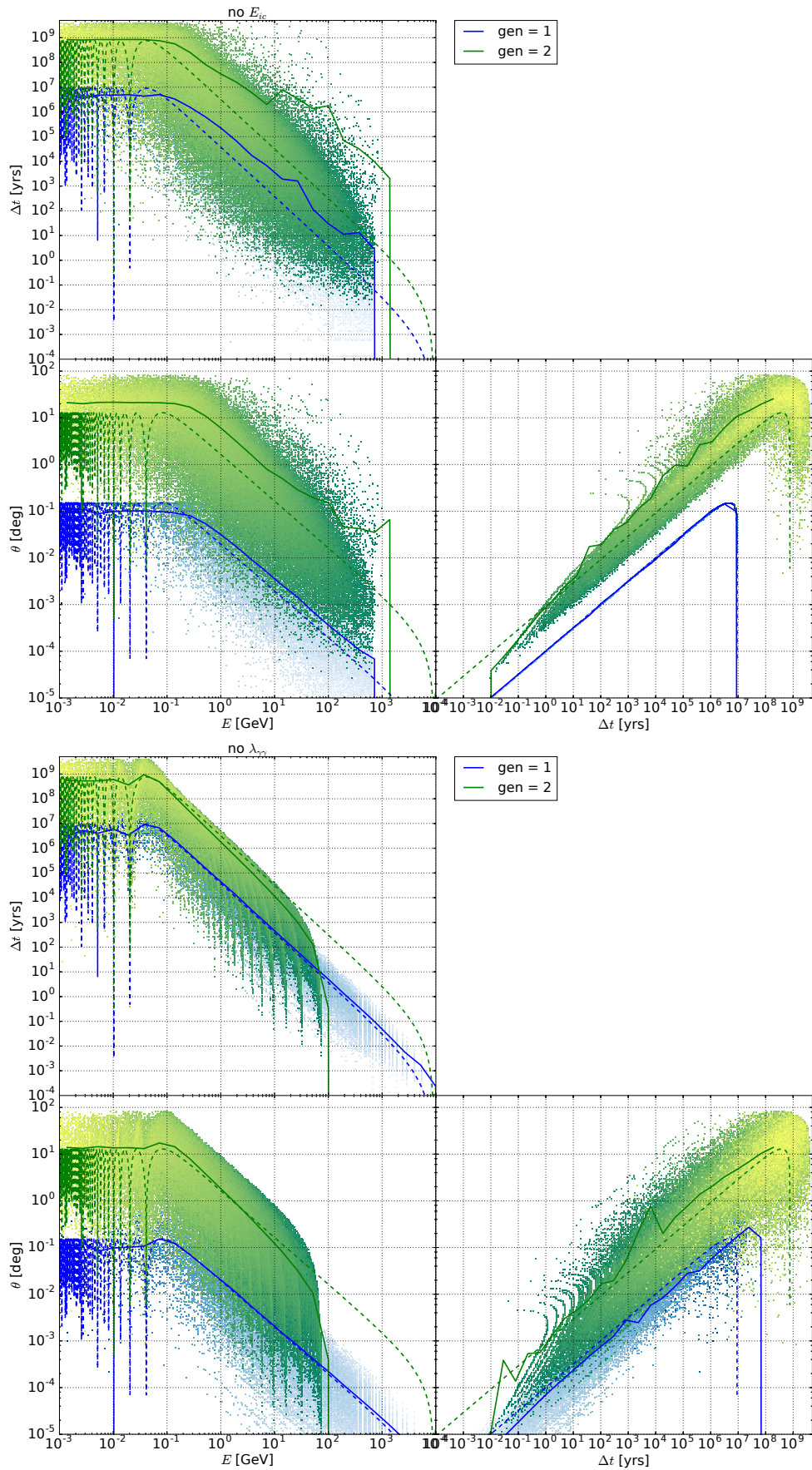


FIGURE 4.4 – Idem figure 4.2, en levant les approximations sur l'énergie des photons comptonisés (E_{ic} , en haut) et sur la distance d'annihilation ($\lambda_{\gamma\gamma}$, en bas).

et l'angle d'arrivée. À haute énergie (petits angles), les photons de première génération ont quasiment tous été produits dans la même cellule de champ magnétique. Il y a donc des corrélations parfaites, sans dispersion. La seule différence provient de l'orientation du champ magnétique extragalactique. En effet, lorsque le champ est oblique, seule la composante perpendiculaire à la trajectoire du lepton est pertinente. Celle-ci est inférieure au module du champ, si bien que les déviations et retards observés sont plus faibles qu'avec un champ purement perpendiculaire. À plus basse énergie, certains leptons peuvent avoir traversé des cellules différentes, et des différences marquées sont observables quand les leptons ont fait plusieurs tours. Ce phénomène est encore plus marqué pour les photons de seconde génération.

En résumé

Les résultats des simulations confirment donc les tendances qualitatives des approximations le plus souvent utilisées dans la littérature. La tendance générale prédite, à savoir que plus l'énergie diminue, plus l'angle d'arrivée et le retard sont importants, est reproduite. Plus exactement, la moyenne en loi de puissance est reproduite ainsi qu'une saturation à basse énergie.

Cependant, la comparaison avec les expressions a montré les limites de ces dernières. Tout d'abord, la simulation présente une forte dispersion des photons de la cascade dans l'espace des observables que les expressions analytiques sont incapables de reproduire. Parfois cette dispersion est même si importante qu'elle affecte les résultats déduits des grandeurs moyennes. La prise en compte de la génération 2, dans les estimations analytiques tend à améliorer les résultats mais reste insuffisante.

Les principaux facteurs affectant la dispersion des résultats, qui ne sont pas pris en compte dans les expressions analytiques, sont :

- ▶ le tirage aléatoire de la distance de création de paires,
- ▶ le tirage aléatoire de l'énergie de production des photons dans la diffusion Compton inverse,
- ▶ la prise en compte du déplacement physique des leptons au lieu d'un refroidissement local.

4.2 Distributions des observables

La partie précédente a montré que les trois grandeurs observées (énergie, angle d'arrivée, retard temporel) sont fortement corrélées. Du point de vue des observations, il est plus courant d'étudier la distribution de chacune des variables.

4.2.1 Spectre en énergie

La figure 4.6 représente le spectre en énergie observé pour une source mono-énergétique émettant à 100 TeV. Tout le spectre source a été intégralement absorbé et redistribué sur les énergies plus basses. La première génération de photons est une loi de puissance de pente 1.5 comme prédit par l'équation 2.37. L'accord entre cette équation (tirets bleus) et le résultat de la simulation est bon.

Qui plus est, la distribution présente une coupure à haute énergie aux alentours de 1 TeV. La figure 2.3 prédit, pour une source à $z = 0.13$, une coupure vers 1 TeV environ. Ceci correspond à une coupure de la loi de puissance de la distribution des photons de génération 1. Cependant, la courbe bleue montre qu'il ne s'agit pas tout à fait d'une coupure exponentielle. La partie à haute énergie est en partie réabsorbée pour produire la seconde génération de photons qui domine le spectre à basse énergie. Cela montre que l'expression analytique ne prenant en compte que la première génération de photons est trop limitée dans ce cas précis pour un usage pratique. Autant elle recouvre très bien le spectre de la première génération, autant elle inutilisable sur le spectre total (gen=all). En effet la génération 2 présente un spectre plus plat.

Le spectre en énergie est la principale observable utilisée dans la recherche de cascades. Pour évaluer la validité du code, une comparaison avec les résultats de la littérature est un passage obligé. Deux résultats ont

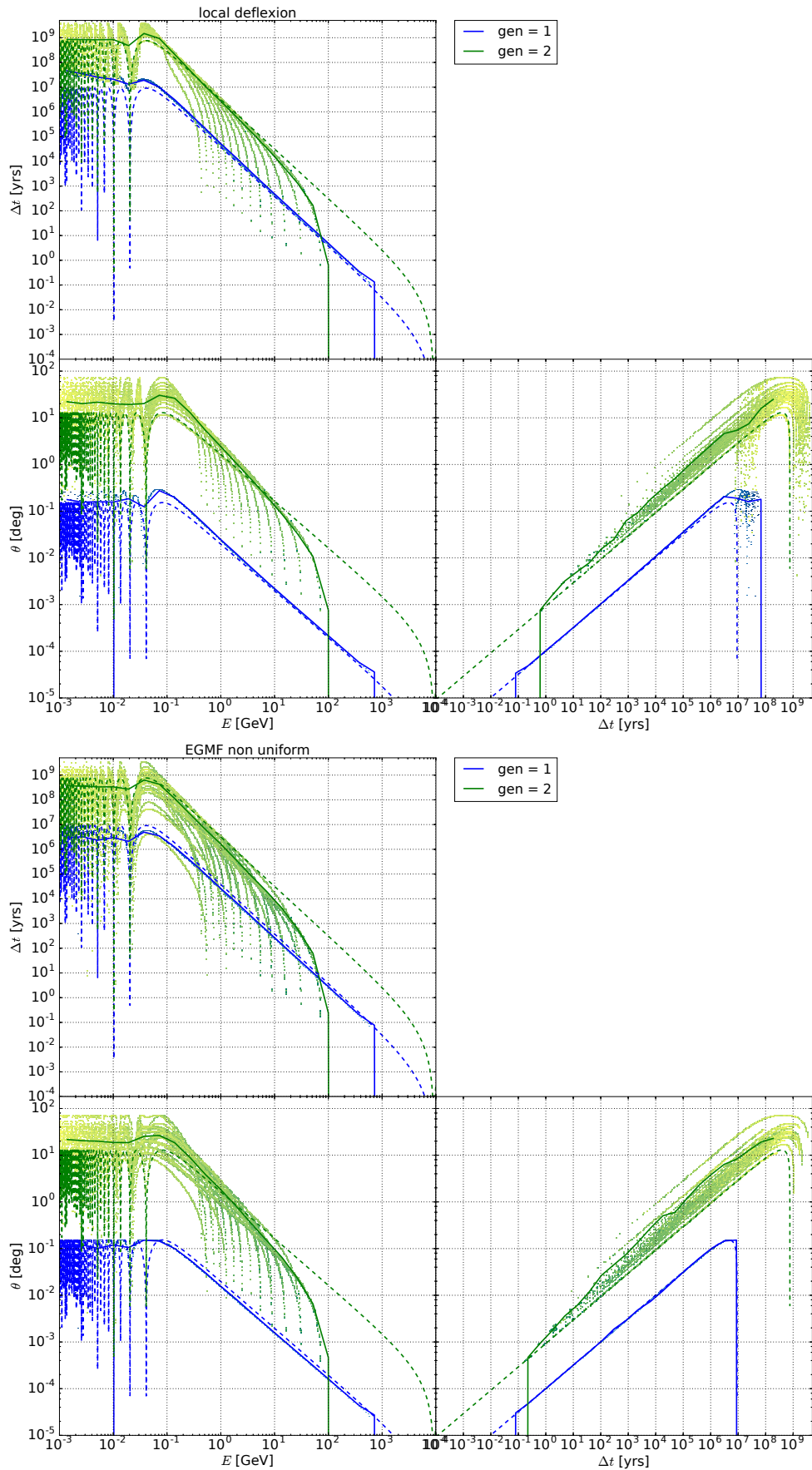


FIGURE 4.5 – Idem figure 4.2, en levant les approximations sur la "déviation locale" (en haut) et sur le champ magnétique extragalactique uniforme (en bas).

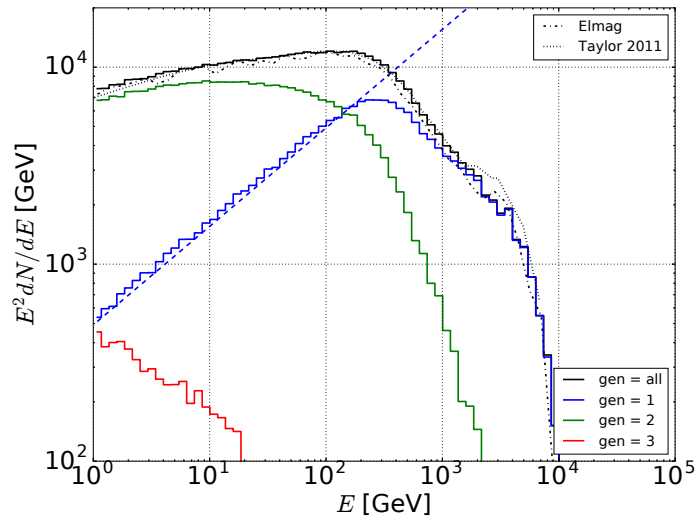


FIGURE 4.6 – Spectre en énergie d’une cascade cosmologique engendrée par des photons de 100 TeV émis à un redshift $z = 0.13$. Les spectres des photons de génération 1 (bleu) et 2 (vert) seulement ont été ajoutés. L’expression analytique 2.37 pour la génération 1 a été reportée en tirets bleus. Le spectre total est comparable aux résultats obtenus dans Taylor et al. (2011) et avec le code ELMAG (Kachelriess et al. 2012).

été choisis : la figure 3 de Taylor et al. (2011) et le spectre calculé avec le code ELMAG (Kachelriess et al. 2012). Dans les mêmes conditions, les trois spectres totaux sont identiques, ce qui accrédite la validité du code présenté dans cette thèse.

4.2.2 Distribution angulaire

La figure 4.7 représente la distribution angulaire ($\theta dN/d\theta$) des photons incidents intégrée sur toutes les énergies entre 1 GeV et 100 TeV et sur tous les temps d’arrivée. Trois constats peuvent être faits :

1. La distribution totale présente un maximum qui peut être interprété comme l’extension typique du halo de paires. Ce sera plus explicité au chapitre 5 mais notons que cet angle est très dépendant des propriétés du milieu intergalactique et en particulier du champ magnétique extragalactique et de la bande en énergie utilisée pour les observations.
2. La distribution totale est générée par la combinaison des générations 1 et 2. Les photons de seconde génération sont en général produits à beaucoup plus grande distance de la source que les photons de première génération. Ils sont donc typiquement observés à plus grand angle. L’extension du halo est directement liée à la génération 2 dans ce cas.
3. L’expression analytique (équation 2.40, tirets bleus) de la première génération donne une première estimation qualitative de la distribution. Cependant, des différences significatives subsistent. La distribution observée coupe à 10^{-3} - 10^{-2} degrés. Cela correspond plus ou moins à la taille maximale du halo pour la distance choisie (0.14° , équation 2.35). À tout petit angle, on observe également un déficit par rapport aux prédictions analytiques. Ce déficit est dû à l’absorption des photons de première génération efficace uniquement pour les photons les plus énergétiques, c’est-à-dire les moins déviés.

4.2.3 Distribution temporelle

Tout comme la distribution angulaire, la distribution temporelle ($\Delta t dN/dt$) représentée sur la figure 4.8 est intégrée sur toutes les énergies entre 1 GeV et 100 TeV mais sur tous les angles d’arrivée. De même que précédemment, la distribution présente le même type de structure :

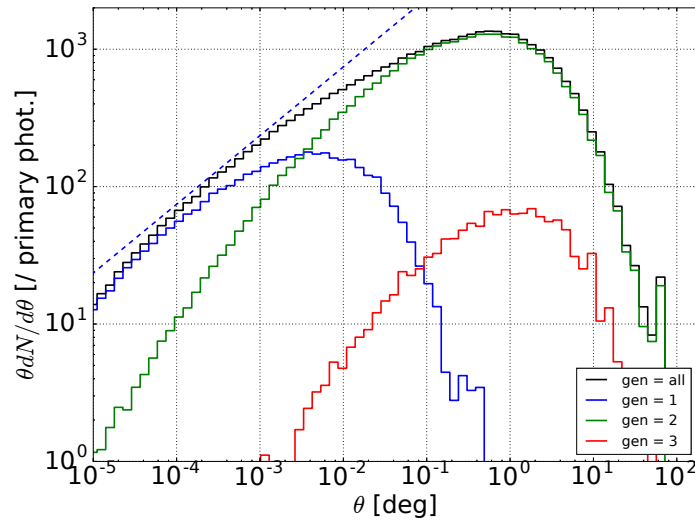


FIGURE 4.7 – Distribution angulaire des photons (énergie supérieure à 1 GeV) d’une cascade cosmologique engendrée par des photons de 100 TeV émis à un redshift $z = 0.13$. Les spectres des photons de génération 1 (bleu) et 2 (vert) seulement ont été ajoutés. L’expression analytique 2.40 pour la génération 1 a été reportée en tirets bleus.

1. La partie du spectre qui arrive le plus vite (à savoir les photons de haute énergie) est générée par les photons de première génération alors que la seconde génération produit la partie la plus retardée du spectre.
2. En particulier comme pour la distribution angulaire, il apparaît un maximum, correspondant à un temps caractéristique. Ce dernier dépend en outre du champ magnétique extragalactique (voir chapitre 5).
3. Le retard peut atteindre ici le milliard d’années. Le phénomène est donc potentiellement inobservable avec un pic ici à supérieur à 100 000 ans.
4. Tout comme pour la distribution angulaire, l’expression analytique (équation 2.42, tirets bleus) de la première génération donne une première estimation qualitative de la distribution. Cependant, des différences significatives subsistent. La distribution observée coupe à $10^3 - 10^4$ ans. Cela correspond plus ou moins au retard maximal de la cascade pour la distance choisie ($\sim 10^6$ ans, d’après équation 2.32, $\Delta t_{max} = \lambda_{\gamma\gamma}/2c$). À tout petit délais, on observe un déficit par rapport aux prédictions analytiques. Ce déficit est dû à l’absorption des photons de première génération efficace uniquement pour les photons les plus énergétiques, c’est-à-dire les moins retardés.

4.2.4 Limites des expressions analytiques

Les expressions analytiques permettent de donner des premiers ordres de grandeur, mais il reste des écarts qui peuvent être importants dans certains cas. Les approximations analytiques marchent bien sur des sources peu absorbées puisque la cascade ne produit pas ou peu de photons de seconde génération. En particulier ceci est vérifié sur des sources proches ou peu énergétiques.

À titre d’exemple, sur la figure 4.9 ont été reporté les spectres émettant non plus à 100 TeV mais 10 TeV. Le spectre en énergie montre immédiatement qu’une partie du spectre initial n’a pas été absorbée (pic noir à 10 TeV). Le reste du spectre est celui produit par la cascade mais dans ce cas les photons primaires étant d’énergie assez basse, les secondaires ont très peu de chance d’être absorbés à leur tour puisqu’ils sont émis à une énergie encore plus faible. De fait, les trois distributions sont alors dominées par la première génération de photons. De plus l’expression analytique pour le spectre en énergie est consistante avec la simulation à basse énergie. A priori, il n’y a pas vraiment de raison physique que les sources ne puissent pas produire des photons au-delà de 10 TeV ou que le spectre intrinsèque des sources coupe à une énergie proche

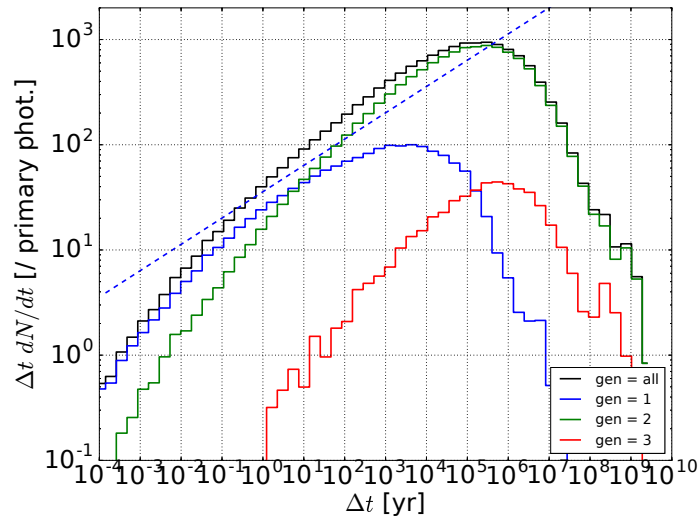


FIGURE 4.8 – Distribution temporelle des photons (énergie supérieure à 1 GeV) d’une cascade cosmologique engendrée par des photons de 100 TeV émis à un redshift $z = 0.13$. Les spectres des photons de génération 1 (bleu) et 2 (vert) seulement ont été ajoutés. L’expression analytique 2.42 pour la génération 1 a été reportée en tirets bleus.

de l’énergie d’absorption. Donc dès que les sources émettent au-delà de 10 TeV, de nombreux photons de seconde génération sont produits, et l’approche analytique standard touche à ses limites.

Ces considérations introduisent ce qui fera l’objet du chapitre 5, à savoir que les observations sont très dépendantes des paramètres qui influencent le développement de la cascade :

- ▶ Le spectre de la source : l’énergie maximale injectée bien sûr mais aussi le spectre en lui-même quand la source n’est pas mono-énergétique.
- ▶ La distance ou le redshift de la source qui déterminent l’énergie minimale d’absorption (voir figure 2.3) et donc la contribution relative des différentes générations.
- ▶ Le milieu intergalactique : à savoir le champ magnétique extragalactique (amplitude et longueur de cohérence) et le modèle de fond diffus extragalactique.

En regard de ça, l’observation de cascades ou plus exactement l’interprétation des résultats est complexe. L’utilisation d’un code Monte Carlo comme celui présenté ici est un réel avantage pour obtenir des observables en prenant en compte la complexité de la cascade.

4.3 Distributions et dépendances

La section 4.1 a montré que, malgré la dispersion, il existe, comme prédit analytiquement, de fortes corrélations entre les trois observables (énergie, direction d’arrivée et retard temporel). Dans la seconde section 4.2, les distributions de chacune de ces observables ont été présentées de façon à mettre en exergue le comportement particulier des cascades. Cependant ces distributions ne correspondent pas directement à des quantités observables. En effet une observation réaliste se fait dans une bande en énergie donnée, pendant un temps donné, avec des limitations d’angle d’ouverture et de PSF de l’instrument.

4.3.1 Évolution temporelle

Le premier aspect est la question de l’évolution temporelle des spectres. Comme montré dans la section 4.1, plus le temps s’écoule et plus la cascade produit des photons de basse énergie. La figure 4.10 illustre ce comportement. Cette figure représente le spectre des photons reçus en fonction du retard temporel τ par

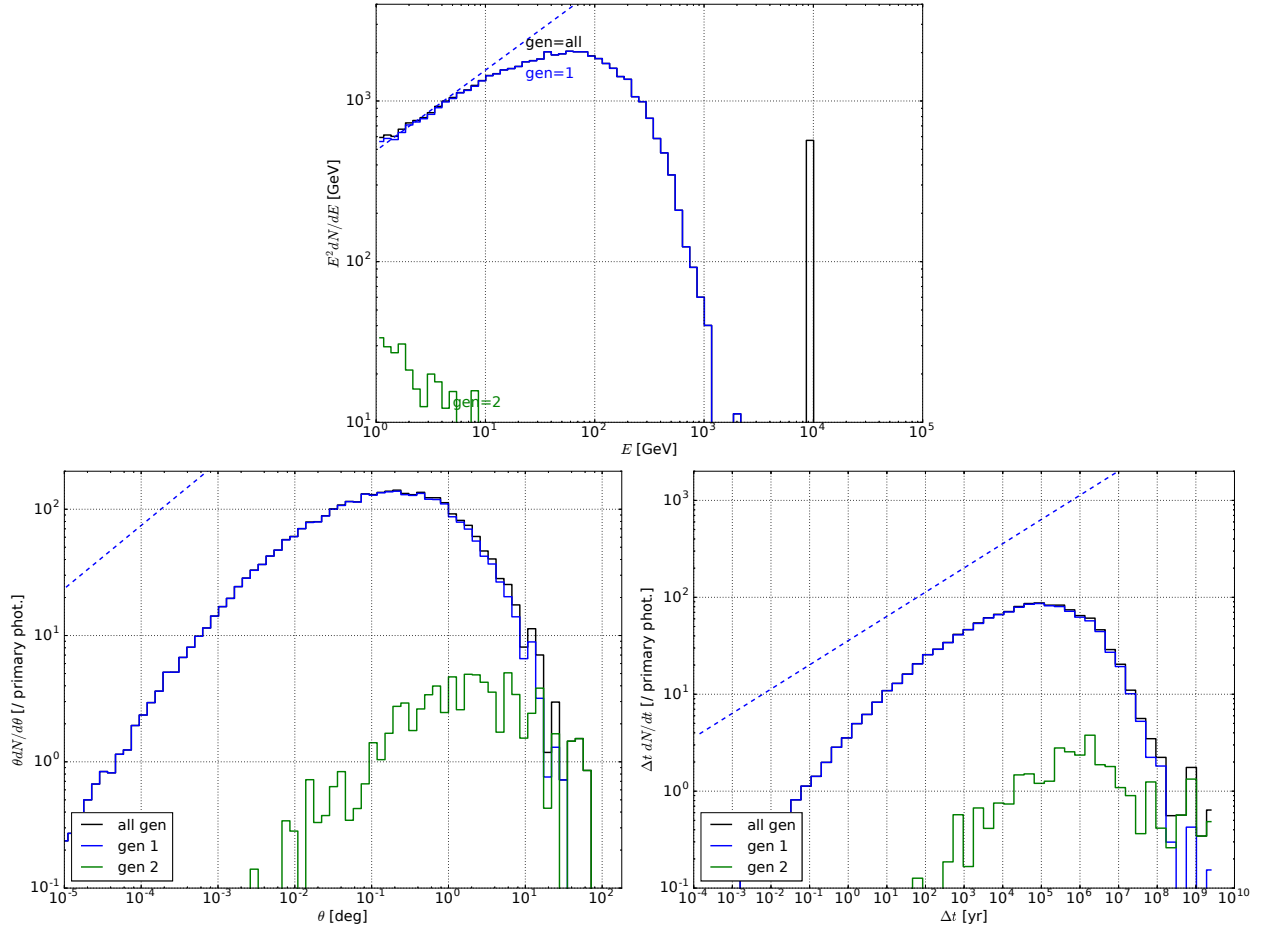


FIGURE 4.9 – Spectres en énergie, en angle et en temps pour la même source que sur les figures 4.6, 4.7 et 4.8 mais émettant des photons à 10 TeV.

rapport aux photons primaires arrivés directement depuis la source. Plus le temps s’écoule, plus la partie à basse énergie du spectre se remplit (Taylor et al. 2011).

En pratique, cette figure 4.10 peut servir à interpréter les observations dans deux situations différentes.

- Soit la source émet un bref sursaut lumineux (un sursaut gamma typiquement), et la figure montre alors les spectres accumulés pendant un temps τ d’intégration à partir des premiers photons observés du sursaut. Dans ce cas, le spectre montré correspond à celui observé si l’observation dure depuis un temps τ après le sursaut. La figure 4.10 (droite) donne ce qui serait observé si l’observation était réalisée pendant un intervalle de temps $\Delta\tau$ en commençant à observer à un temps τ après le sursaut.
- Soit la source est persistante avec un flux constant depuis un certains temps τ , et dans ce cas, la figure montre les spectres mesurés instantanément à un instant τ après l’arrivée des tous premiers photons de la source active. Dans ce cas, la figure 4.10 (gauche) représente le spectre instantané observé à une date τ après le début d’activité de la source.

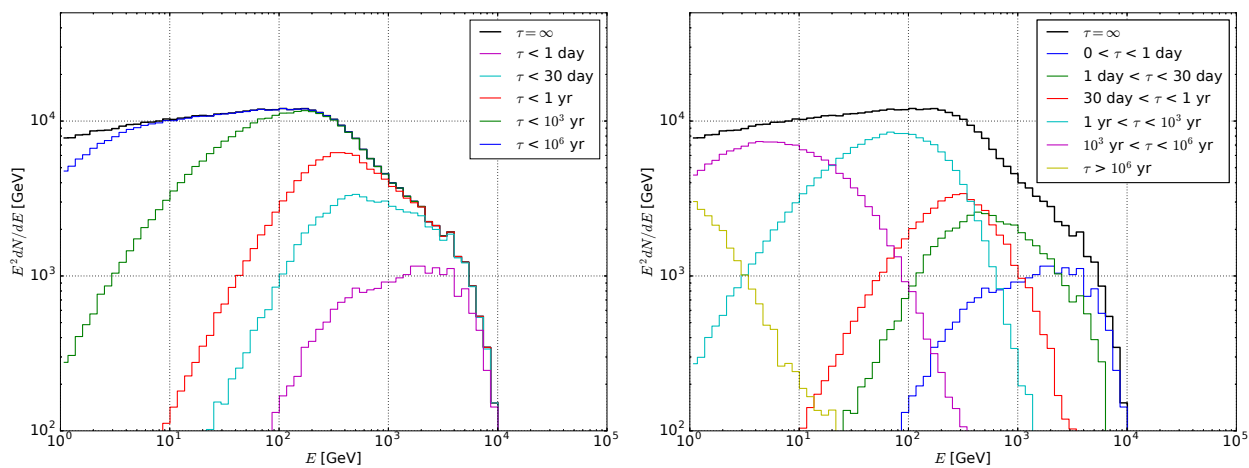


FIGURE 4.10 – Évolution temporelle du spectre d’une source mono-énergétique (100 TeV) situé à 557 Mpc ($z = 0.13$). **À gauche** : composante du spectre reçue après un certains temps τ . **À droite** : composante du spectre reçue dans un intervalle de temps τ . $\tau = 0$ correspond à un photon source arrivé directement sans interaction.

Remarquons que ces deux figures (4.10 gauche et droite) considèrent le spectre observé sur le ciel en entier. Pourtant le spectre dépend aussi du champ de vue observé. Ce sera étudié à la section suivante, mais il a déjà été montré que plus les photons sont retardés plus ils arrivent déviés. La figure 4.11 représentant la distribution angulaire des photons pour différentes valeurs de τ , met en lumière cet effet. Plus le temps d’intégration est long, plus la partie à grand angle de la distribution est remplie c’est-à-dire que le halo est étendu.

4.3.2 Extension spatiale

La figure 4.12 montre le spectre observé pour différents champs de vue autour de la source (à gauche) et l’extension du halo pour différentes bandes d’énergie (à droite). La distribution angulaire ne montre aucun photon d’énergie entre 1 et 100 TeV, car ces photons sont déviés de moins de 10^{-5}° . Ceci est confirmé sur le spectre où il est clair que toute la bande d’énergie supérieure à 200 GeV est comprise dans un champ de vue de 0.1° . Les énergies les plus basses remplissent les grands angles de la distribution angulaire. En particulier, le maximum de la distribution et donc l’extension moyenne du halo sont générés par les photons entre 1 et 10 GeV.

Au-delà des considérations sur les paramètres de milieu qui pourraient influencer le développement de la cascade (fond diffus extragalactique, champ magnétique extragalactique), ces deux parties ont montré que les caractéristiques de l’instrument sont fondamentales dans la détection des cascades.

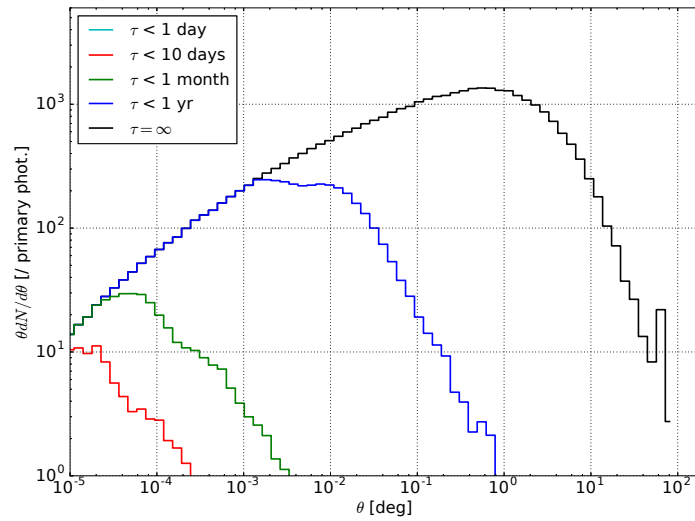


FIGURE 4.11 – Évolution temporelle de l’extension du halo d’une source mono-énergétique (100 TeV) située à 557 Mpc ($z = 0.13$) ($B = 3 \times 10^{-16} \text{G}$ et $E > 1 \text{ GeV}$). Composante du halo reçue après un certain temps τ . $\tau = 0$ correspond à un photon source arrivé directement sans interaction.

- La PSF de l’instrument va déterminer quelle fraction de la cascade sera comprise dans le spectre observé de la source.
- À la fois la couverture en énergie et le champ de vue de l’instrument vont déterminer l’extension maximale de la cascade observable.

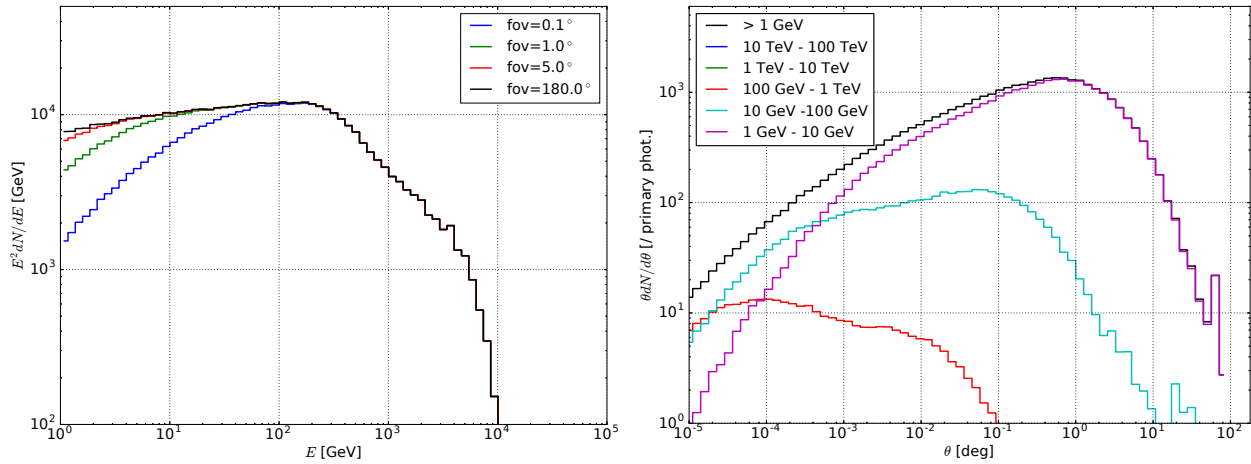


FIGURE 4.12 – **À gauche** : extension spectrale en fonction du champ de vue considéré. **À droite** : extension du halo en fonction de la bande spectrale considérée. Pour une source mono-énergétique (100 TeV) situé à 557 Mpc ($z = 0.13$).

Conclusion

Ce chapitre a montré l’étude d’un cas simple (source mono-énergétique). Ceci a permis d’appréhender la physique de la cascade et de montrer que les expressions analytiques dans certains cas peuvent atteindre leurs limites. Les caractéristiques instrumentales (PSF, champ de vue, sélection en énergie) induisent une sélection en angle et en énergie qui va limiter l’observabilité de la cascade compliquant encore les analyses. À cette complexité s’ajoutent tous les paramètres qui ont un effet sur le développement de la cascade (source, milieu extragalactique). Ceci fait l’objet du chapitre suivant.

Chapitre 5

Effets de la source et du milieu intergalactique sur les cascades

Le contexte simplifié présenté au chapitre 4 est un premier pas vers la compréhension des cascades, proche du cadre de validité des modèles analytiques. Mais dans la réalité, étudier la physique des cascades cosmologiques est beaucoup complexe. Les sources ne sont pas mono-énergétique et possèdent le plus souvent un spectre large qui s'étend sur une large bande couvrant plusieurs ordres de grandeur en énergie. De plus, les sources gamma sont rarement isotropes et émettent souvent dans un jet plus ou moins focalisé (comme les blazars ou les sursauts gamma). D'autre part, le milieu intergalactique est très mal contraint (champ magnétique extragalactique et fond diffus extragalactique). Face à ces incertitudes, ce chapitre veut présenter de manière exhaustive l'impact individuel de chaque paramètre physique sur les différentes observables pour se rapprocher ainsi d'observations réalistes.

Pour mener cette étude, il est nécessaire de se poser un cadre de référence :

- ▶ La source choisie correspond au blazar 1ES0229+200 (Tavecchio et al. 2009; Taylor et al. 2011; Vovk et al. 2012) définie par un redshift de $z = 0.14$ (~ 600 Mpc) et émettant un spectre en loi de puissance $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ dur (indice spectral de $\Gamma = 1.2$) entre 1 GeV et 100 TeV. La distance et les propriétés spectrales de la source sont étudiées en section 5.1.1 et 5.1.2.
- ▶ Sauf mention contraire, la source est supposée isotrope. Les effets d'anisotropie sont discutés en section 5.1.3.
- ▶ Le modèle de fond diffus extragalactique de référence choisi est celui de Domínguez et al. (2011). L'effet des différents modèles de fond diffus extragalactique est présenté en section 5.2.1.
- ▶ Le champ magnétique extragalactique est fixé à une amplitude de $B = 10^{-15}$ G avec une longueur de cohérence de $\lambda_B = 1$ Mpc. L'effet du champ magnétique est étudié en section 5.2.2.

Par convention, lorsque ce sera possible les données correspondantes à ce cas de référence seront portées en noir sur les graphiques de ce chapitre.

5.1 Impact de la source

Les paramètres qui influencent le développement de la cascade peuvent être séparés en deux catégories. La première catégorie contient les caractéristiques de la source :

- ▶ La distance entre la source et la Terre qui de manière cosmologique s'exprime à travers le redshift z .
- ▶ Le spectre intrinsèque de la source qui dépend de sa physique. Ici, ce spectre est caractérisé par deux grands paramètres : l'énergie maximale injectée et la pente de la loi de puissance.
- ▶ L'anisotropie d'émission à savoir l'émission dans un jet qui peut être désaxé.

5.1.1 Redshift

Dans la partie 2.1.2, il a déjà été évoqué que l'absorption gamma-gamma augmente naturellement avec la distance. Cela se traduit en particulier par une énergie typique d'absorption qui décroît avec le redshift de la source (cf figure 2.3). Ici, il s'agit de pousser plus loin cette réflexion en montrant l'impact sur les observations si notre source réaliste de référence est placée à différentes distances.

La figure 5.1 montre le spectre de cette source pour différents redshifts, en supposant une période d'activité et un champ de vue suffisamment important pour ne pas avoir à faire de sélection sur les temps ou les angles d'arrivée. Les spectres présentés sont normalisés à la luminosité intrinsèque (non-absorbée) $L_0 = L/(1+z)$, telle quelle serait déduite si la source était placée à $z = 0$. Pour chaque redshift, le spectre intrinsèque est représenté en tiret-pointillés. Les contributions de ce spectre absorbé et de la cascade sont montrées en traits pointillés et en tirets respectivement.

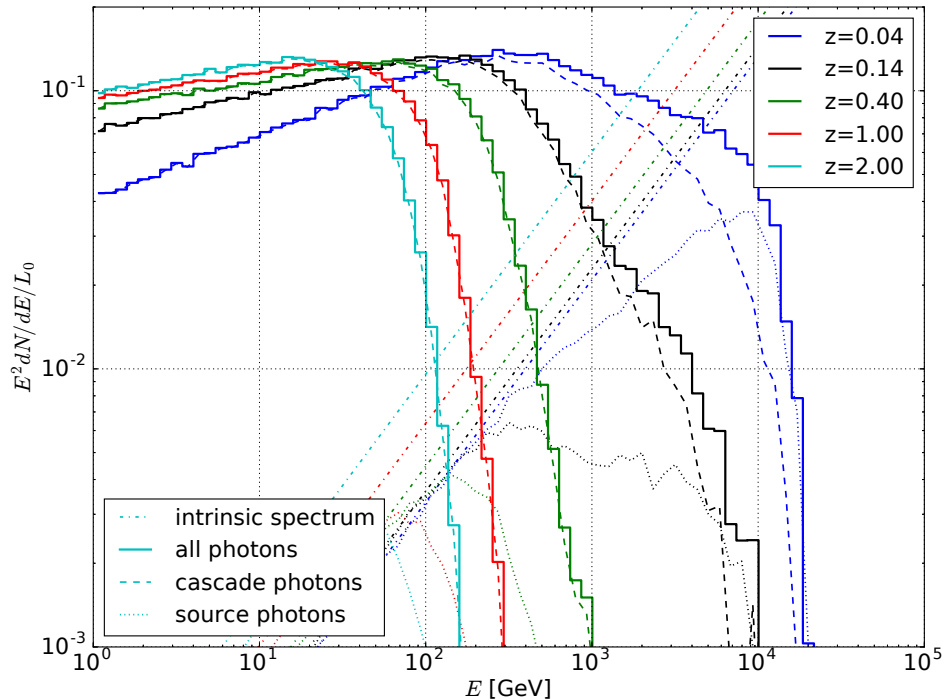


FIGURE 5.1 – Spectre en énergie (intégré en temps et en angle) produit par la source de référence et placée à différents redshifts z . Les spectres sont normalisés à la luminosité intrinsèque de la source.

Quatre redshifts ont été choisis en plus de celui de référence : $z = 0.04$, $z = 0.4$, $z = 1$ et $z = 2$. L'évolution du spectre en fonction du redshift présente les caractéristiques suivantes :

- ▶ À haute énergie, le spectre présente, à grand redshift ($z = 0.4, 1$ ou 2), une coupure quasiment exponentielle puisque la source (pointillés) est totalement absorbée. Le spectre est quasiment celui de la cascade seule (loi de puissance avec une coupure exponentielle). À plus faible redshift ($z = 0.04$ ou 0.14), la coupure n'est plus une coupure exponentielle nette. C'est la contribution à la fois de la source (pointillées), de la cascade (tirets) et la forme du fond diffus extragalactique qui produit cette forme particulière du spectre au niveau de la coupure (Takahashi et al. 2008; Eungwanichayapant and Aharonian 2009). À grand redshift, les photons sont plus absorbés, et donc il y a plus de secondaires produits, et la contribution de la cascade devient majoritaire. À l'inverse, à petit redshift, les photons primaires sont peu absorbés et contribuent légèrement à la cascade.
- ▶ À basse énergie, le spectre, qui est produit intégralement par la cascade, tend à s'aplatir avec l'augmentation du redshift dû à la plus forte contribution des photons de générations supérieures à 1.

La figure 5.2 (gauche) représente la distribution angulaire pour les cinq différents redshifts. Plus la source est éloignée, plus le pic de la distribution est à petit angle correspondant à une extension plus réduite du

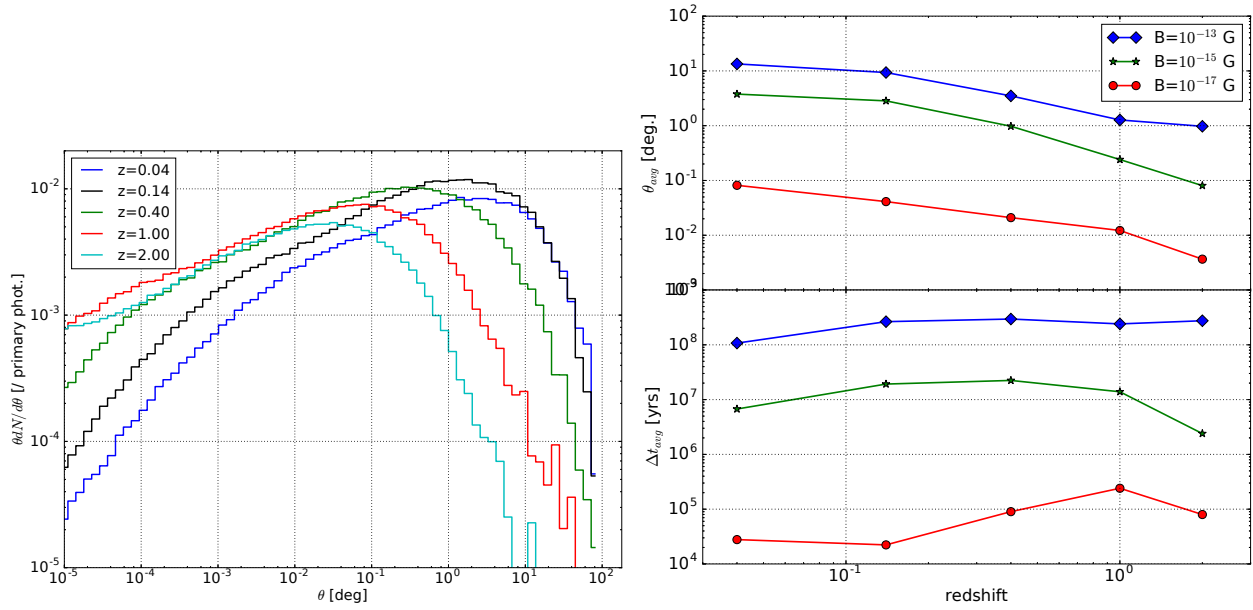


FIGURE 5.2 – **À gauche** : Distribution angulaire des photons (photons d'énergie supérieure à 1 GeV) engendrée par la source standard décrite en préambule et placée à différents redshifts z . Les distributions sont normalisées à 1 photon émis. **À droite** : Angle moyen d'arrivée (haut) et temps moyen d'arrivée (bas) des photons avec une énergie supérieure à 1 GeV en fonction du redshift z de la source et pour différentes amplitudes du champ magnétique extragalactique.

halo. Le même genre de figure pourrait être tracé pour la distribution temporelle avec le même genre de comportement. L'effet est mis en exergue sur la figure 5.2 (droite) où sont représentés l'angle moyen et le retard moyen d'arrivée en fonction du redshift. Les courbes ont été réalisées pour différentes amplitudes du champ magnétique extragalactique. Autant le retard temporel reste à peu près constant quel que soit le redshift, autant la taille du halo décroît avec la distance.

L'évolution du halo s'explique principalement par des raisons de géométrie. Les photons primaires s'annihilent à une distance $\lambda_{\gamma\gamma}$. Le site d'annihilation donne une zone étendue où les leptons se refroidissent. C'est cette zone autour de la source qui produit le halo. Si la source est portée plus loin, cette zone est aussi plus éloignée et donc sa taille apparente est perçue plus petite. À l'ordre zéro, la taille moyenne du halo décroît donc de manière inversement proportionnelle à la distance. C'est principalement ce qui est observé sur la figure 5.2 (droite). Cependant, sur cette figure, on peut observer des écarts à cette décroissance monotone simple. Ces écarts sont dus à l'évolution cosmologique du fond diffus extragalactique et donc à la dépendance de $\lambda_{\gamma\gamma}$ avec le redshift de la source.

Pour le retard temporel, l'absence de variation importante avec le redshift est logique. Il s'agit d'un retard relatif par rapport à un photon primaire venu en ligne droite de la source. Si la source est éloignée de l'observateur, la cascade se développe alors aussi plus loin. Certes les photons sources mettent plus de temps à arriver mais cet "offset" se répercute aussi sur les photons de la cascade puisqu'il ne s'agit que d'une distance supplémentaire que tous les photons quels qu'ils soient ont à parcourir. En particulier l'équation 2.32, écrite pour les photons de première génération ne montre pas de dépendance explicite en distance. Si la figure 5.2 (droite) montre tout de même des variations qui sont liées à la mise en concurrence de plusieurs paramètres de la cascade : évolution cosmologique de la distance d'absorption $\lambda_{\gamma\gamma}$, évolution du ratio des photons de génération 1 et 2 ainsi que effets cosmologiques sur la vision statique simple du triangle de la géométrie.

5.1.2 Spectre de la source

Bien que les sources puissent de manière générale avoir des spectres plus complexes (i.e. [Tavecchio et al. 2010](#); [Arlen et al. 2014](#)) nous supposons ici un simple spectre en loi de puissance. Dans ce cadre, le spectre de la source présente deux aspects séparés qui peuvent influencer le développement de la cascade. Le premier est l'énergie maximale injectée par la source. Le second concerne la pente de la loi de puissance modélisant le spectre ([Aharonian et al. 2002](#); [Ichiki et al. 2008](#); [Eungwanichayapant and Aharonian 2009](#); [Essey et al. 2011](#)).

Pente du spectre source

L'impact de la pente du spectre source est visible sur la figure 5.3 (à gauche) où le spectre observé pour différents spectres intrinsèques est tracé. Étant donné que c'est la partie à très haute énergie qui génère le gros de la cascade, si cette partie à une amplitude trop faible par rapport à celle à basse énergie alors la cascade devient négligeable devant le spectre de la source.

Comme annoncé, plus le spectre intrinsèque est mou, plus la contribution de la cascade devient négligeable devant celle de la source. Le spectre de la cascade à basse énergie est plus ou moins une loi de puissance avec un indice spectral Γ de l'ordre de 2. Si l'indice spectral de la source est supérieur à 2 alors évidemment ce spectre domine le spectre de la cascade qui n'est plus visible.

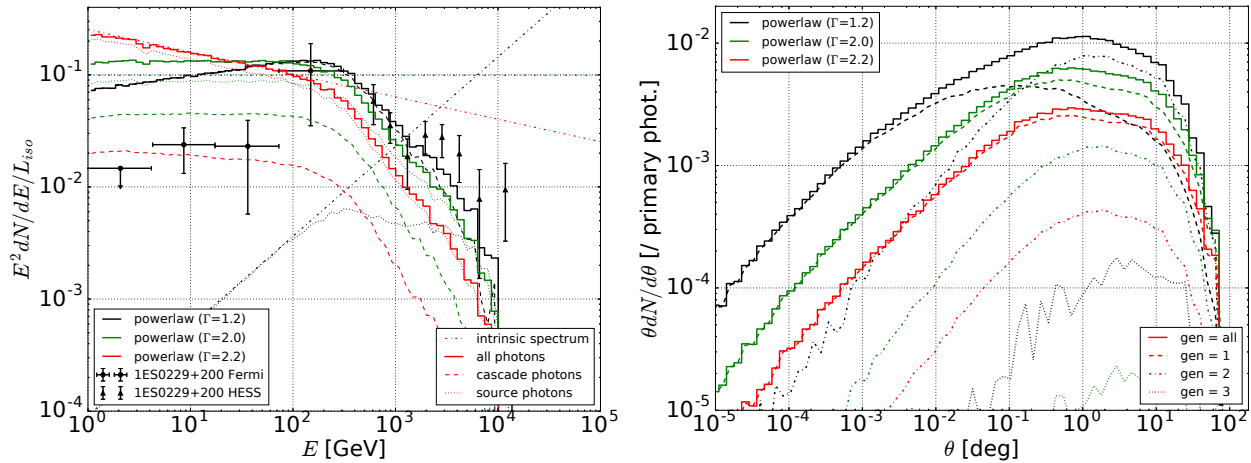


FIGURE 5.3 – **À gauche** : Spectre en énergie (intégré en angle et en temps) engendré par la source de référence avec différents spectres d'injection. Les spectres sont normalisés à la luminosité intrinsèque de la source. Ont été portés aussi le spectre intrinsèque non absorbé (tirets pointillés), le spectre intrinsèque absorbé (pointillés) et le spectre de la cascade seulement (tirets). Pour comparaison les données de la source ([Vovk et al. 2012](#), H.E.S.S. et *Fermi*/LAT) ont été ajoutées normalisées arbitrairement. **À droite** : Distribution angulaire des photons (intégrée en énergie supérieure à 1 GeV et en temps) engendrée par la source standard décrite en préambule avec différents spectres d'injection. Les spectres sont normalisés à 1 photon émis. Le spectre des générations 1 et 2 a été ajouté.

La forme de la distribution angulaire sur la figure 5.3 (à droite) est la même quelle que soit la loi de puissance injectée. Seule l'amplitude varie puisque plus il y a en proportion de photons à très haute énergie, plus la cascade et donc le halo sont importants. Lorsque l'indice spectral de la source est inférieure à 2, le halo est composé par la contribution à la fois des photons de génération 1 et 2 tandis que si l'indice est supérieur à 2, c'est seulement la génération 1 qui génère le halo. En effet dans ce dernier cas, trop peu de photons de la source ont une énergie suffisante pour générer une seconde génération importante. La figure n'a pas été reportée ici mais un comportement tout à fait identique se produit sur la distribution des temps d'arrivée. Ceci rappelle à quel point les deux grandeurs sont intrinsèquement liées.

Énergie maximale d'injection

La source de référence choisie pour cette étude a un spectre en loi de puissance très dur ($\Gamma = 1.2$). Ce spectre est émis entre 1 GeV et E_{max} . Quatre valeurs de E_{max} ont été choisies : 10 TeV, 50 TeV, 100 TeV (la référence) et 1 PeV. Les spectres obtenus sont portés sur la figure 5.4. Le constat est que, quelle que soit l'énergie maximale du spectre injectée, tant que celle-ci est supérieure à l'énergie de coupure, la forme du spectre total est universelle. Plus l'énergie maximale injectée est élevée, plus la contribution de la cascade est importante par rapport au spectre intrinsèque non absorbé (Dolag et al. 2009; Eungwanichayapant and Aharonian 2009). En effet le spectre de la source étant très dur, plus le E_{max} est élevé, plus la partie à haute énergie (> 10 TeV) du spectre de la source va être importante comparativement à la partie à plus basse énergie. Or c'est cette partie qui va être absorbée et produire le gros de la cascade. Le spectre de la source est alors totalement dominée par la cascade. Rappelons que les courbes sur la figure 5.4, sont normalisées à la luminosité intrinsèque L_0 de la source. Donc pour une pente donnée, l'intensité absolue de la cascade dépend de E_{max} .

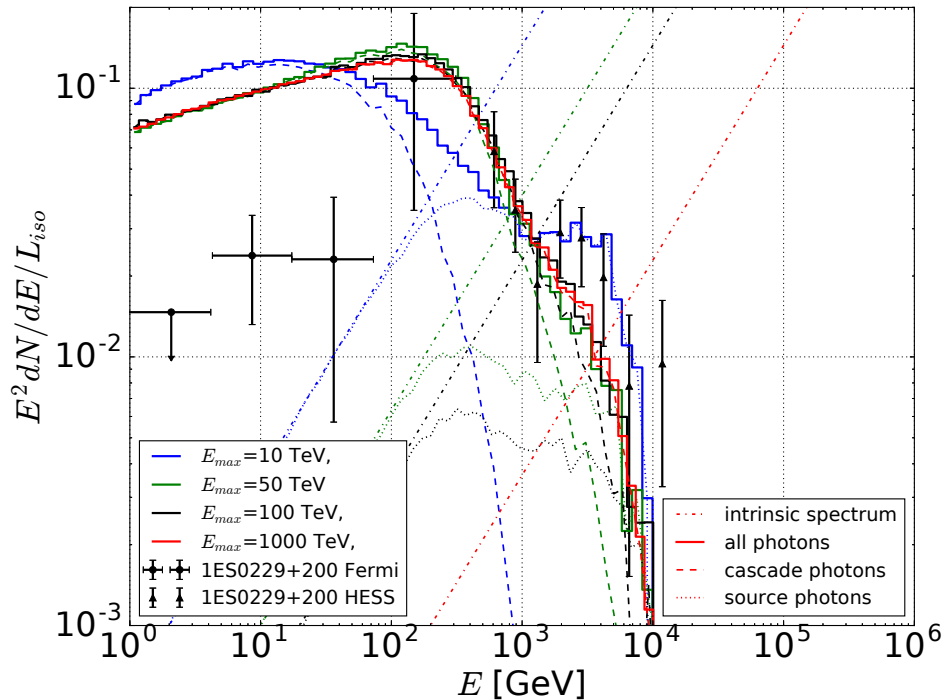


FIGURE 5.4 – Spectre d'énergie (intégré en angle et en temps) engendré par la source standard décrite en préambule avec différentes énergies maximales d'injection E_{max} . Les spectres sont normalisés à la luminosité intrinsèque de la source. Ont été portés aussi le spectre intrinsèque non absorbé (tirets pointillés), le spectre intrinsèque absorbé (pointillés) et le spectre de la cascade seulement (tirets).

5.1.3 Anisotropie de l'émission

Le troisième et dernier paramètre de la source dont dépend le développement de la cascade est l'anisotropie d'émission. Jusqu'à présent, la source a toujours été considérée comme émettant de manière isotrope. Pourtant il est bien connu que les sources étudiées (noyaux actifs de galaxies et sursaut gamma) ont une émission focalisée dans un jet. Dans le cadre de cette étude, le jet est décrit par deux paramètres : son angle d'ouverture θ_{jet} et le déxasage du jet θ_{obs} (c'est-à-dire l'angle entre la ligne de visée et la direction moyenne du jet).

Dans cette section spécifiquement, sauf mention contraire, les spectres et les images sont normalisés à la luminosité de la source isotrope $L_{iso} = 4\pi\Omega_{jet}L_0$ où $\Omega_{jet} = 2/(1 - \cos\theta_{jet})$ est l'angle solide couvert par le jet et L_0 la luminosité du jet.

Angle d'ouverture du jet θ_{jet}

La figure 5.5 présente le spectre de la source standard avec une émission focalisée dans un jet pointant vers l'observateur ($\theta_{obs} = 0^\circ$). Le spectre a été tracé pour différents angles d'ouverture du jet. Plus le jet est collimaté, plus la partie du spectre à basse énergie est coupée. Dans le modèle à une génération présenté au chapitre 4, il est clair qu'avec une source isotrope, les photons de basse énergie correspondent aux photons émis le plus loin de la ligne de visée. Si l'émission est collimatée le long de la ligne de visée, aucun photon n'est émis loin de la ligne de visée et le spectre présente un déficit de photon à basse énergie. Ici, avec une source réaliste et sans approximation, ce comportement est reproduit.

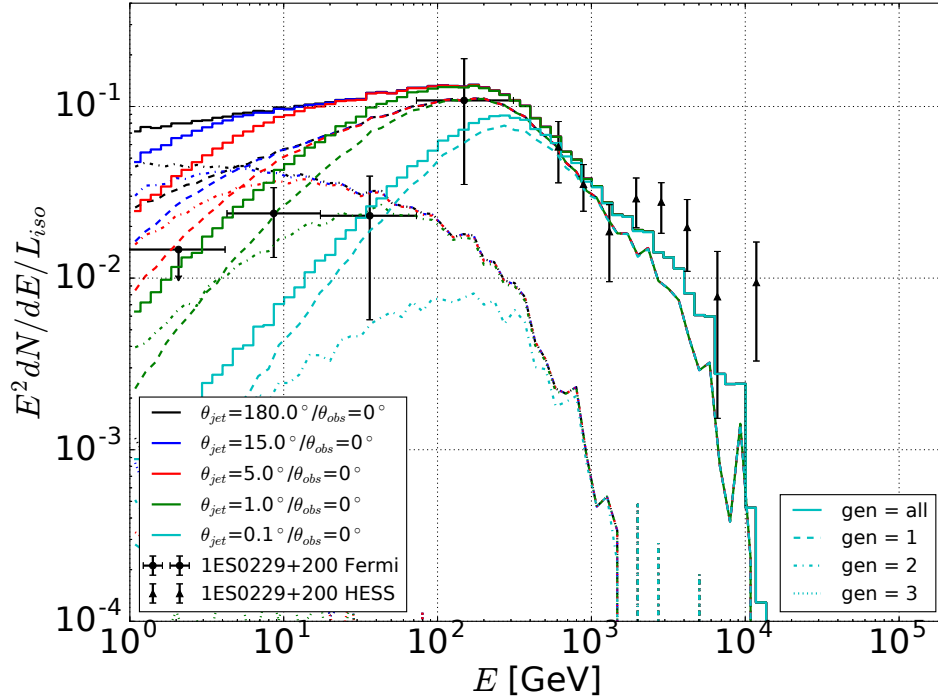


FIGURE 5.5 – Spectre d'énergie (intégré en temps et en angle) engendré par la source standard décrite en préambule avec différents angles d'ouverture du jet θ_{jet} (180° correspondant à une source isotrope). Les spectres sont normalisés à la luminosité intrinsèque de la source isotrope $L_{iso} = 2L_0/(1 - \cos\theta_{jet})$ (où L_0 est la luminosité de la source). Le spectre des générations 1 et 2 a été ajouté.

L'effet de l'ouverture du jet sur la distribution angulaire observée est représentée par la figure 5.6. On y observe un effet similaire à celui décrit précédemment pour le spectre en énergie. Plus la source est collimatée, moins des photons primaires sont émis loin de la ligne de visée, et moins on observe de photons secondaires loin de la source ponctuelle. Les sources très focalisées produisent donc des halos de taille beaucoup plus petite. Il y a deux régimes :

- Pour de petits angles d'ouverture, la taille du halo et le retard moyen diminuent en suivant une loi de puissance : $\theta_{mean} \propto \theta_{jet}$ et $\Delta t_{mean} \propto \theta_{jet}^2$. Si le jet est suffisamment collimaté, la taille maximale du halo est plus petite que l'ouverture du jet. Dans ce cas, l'extension maximale vue est celle du jet. La combinaison des équations 2.33 et 2.34 montre que $\Delta t \propto \theta^2$. Cette dépendance est vérifiée ici. À petit redshift, la relation angle moyen ouverture du jet s'écarte de cette tendance.
- Lorsque l'angle d'ouverture devient suffisamment grand, la taille apparente du halo sature à la taille maximale correspondant à une source isotrope (voir section 2.3.1). La situation est plus compliquée ici, car la source n'est pas mono-énergétique et les photons primaires n'ont pas tous la même distance moyenne d'annihilation. Cependant, on retrouve ce même genre de comportement.

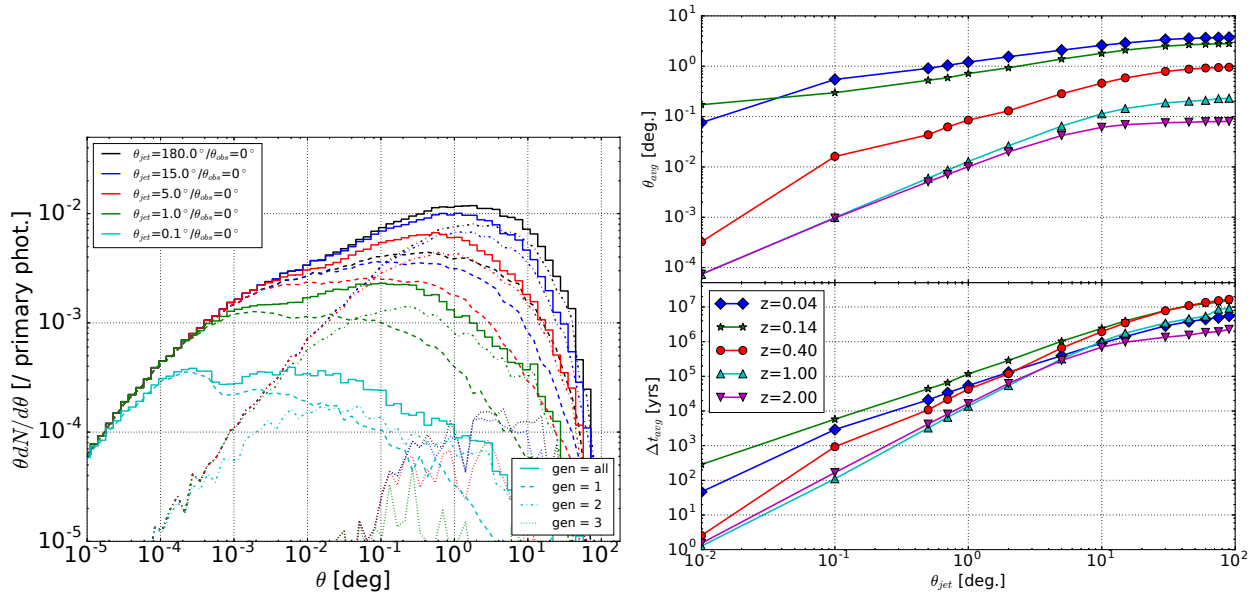


FIGURE 5.6 – **À gauche** : Distribution angulaire des photons (intégrée en énergie et en temps) engendrée par la source standard décrite en préambule avec différents angles d’ouverture du jet θ_{jet} (180° étant une source isotrope). Les spectres sont normalisés à 1 photon émis. **À droite** : Angle moyen d’arrivée (haut) et temps moyen d’arrivée (bas) des photons avec une énergie supérieure à 1 GeV en fonction de l’angle d’ouverture du jet θ_{jet} et pour différents redshifts z .

Désaxage du jet θ_{obs}

Le deuxième paramètre qui intervient dans la caractérisation d’un jet est l’angle de désaxage c’est-à-dire l’angle entre la ligne de visée et la direction moyenne du jet. Dans cette partie l’angle d’ouverture du jet est fixé à $\theta_{jet} = 3^\circ$.

Visuellement l’image d’une source émettant dans un jet pour différents angles de désaxage est représenté sur la figure 5.7 à gauche (voir aussi [Neronov et al. 2010](#)). Un jet aligné avec l’observateur donne une image axisymétrique. Lorsque le jet s’écarte de la ligne de visée, l’image a l’apparence d’un jet mais étendu sur plusieurs degrés. Plus le jet de la source est désaxé, plus l’image est allongée.

Comme dans le cas isotrope, les photons qui arrivent le plus loin de la source ponctuelle sont également ceux qui arrivent le plus tard. Cet effet est illustré sur la figure 5.7 à droite. On y voit les différentes zones du halo s’allumer et s’éteindre progressivement. Notons ici que, pour des questions de visibilité, chacune des trois images de la figure 5.7 est normalisée de manière indépendante à son maximum. Il n’est donc pas possible de comparer la luminosité des trois halos. De fait, les halos provenant de sources désaxées sont beaucoup moins lumineuses que ceux des sources alignées (voir plus loin).

Le spectre observé dans chacun des trois cas de la figure 5.7 (à gauche) est reporté sur la figure 5.8. Comme constaté sur les images, le désaxage du jet réduit la luminosité de la cascade. Si $\theta_{obs} > \theta_{jet}$ l’émission du jet n’est pas observable. Ceci se répercute aussi sur la fraction observable de la cascade.

5.1.4 Sources utiles pour l’observation des cascades

À l’issu de cette première partie, il est intéressant de se demander quelles sources sont intéressantes à étudier. Dans la recherche de signatures de cascades, les stratégies d’observations et le choix des sources doivent prendre en compte les points suivants (voir aussi [Meyer et al. 2016](#)) :

1. Le redshift : Les procédures standard d’analyse commencent par “désabsorber” les spectres de très haute énergie pour isoler les effets d’absorption du fond diffus extragalactique. Cette étape nécessite

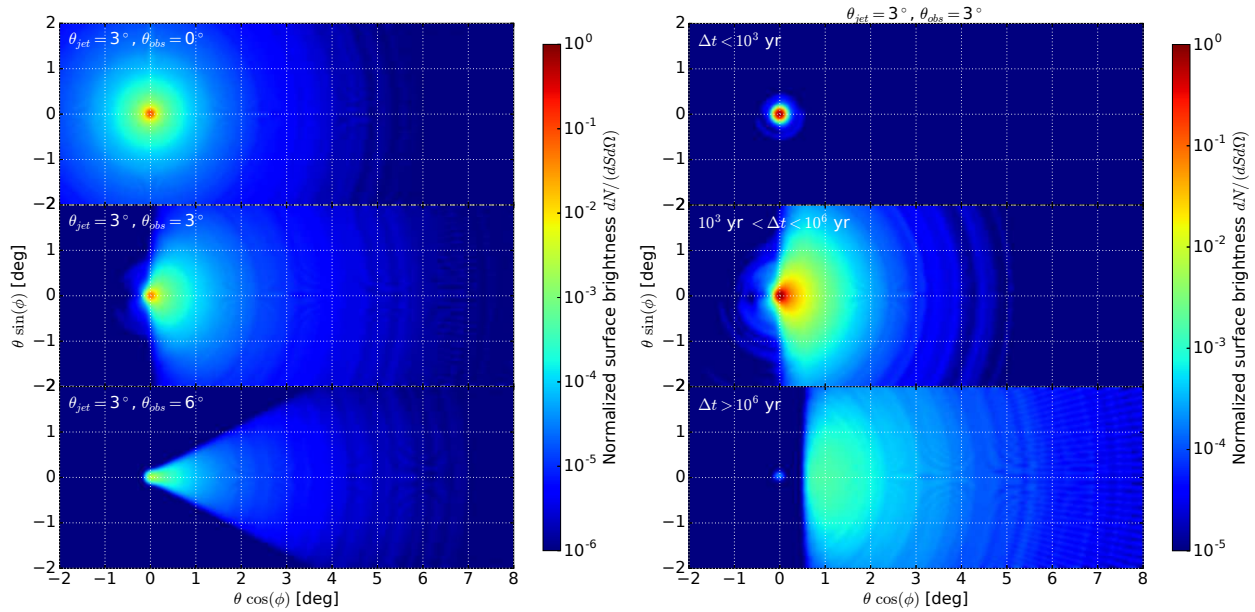


FIGURE 5.7 – Images de la source et de sa cascade pour une émission dans un jet d’ouverture $\theta_{jet} = 3^\circ$ et différents désalignements du jet (à gauche) et pour une émission dans un jet d’ouverture $\theta_{jet} = 3^\circ$ et un désalignement $\theta_{jet} = 3^\circ$ observée dans une période de temps donnée après un burst par exemple (à droite, voir discussion section 4.2.3). L’échelle de couleurs a été normalisé sur l’émission maximale d’une source émettant dans la direction de l’observateur ($\theta_{obs} = 0^\circ$). Les photons sont sélectionnés avec une énergie supérieure à 1 GeV.

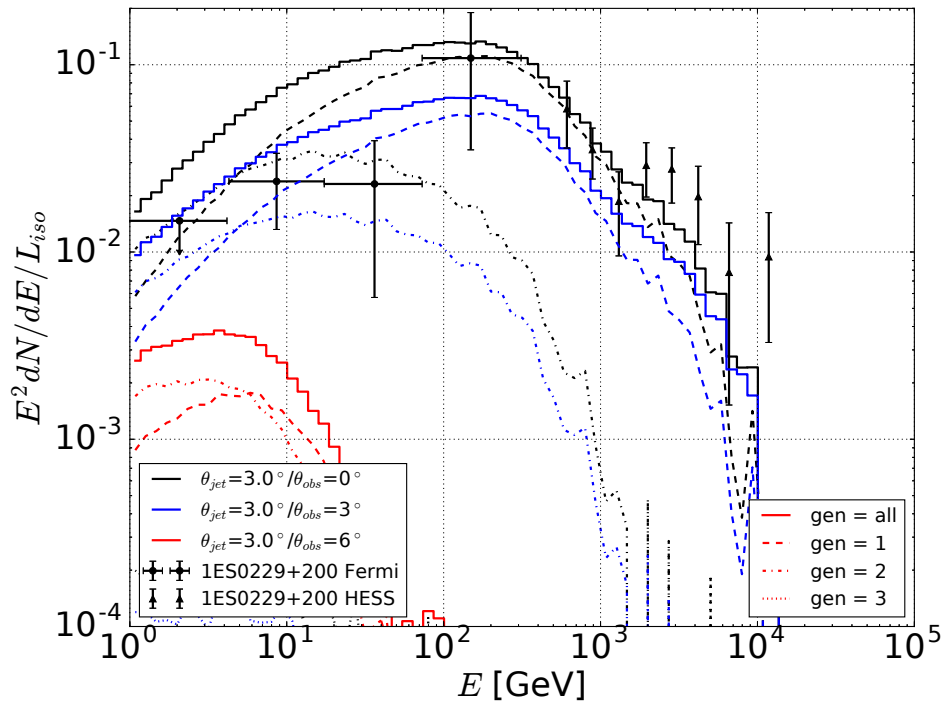


FIGURE 5.8 – Spectre d’énergie (intégré en temps et en angle) engendrée par la source standard décrite en préambule, un angle d’ouverture de 3° et avec différents angles de désaxage du jet θ_{obs} . Les spectres sont normalisés à la luminosité intrinsèque de la source isotrope $L_{iso} = 2L_0/(1 + \cos\theta_{jet})$ (où L_0 est la luminosité de la source). Ont été portés aussi le spectre des photons de générations 1 et 2.

de connaître précisément la distance de la source. Le fond diffus extragalactique étant moins bien contraint à grand redshift, il peut être intéressant d'utiliser des sources éloignées pour le contraindre justement. A contrario, plus la source est loin, plus la taille du halo est petite. Pour la recherche de halos, des sources proches sont donc à privilégier. Sur une source très proche la cascade pouvant ne pas être totalement développée, le halo est alors partiel. Le problème n'est cependant pas rédhibitoire dans la mesure où l'on peut prédire numériquement l'extension observable.

2. Le spectre de la source : Autant l'énergie injectée E_{max} influence peu le résultat final tant que celle-ci est supérieure à l'énergie de coupure due au fond diffus extragalactique (E_{cut}), autant la forme du spectre est très importante. Plus le spectre est dur, plus la contribution de la cascade est importante. Les signatures de la cascade seront typiquement plus facilement observables pour des sources d'indice spectral $\Gamma < 2$.
3. L'anisotropie d'émission : Les paramètres du jet des sources sont en général très mal contraints (θ_{jet} et θ_{obs}). Les blazars ont normalement leur jet aligné avec l'observateur. Pourtant il est tout à fait possible que la source soit légèrement désaxée. Dans ce cas, la figure 5.8 montre que tant que $\theta_{obs} < \theta_{jet}$, la forme du spectre n'est pas affectée, seule la luminosité est réduite. L'ouverture du jet est par contre importante à connaître puisque cela a un effet sur la forme du spectre à basse énergie et la taille du halo. Reste que l'ensemble des noyaux actifs de galaxies n'ont pas tous leur jet aligné avec l'observateur. Individuellement, ils peuvent devenir compliqués à étudier. Il est cependant possible de les étudier tous ensemble au travers de leurs contributions au fond gamma extragalactique par exemple (voir chapitre 6).

5.2 Impact du milieu intergalactique

La cascade se développant dans le milieu intergalactique, ses signatures dépendent nécessairement de la constitution de ce milieu. Deux grands paramètres déjà largement présentés entrent en compte :

- ▶ le fond diffus extragalactique,
- ▶ le champ magnétique extragalactique défini par son amplitude B et sa longueur de cohérence λ_B .

5.2.1 Modèle de fond diffus extragalactique

Le code utilisé dans cette thèse peut utiliser les six modèles de fond diffus extragalactique présentés à la section 1.2.2. Les modèles divergent de manière importante surtout à grand redshift. Pour mettre en exergue l'impact du fond diffus extragalactique, dans cette section uniquement, le redshift de la source est placé à $z = 2$ qui est le plus grand fourni par Franceschini et al. (2008). En effet tous les modèles de fond diffus extragalactique ne vont pas aussi loin en redshift.

Le spectre de cette source est présentée sur la figure 5.9 (à gauche) pour les différents modèles. Le constat est que le modèle de fond diffus extragalactique choisi a un effet sur la coupure à haute énergie (Takahashi et al. 2008; Eungwanichayapant and Aharonian 2009). Effectivement comme c'est montré sur la figure 2.3, l'énergie de coupure prédite dépend du modèle surtout à petit et grand redshift. Le spectre montre le même comportement. La figure 5.9 (à droite) montre que la distribution angulaire (et temporelle) est peu influencée par le modèle de fond diffus extragalactique (Aharonian et al. 1994). Seul un décalage du pic de la distribution est observable. Ici l'angle correspondant peut varier d'un facteur 2.

Sur des sources assez proches, changer de fond diffus extragalactique affecte assez peu les résultats obtenus. À plus grand redshift, la coupure peut être une bonne sonde pour poser des limites sur le spectre du fond diffus extragalactique.

5.2.2 Le champ magnétique extragalactique

Les cascades cosmologiques sont très sensibles au champ magnétique extragalactique, ce qui en fait une très bonne sonde. Le champ magnétique a pour unique conséquence de dévier plus ou moins les leptons.

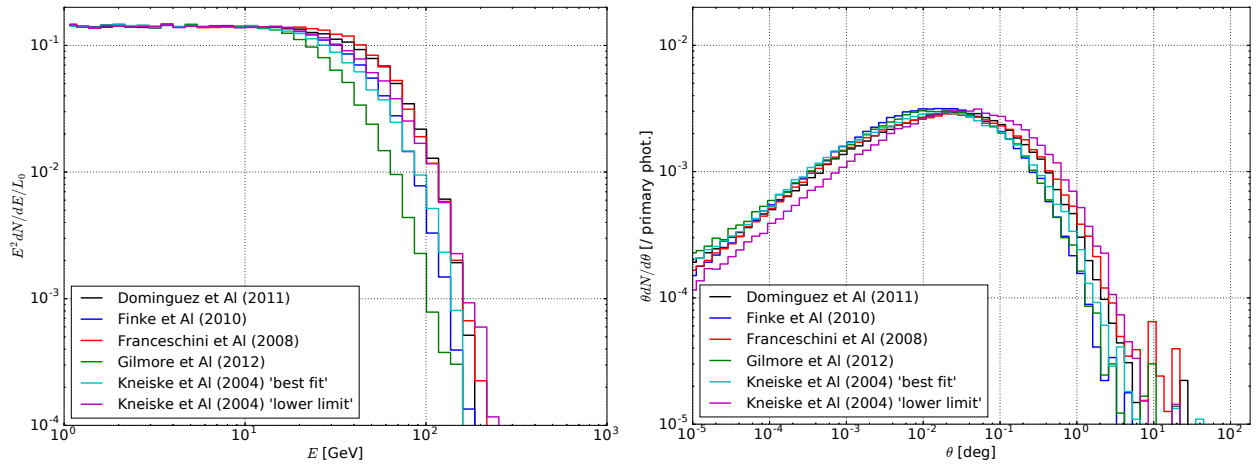


FIGURE 5.9 – **À gauche** : Spectre en énergie (intégré en temps et en angle) engendré par la source standard décrite en préambule (à $z = 2$) pour les différents modèles de fond diffus extragalactique présentés section 1.2.2. Les spectres sont normalisés à la luminosité intrinsèque de la source. **À droite** : Distribution angulaire des photons (intégré en énergie et en temps) correspondantes. Les spectres sont normalisés à 1 photon émis.

Par conséquent, la taille du halo et le retard temporel dépendent directement du champ magnétique extragalactique (voir équations 2.40 et 2.42). En réalité, les spectres théoriques, obtenus avec un instrument détectant les photons venant du ciel entier et sur un temps infini ne sont pas sensibles au champ magnétique car la trajectoire précise des leptons n'a pas d'effet (voir par exemple équation 2.38). Cependant, si le champ de vue de l'instrument est limité ou que la durée d'activité de la source est limitée, alors les propriétés du champ magnétique ont un effet potentiellement mesurable qui permettraient de le contraindre (Takahashi et al. 2008). Ici pour souligner l'impact des paramètres, les spectres seront intégrés sur un champ de vue de 1° .

Amplitude B

Sur la figure 5.10 a été portée l'image des halos pour plusieurs amplitudes du champ magnétique. Plus le champ est fort plus le halo est étendu. L'équation 2.40 prédit pour une source monoénergétique une dépendance en $B^{-1/2}$.

Ces images ont été lissées par un filtre gaussien afin de reproduire qualitativement les effets d'une PSF de 1 degré. Si l'amplitude du champ magnétique extragalactique est trop faible, l'extension observée est celle de la PSF qui peut être très supérieure à l'extension réelle de la cascade. Sur la figure 5.11 (à gauche) est représentée la distribution angulaire avant application de la PSF pour les différentes amplitudes du champ magnétique. Dans les deux cas des champs magnétiques les plus faibles, la distribution pique en dessous de 1° . Les prédictions sur le champ magnétique extragalactique à partir de l'observation du halo sont lourdement dépendantes de la PSF de l'instrument. Pour une PSF trop grande le halo devient invisible (compris dans la source ponctuelle). À l'opposé, le champ de vue de l'instrument est aussi très critique. S'il est trop petit, alors l'extension totale du halo n'est pas être visible (Elyiv et al. 2009).

La figure 5.11 (à droite) montre l'extension moyenne du halo et le retard moyen en fonction de l'amplitude du champ magnétique extragalactique. L'équation 2.40 rappelle aussi que la distribution angulaire, pour une source monoénergétique, doit suivre une dépendance en $B^{-1/2}$ tout comme la distribution du délai temporel. Donc cela signifie que plus le champ est fort, plus la distribution est aplatie et donc le halo est large car une coupure interviendra à plus grand angle. Trois régimes peuvent être observés :

- Une saturation à faible champ magnétique ($B < 10^{-20}$ G) qui correspond à l'extension minimale de la cascade. Dans ce cas, la déviation induite lorsque les photons s'annihilent et produisent des paires avec des directions légèrement différentes est plus importante que la déviation due au champ magnétique extragalactique.

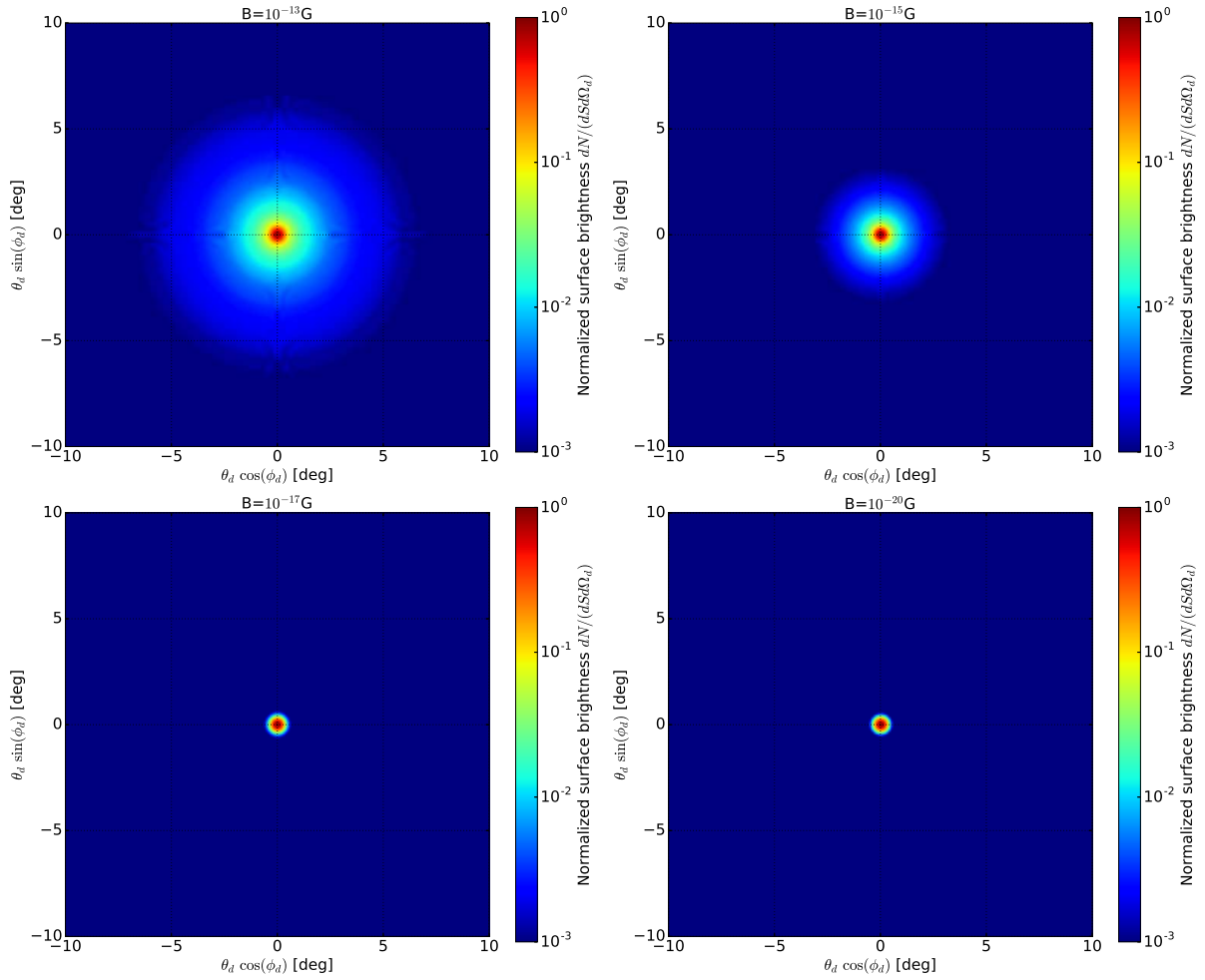


FIGURE 5.10 – Images de la source et de sa cascade pour une émission isotrope, pour des énergies supérieures à 1 GeV, intégrée en temps et pour différentes amplitudes du champ magnétique extragalactique (10^{-13}G , 10^{-15}G , 10^{-17}G , 10^{-20}G). Images lissées par une gaussienne de 1 degré.

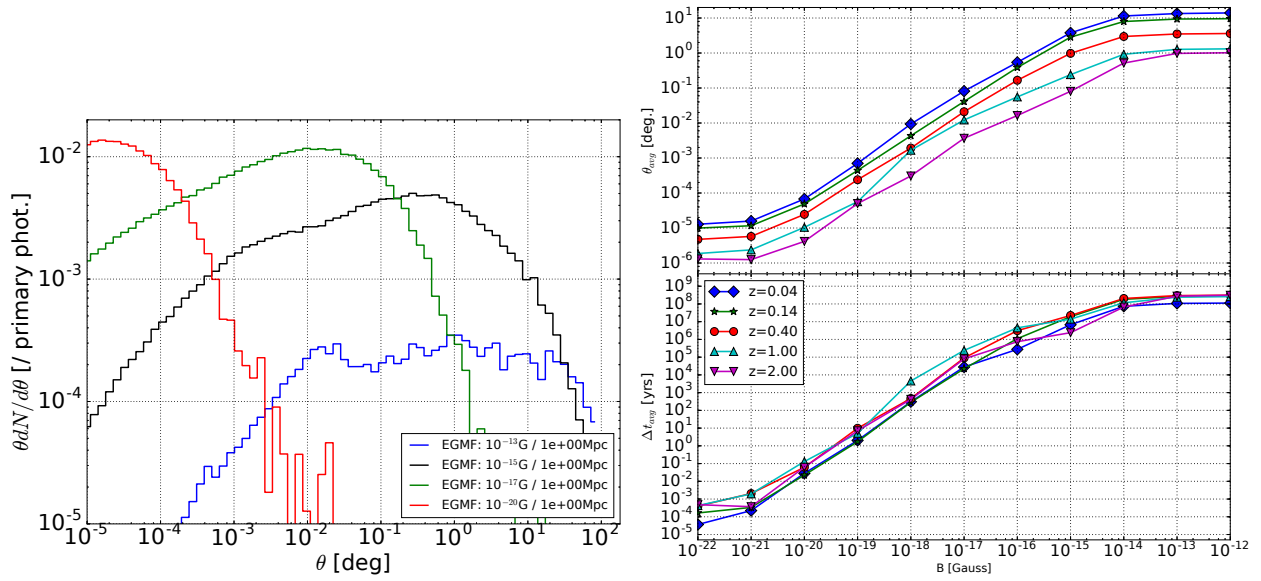


FIGURE 5.11 – **À gauche** : Distribution angulaire des photons (intégrée en énergie et en temps) engendrée par la source standard décrite en préambule pour différentes amplitudes du champ magnétique extragalactique. Les spectres sont normalisés à 1 photon émis. **À droite** : Angle moyen d’arrivée (haut) et temps moyen d’arrivée (bas) des photons avec une énergie supérieure à 1 GeV en fonction de l’amplitude du champ magnétique extragalactique et pour différents redshifts z .

- Entre 10^{-20} G et 10^{-14} G, la taille du halo et le retard évoluent plus ou moins selon une loi de puissance : $\theta_{avg} \propto B$ et $\Delta t \propto B^2$. Ce qui correspond aux dépendances prédites par les équations 2.33 et 2.34.
- Une saturation pour les champs forts ($B > 10^{-14}$ G) qui correspond à l’extension maximale de la cascade. Les leptons sont piégés localement par le champ magnétique extragalactique et l’émission de la cascade est totalement isotropisée.

Considérant que le champ magnétique joue sur la distribution angulaire des photons, le spectre intégré sur un champ de vue limité dépend alors du champ magnétique extragalactique. C’est ce qui est représenté sur la figure 5.12 (à gauche) où un champ de vue arbitraire de 1° est pris. Plus le champ magnétique est grand, plus la partie de la cascade qui tombe en dehors du champ de vue est grande. S’agissant majoritairement de photons de basse énergie, c’est la partie du spectre à basse énergie qui est de plus en plus coupée si le champ magnétique augmente (Takahashi et al. 2008; Tavecchio et al. 2010; Dermer et al. 2011; Huan et al. 2011; Vovk et al. 2012).

Longueur de cohérence λ_B

La deuxième caractéristique du champ magnétique extragalactique est sa longueur de cohérence c’est-à-dire la distance typique de décorrélation entre deux lignes de champ. Dans le cadre de notre modélisation (voir section 3.2.2), c’est la distance sur laquelle le champ magnétique est uniforme. Dans ce cas, la longueur de cohérence va donner lieu à deux cas :

1. Soit la distance typique de refroidissement des leptons (λ_{ic}) est très grande devant la longueur de cohérence (λ_B). Dans ce cas, les leptons traversent des zones avec des orientations du champ magnétique extragalactique différentes. Ceci donne une marche aléatoire des leptons durant leur refroidissement.
2. Soit la distance typique de refroidissement des leptons (λ_{ic}) est petite devant la longueur de cohérence (λ_B). Dans ce cas, les leptons se refroidissent dans une zone où il n’y a qu’une seule orientation du champ magnétique extragalactique.

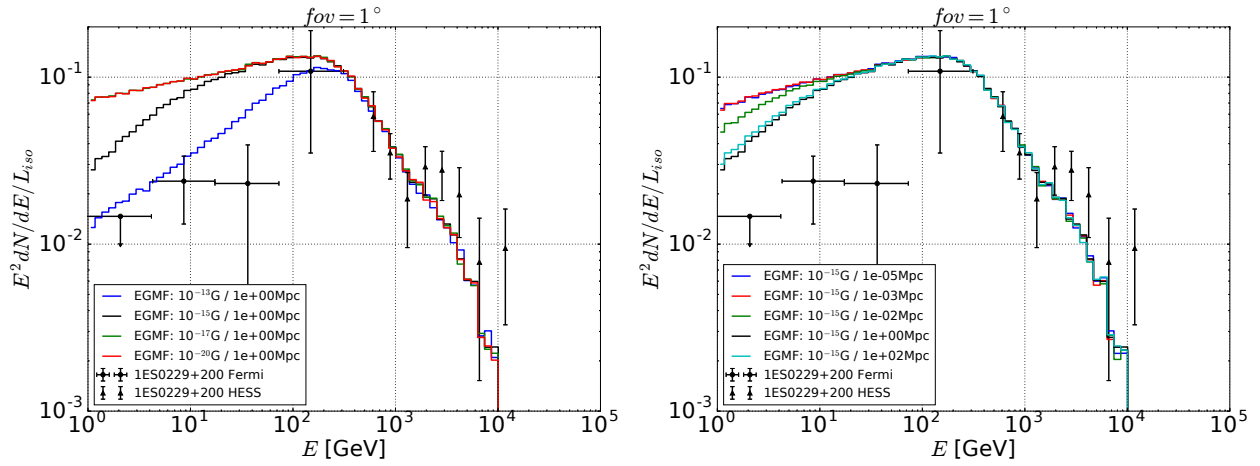


FIGURE 5.12 – **À gauche** : Spectre en énergie (intégré en temps) engendré par la source standard décrite en préambule pour différentes amplitudes du champ magnétique extragalactique. **À droite** : même chose pour différentes longueurs de cohérence du champ magnétique extragalactique. Les spectres sont normalisés à la luminosité intrinsèque de la source.

Sur la figure 5.13 ont été reportés l’extension moyenne du halo et le retard temporel moyen en fonction de la longueur de cohérence. Les deux régimes sont clairement visibles. Dans ce cas, au-dessous de ~ 1 Mpc, la taille du halo et le retard saturent à une valeur maximale. Ceci marque que les leptons sont piégés dans une cellule du champ magnétique extragalactique. Au contraire pour une longueur de cohérence inférieure, la taille du halo décroît selon une loi de puissance en $\theta_{mean} \propto \lambda_B^{1/2}$ et le retard moyen selon une loi de puissance également en $\Delta t_{mean} \propto \lambda_B^{1/2}$.

Les spectres dans un champ de vue limité (ici 1°) pour différentes longueurs de cohérence sont reportés sur la figure 5.12 (à droite). De même que dans le cas de l’amplitude du champ magnétique extragalactique, l’extension du halo dépend de la longueur de cohérence si bien que le spectre mesuré dans un champ de vue limité en dépend aussi. Cependant l’extension de la cascade est moins affectée par la longueur de cohérence que par l’amplitude ($\theta_{mean} \propto B \lambda_B^{1/2}$). L’impact est de fait moins marqué sur les spectres.

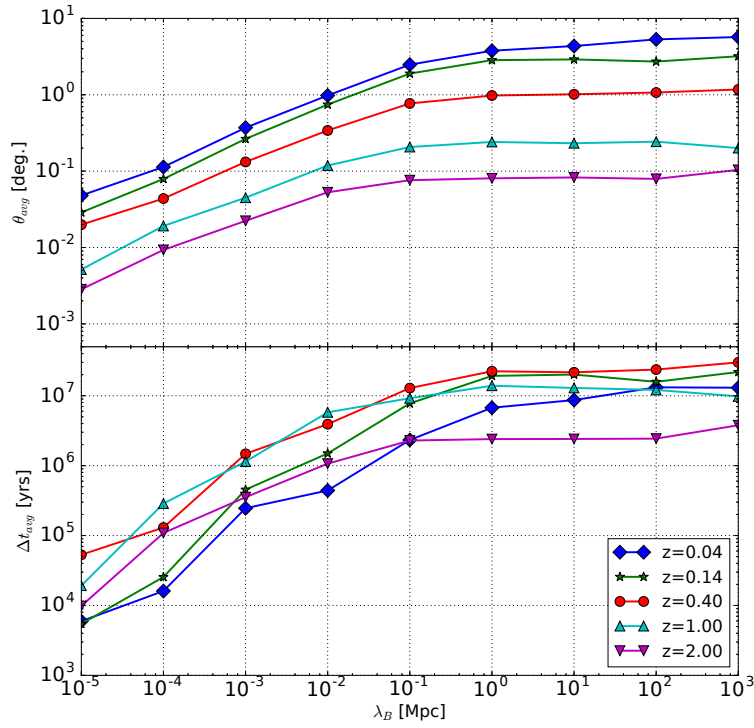


FIGURE 5.13 – Angle moyen d’arrivée (haut) et temps moyen d’arrivée (bas) des photons avec une énergie supérieure à 1 GeV en fonction de la longueur de cohérence du champ magnétique extragalactique ($B = 10^{-15}$ G) et pour différents redshifts z .

Chapitre 6

Contribution des cascades induites par les blazars au fond gamma extragalactique

Il est maintenant admis que l'essentiel de l'émission gamma du ciel extragalactique provient des blazars résolus et non résolus. Les cascades issues de ces blazars se développant dans le milieu extragalactique, elles doivent contribuer à la composition de ce dernier. On s'est particulièrement intéressés à la production de rayonnement gamma et sa contribution au fond gamma extragalactique observé aujourd'hui sur Terre.

6.1 Le fond gamma extragalactique

Comme présenté en introduction (section 1.1.3), le fond gamma extragalactique (ou EGB pour Extragalactic Gamma-ray Background) est la somme de toutes les émissions gamma provenant de l'extérieur de notre Galaxie. On peut distinguer les sources résolues (Blazars, AGNs, FSRQs) et le fond isotrope gamma (IGRB). L'origine de ce fond gamma extragalactique est un enjeu important puisqu'en plus de la contribution des sources identifiées, une contribution de sources "exotiques" (matière noire par exemple) est aussi possible.

6.1.1 Observations avec EGRET et *Fermi*/LAT

La mesure du fond gamma extragalactique est particulièrement complexe. Comme dit à la section 1.1.2, les satellites d'observations gamma reconstruisent les trajectoires et les énergies des photons observés. Pour mesurer le fond gamma extragalactique, on prend tous les photons d'origine extragalactique. La difficulté est donc de supprimer l'avant-plan c'est-à-dire l'émission gamma provenant de notre Galaxie. Or la partie de l'émission galactique qui correspond à l'avant-plan est mal contrainte. La sensibilité de l'instrument est tout aussi cruciale pour pouvoir discriminer les deux émissions.

Sur la figure 6.1 a été porté le spectre du fond gamma extragalactique mesuré dans un premier temps par EGRET avec deux jeux de données de durées différentes, puis par *Fermi*/LAT. Les deux mesures de EGRET montrent que des observations sur le long terme permettent d'améliorer la mesure. Cependant le progrès technologique et l'arrivée de *Fermi*/LAT ont considérablement raffiné le spectre (Ackermann et al. 2016). La première amélioration est l'étendue de la bande spectrale vers les hautes énergies. Ensuite une meilleure sensibilité dans la détection et la reconstruction des photons gamma a permis d'augmenter le nombre de sources extragalactiques détectées mais aussi de mieux limiter l'avant-plan de la Galaxie. Par conséquent le spectre fourni par *Fermi*/LAT est beaucoup plus fin.

La principale source d'incertitude dans l'émission diffuse galactique provient de l'émission des rayons cosmiques qui interagissent avec le gaz interstellaire et l'émission infrarouge - ultraviolette interstellaire (Inter-

stellar radiation fields - ISRFs), Autant la densité du gaz interstellaire est bien contrainte et donc l'émission gamma des rayons cosmiques qui interagissent avec, autant l'émission galactique (ISRFs) est moins bien déterminée. Qui plus est l'émission gamma des rayons cosmiques produite par diffusion Compton inverse sur ces champs de radiation galactique (ISRFs) dépend de l'injection et de la propagation des électrons dans le plan et le halo galactique. Les [données publiques](#) de *Fermi*/LAT proposent donc trois spectres du fond gamma extragalactique, en fonction du modèle d'avant-plan choisi pour cette émission diffuse ([Ackermann et al. 2015](#)). Les principales différences entre les modèles sont les suivantes :

Modèle A : L'injection des rayons cosmiques (noyaux et électrons) suit la distribution spatiale des pulsars dans la Galaxie. Un coefficient de diffusion constant et une force de réaccélération constante sont appliqués à travers la Galaxie.

Modèle B : En plus de l'injection des pulsars, une population d'électrons est ajoutée au centre galactique. Ces électrons sont responsables de la plus grosse partie de la diffusion Compton inverse. Une autre population plus proche de la Terre d'électrons de basse énergie est nécessaire pour expliquer l'excès observé dans les données. De très vieux restes de supernova (SNRs) proches sont de bons candidats.

Modèle C : La distribution des sources d'injection des rayons cosmiques est plus piquée sur le centre galactique que le modèle A qui suit la distribution des pulsars. La propagation et la réaccélération dépendent de la position dans la Galaxie comme paramétrisées dans [GALPROP](#) ([Vladimirov et al. 2011](#)).

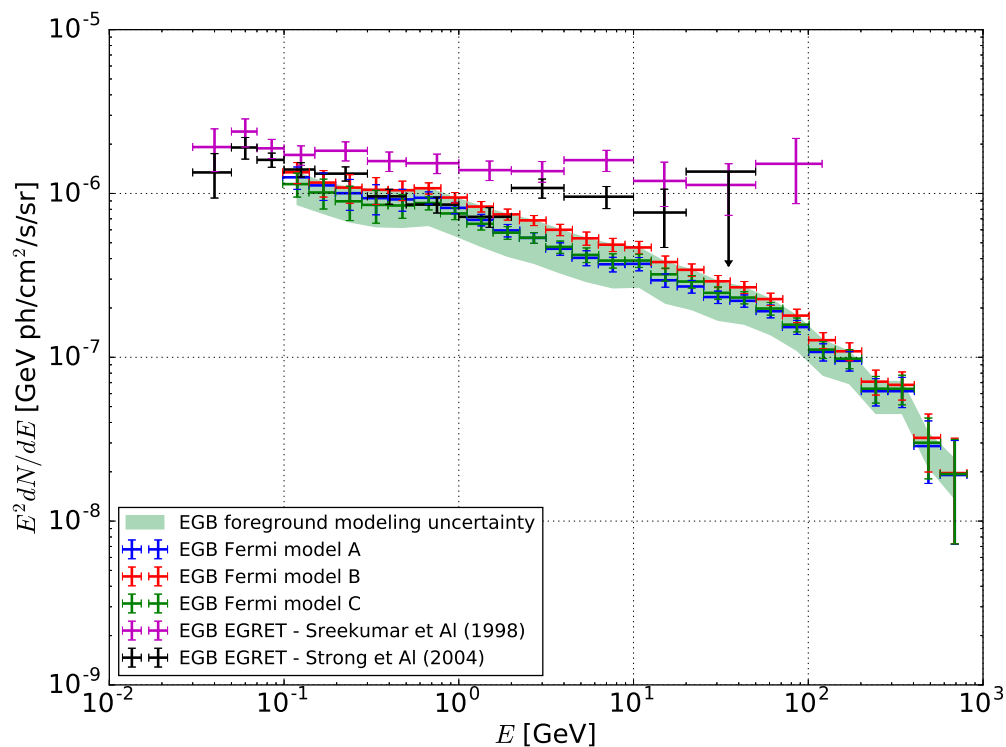


FIGURE 6.1 – Spectre du fond gamma extragalactique mesuré par EGRET ([Sreekumar et al. 1998](#); [Strong et al. 2004](#)) et *Fermi*/LAT ([données publiques](#)).

6.1.2 Composition du fond gamma extragalactique

La grande question est de savoir ce qui compose cette émission extragalactique. Deux composantes sont identifiées : d'une part l'ensemble des sources ponctuelles résolues et d'autre part un fond diffus isotrope mal déterminé. Ce dernier pourrait être associé à des sources non résolues (misaligned AGNs) ou exotiques (interaction de rayons cosmiques avec le milieu ambiant, désintégration de matière noire). Les cascades cosmologiques issues des blazars pourraient aussi contribuer à ce fond en étant émis loin de la ligne de

visée. La question est de connaître les proportions respectives de chacune des sources dans le spectre total.

Contribution des sources extragalactiques

L'Univers extragalactique gamma connu qui peut contribuer au fond gamma extragalactique est composé des différents types de galaxies (Abdo et al. 2010a; Nolan et al. 2012). Toutes ne contribuent pas dans les mêmes proportions à ce fond. Pour la mesure faite avec *Fermi*/LAT entre 100 MeV et 820 GeV (Ackermann et al. 2015), on estime les proportions suivantes (voir aussi la figure 6.2 à gauche) :

- ▶ Les blazars représentent $\sim 50\%$ du fond gamma extragalactique. On estime que $\sim 70\%$ provient des blazars actuellement résolus dans *Fermi*/LAT et les $\sim 30\%$ restant proviennent de sources non résolues (Abdo et al. 2010b; Stecker and Venters 2011; Singal et al. 2012; Harding 2012; Di Mauro et al. 2014). Cette dernière estimation est tirée d'une estimation du nombre de sources non résolues (Dermer 2007).
- ▶ Les galaxies à formation d'étoiles (star-forming galaxies) produisent des rayons gamma par l'accélération des rayons cosmiques (Thompson et al. 2007; Lacki et al. 2014). Elles contribuent pour ~ 10 à 30% dans la bande d'énergie entre 0.1 à 100 GeV du fond gamma extragalactique (Fields et al. 2010; Makiya et al. 2011; Ackermann et al. 2012).
- ▶ Les radio galaxies (des noyaux actifs de galaxies désalignés) contribuent pour $\sim 20\%$ (Inoue 2011; Di Mauro et al. 2013).

Il semble donc que la quasi-totalité du spectre soit générée par ces trois types de sources et laisse très peu de place pour d'autres sources d'émission diffuse (rayons cosmiques, matière noire, cascades cosmologiques). L'ensemble de ces trois sources résolues doit a priori produire des cascades cosmologiques. Ni les galaxies à formation d'étoiles, ni les radio-galaxies n'ont un spectre qui s'étende suffisamment à haute énergie pour pouvoir produire une cascade importante. Les blazars en contre-partie ont un spectre qui peut monter au-dessus du TeV. En conséquence pour la suite, on va se concentrer sur l'émission des blazars et de leurs cascades. Le modèle de Inoue (2011) contient l'émission des cascades issues des radio-galaxies mais cette dernière est effectivement très faible.

Émission combinée des blazars résolus et non résolus

Pour estimer la contribution des cascades issues des blazars, il est nécessaire de connaître le flux de photons émis par tous les blazars (résolus et non résolus) au cours du temps. Pour cela, on part d'une fonction analytique de la luminosité des blazars qui prédit l'émission de tout les blazars au cours du temps. Cette fonction est estimée en ajustant les distributions expérimentales de l'indice spectral, de la luminosité et du redshift des blazars (Venters and Pavlidou 2007; Ajello et al. 2014, 2015). Avec les données de *Fermi*/LAT, trois modèles d'évolution de la luminosité ont été estimés (Ajello et al. 2014) :

- PDE** : (Primary Luminosity Function) Ce modèle suppose que seule la densité de sources évolue avec le redshift. Ceci se traduit par une évolution de la normalisation de la fonction de luminosité seulement.
- PLE** : (Primary Density Function) Ce modèle suppose que seule la forme de la fonction de luminosité évolue avec le redshift, pas la normalisation.
- LDDE** : (Luminosity-Dependent Density Evolution) Ce modèle est un hybride des deux précédent. Il suppose que la densité des sources et la forme de fonction de luminosité évoluent conjointement avec le redshift.

Partant de ces modèles d'émission des blazars, il est possible d'estimer la contribution de ces derniers au fond gamma extragalactique (Ajello et al. 2015). La figure 6.2 (à droite) montre la contribution respective des différentes sources au spectre du fond gamma extragalactique mesuré avec *Fermi*/LAT en 2014. Les blazars génèrent toute la partie à haute énergie (> 20 GeV) (Neronov and Semikoz 2012) tandis que les galaxies à formation d'étoiles (Ackermann et al. 2012) et les radio-galaxies (Inoue 2011) sont responsables de la partie à basse énergie (< 20 GeV).

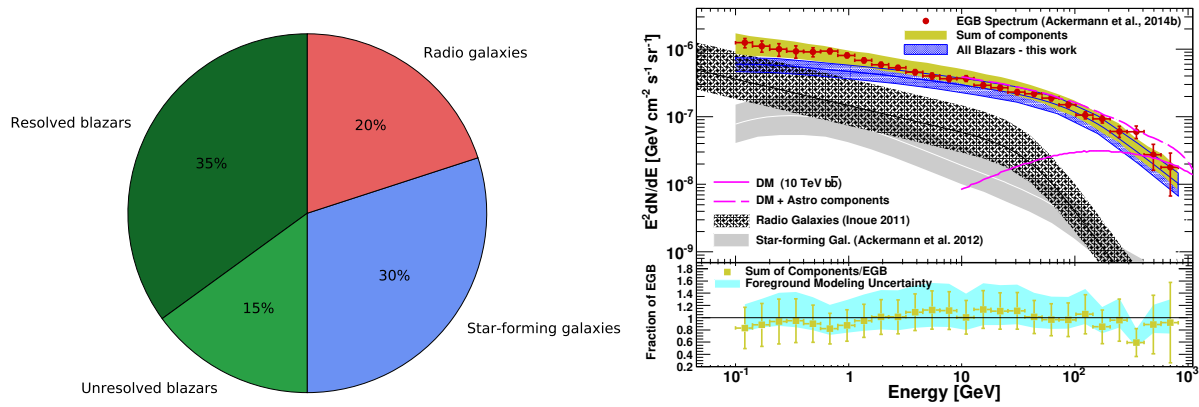


FIGURE 6.2 – À gauche : Répartition approximative de la contribution des différentes sources au fond gamma extragalactique entre 100 MeV et 820 GeV. À droite : Spectre de l’émission intégrée des blazars comparé au spectre du fond gamma extragalactique mesuré par *Fermi*/LAT (figure 3b, Ajello et al. 2015).

Les cascades combinées de tous les blazars

La coupure due à l’absorption par le fond diffus extragalactique est clairement visible sur la figure 6.2. Cette absorption cumulée sur tous les blazars peut être plus ou moins importante suivant : la fonction de luminosité gamma des blazars et le modèle de fond diffus extragalactique choisi. Une fonction de luminosité avec une plus grande contribution à haut redshift va être plus sensible à l’absorption, se traduisant par une coupure à plus basse énergie (Venters et al. 2009). À cette absorption, il faut aussi ajouter la possible contribution des cascades. La mesure du spectre des blazars contraint les modèles de la fonction de luminosité. Avec les seules données d’EGRET, le spectre combiné des blazars se durcissait à haute énergie, la contribution des cascades était alors importante. En particulier au-dessus de 6 GeV, leur contribution devient dominante (Venters 2009) (voir figure 6.3 gauche). L’arrivée des données *Fermi*/LAT (2 ans) a changé les résultats. Le spectre combiné des blazars est plus mou à haute énergie. En conséquence la contribution des cascades devient beaucoup plus faible. Pourtant le spectre des blazars est mesuré dans la PSF de l’instrument, il dépend donc du champ magnétique extragalactique (voir section 5.2.2 et tirets pointillés sur la figure 6.3 pour un champ magnétique extragalactique nul et d’amplitude 5×10^{-14} G). Donc la somme de la contribution de tous les blazars doit dépendre aussi du champ magnétique extragalactique(voir figure 6.3 droite).

6.2 Contribution des cascades dans *Fermi*/LAT

Fermi/LAT est opérationnel depuis maintenant 9 ans. Les données du fond gamma extragalactique pour cinquante mois de mesure sont disponibles et les fonctions de luminosité ont été mises à jour. Le point de départ de cette partie est la fonction de luminosité des blazars calculée par Ajello et al. (2015). À partir de là, l’absorption et l’émission de la cascade a été calculée avec le code Monte Carlo développé dans cette thèse. Ce travail constitue une mise à jour des travaux de Venters (2009) et Venters and Pavlidou (2013).

6.2.1 Émission des blazars

Partant d’un échantillon de 403 blazars dont le spectre a été mesuré avec *Fermi*/LAT au-dessus de 10 GeV et le redshift est contraint, la fonction de luminosité a été estimée. Le modèle PLE d’émission des blazars nous a été gracieusement fournie par Ajello et al. (2015). Il prend la forme d’un fichier contenant l’émission des blazars F_E en fonction de l’énergie observée (entre 1 MeV et 100 TeV) calculée dans trente intervalles de redshift δz répartis entre $z = 0$ et $z = 6$. Cette fonction de luminosité correspond à la densité

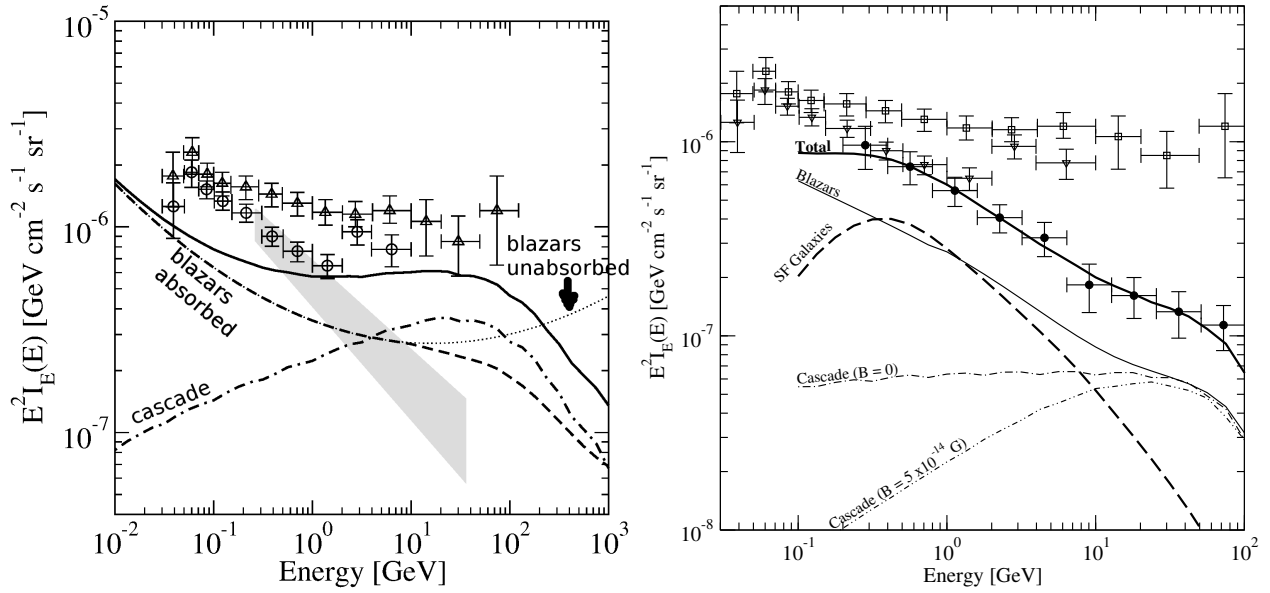


FIGURE 6.3 – Émission modélisée des blazars comparée à l’intensité du fond gamma extragalactique mesuré par EGRET seulement (à gauche, Venters 2009) et mis à jour avec les données *Fermi*/LAT intégrées sur 2 ans en ronds noirs (à droite, Venters and Pavlidou 2013).

de photons émis par tous les blazars, que ces derniers soient alignés ou non avec l’observateur, pendant une durée de temps δt équivalente à l’intervalle de redshift considéré δz dans un élément de volume comobile. Ainsi le passage d’un bin à un autre modélise l’évolution de la production de photons dans l’Univers lié à l’évolution des blazars. On fait donc l’hypothèse que l’émission de l’ensemble de la population de blazars est isotrope. Cette modélisation a donc deux grandes conséquences :

- Le fait que les blazars émettent dans un jet ou de manière isotrope n’a pas d’importance. En fait, le résultat sur le peuplement en photons du milieu sera le même.
- Contrairement à l’étude de sources individuelles où le temps d’activité des blazars (mal contraint) revet une grande importance, cette information n’a pas besoin d’être rajoutée explicitement lorsqu’on l’on s’intéresse à l’évolution de l’ensemble de la population.

On a montré que le spectre de la cascade ne dépend du champ magnétique extragalactique que s’il est intégré sur un intervalle de temps et / ou une certaine extension angulaire (PSF ou champ de vue de l’instrument par exemple). Or avec notre modélisation de l’émission on peut considérer des sources isotropes dont on mesure le spectre sur tout le ciel à l’époque $z = 0$. Donc le spectre de la cascade que l’on calcule est indépendant du champ magnétique extragalactique. Venters and Pavlidou (2013) utilise le spectre des blazars émis dans la direction de l’observateur. Par conséquent, suivant l’amplitude du champ magnétique extragalactique, une fraction plus ou moins importante de la cascade va être émis en dehors de la ligne de visée induisant une coupure à basse énergie du spectre des cascades (voir figure 6.3, à droite). Cette coupure n’a pas d’impact sur la contribution des cascades au fond gamma extragalactique puisqu’elle intervient dans la bande d’énergie où le fond gamma extragalactique est dominée par les galaxies à formation d’étoiles.

L’émissivité est définie comme le nombre de photons dN par unité de volume comobile dV_c , par unité d’énergie dans le référentiel source dE_s , par unité de temps dt et par unité de surface $dSd\Omega = 4\pi D_L^2$:

$$F_E = \frac{1}{4\pi D_L^2} \frac{dN}{dE_s dV_c dt} \text{ ph/s/MeV/Mpc}^3/\text{cm}^2/\text{str}, \quad (6.1)$$

les MeV représentent l’unité d’énergie dans le référentiel au repos et Mpc l’unité de distance comobile. La distance de luminosité est $D_L = (1+z)D_c$ où D_c la distance comobile (Hogg 2000) :

$$D_c = \frac{D_H}{1+z} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}. \quad (6.2)$$

avec $D_H = c/H_0 \simeq 4421.7$ Mpc est la distance de Hubble, $E(z) = H(z)/H_0$ est le taux d'expansion (équation 2.20).

La meilleure façon de renormaliser l'émissivité pour pouvoir l'utiliser dans le code est de la ramener à une densité de photons δn_E par unité de volume comobile dV_c et d'énergie dE telle que :

$$\delta n_E = 4\pi D_L^2 F_E \delta t, \quad (6.3)$$

où δt est l'intervalle de temps pour chaque bin en redshift tel que :

$$\delta t = \int_{\delta z} \frac{dz'}{H_0(1+z')E(z')}. \quad (6.4)$$

La procédure a donc consisté à faire 30 simulations chacune à un redshift moyen correspondant aux redshifts médians de chaque intervalle de la table d'Ajello et al. (2015). Les particules atteignant l'époque $z = 0$ sont enregistrées. Chaque simulation est repondérée comme montré à la section 3.4 où $F_s(E_s) = \delta n_E$. La contribution de tous les photons arrivant à $z = 0$ est sommée. Ceci donne la densité comobile de photons observée à $z = 0$: $n_E(z = 0)$. Pour la convertir en intensité spécifique $I_{n,E}(z = 0)$, il suffit d'appliquer un facteur $c/4\pi$:

$$I_{n,E}(z = 0) = \frac{c}{4\pi} n_E(z = 0). \quad (6.5)$$

6.2.2 Contribution des cascades au fond gamma extragalactique

Le spectre total ainsi que la contribution individuelle de quelques bins particuliers a été reporté sur la figure 6.4.

Il apparaît que la majeure partie de la contribution au fond gamma extragalactique provient des blazars ayant un redshift entre $z \sim 0.1$ et $z \sim 2$. Les blazars les plus lointains ($z > 2$) et les plus proches ($z < 0.1$) contribuent moins car leur luminosité est plus faible. Dans la branche intermédiaire des blazars, les blazars les plus lointains ($z \sim 2$) ont un spectre intrinsèque plus mou que les plus proches ($z \sim 0.1$). Donc la contribution des cascades est plus importante dans les blazars les plus proches. Au final, la contribution des blazars au fond gamma extragalactique est essentiellement fourni par les blazars de distance intermédiaire ($0.1 < z < 2$) qui sont les plus nombreux.

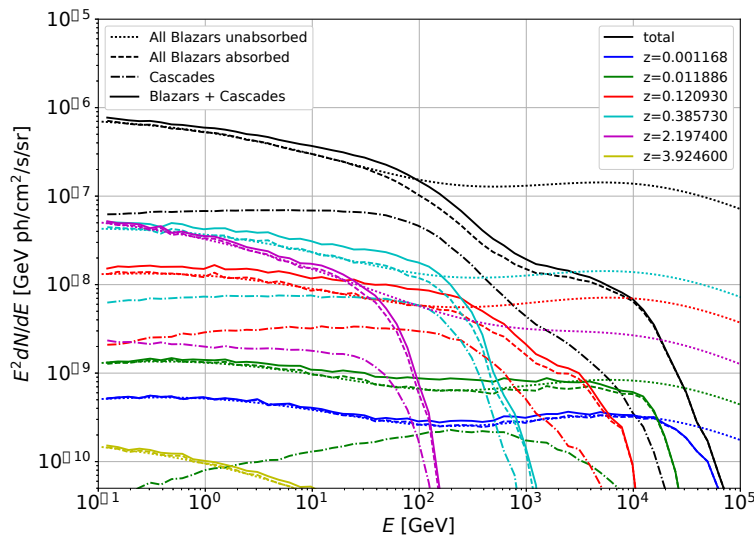


FIGURE 6.4 – Émission intégrée des blazars et émission par bin en redshift (redshift moyen indiqué). En pointillé : l'émission totale des blazars non absorbées. En tiret : l'émission des blazars absorbés. En tiret pointillé : la contribution des cascades. En trait plein la contribution totale.

Le spectre cumulé de tous les blazars absorbés ainsi que la contribution des cascades ont été reportés sur la figure 6.5. La contribution des radio-galaxies (Inoue 2011) et des galaxies à formation d'étoiles (Ackermann et al. 2012) ont également été reportées. Les trois figures donnent le fond gamma extragalactique mesuré par *Fermi*/LAT avec chacun des trois modèles d'avant-plan. La courbe en tirets noirs donne la contribution cumulée des sources. En train plein la contribution des cascades (tirets pointillés rouges) a été ajoutée au spectre cumulé des sources.

- Pour le modèle B, la contribution cumulée des sources seules (sans cascades) est inférieure aux mesures. Avec l'ajout des cascades, le spectre total reste compatible avec les données *Fermi*/LAT. La cascade ajoute une contribution sur toute la bande spectrale.
- Pour les modèles A et C, la contribution des sources seules ajuste déjà bien les points de mesures. Avec l'ajout des cascades, le spectre total excède les mesures *Fermi*/LAT mais reste compatible avec les erreurs systématiques. La contribution des cascades semble dépasser les limites des incertitudes sur la bande 10 GeV - 100 GeV. Une étude statistique doit être menée pour évaluer si cet excès est significatif.

Si cet excès est confirmé, plusieurs interprétations peuvent déjà être apportées :

1. Un premier point peut être discuté. Le modèle d'émission des blazars s'étend jusqu'à une énergie de 100 TeV. L'énergie maximale des blazars est très mal contrainte et très discutée dans la littérature. En particulier, il a été proposé qu'elle ne puisse pas excéder quelques dizaines de TeV (voir par exemple Meyer et al. 2016; Collaboration et al. 2017). Si tel est le cas, alors les résultats obtenus ici surestime très certainement la contribution de la cascade. Sur la figure 6.6, est représentée la même contribution des cascades mais avec une énergie injection maximale des blazars $E_{max} = 10$ et 20 TeV. On constate que pour une injection maximale de 20 TeV, l'excès observé est à la limite des incertitudes sur la modélisation d'avant-plan. Pour 10 TeV, la contribution est tout à fait compatible avec les incertitudes d'avant-plan. En effet, les cascades étant majoritairement produites par les photons aux plus hautes énergies, si une coupure sur ces énergies est appliquée alors la contribution totale des cascades est moins importante. Il doit donc être possible de déterminer la plus grande énergie maximale injectable E_{lim} pour laquelle la contribution des cascades ne viole pas les limites de *Fermi*/LAT. L'étude de la contribution des cascades au fond gamma extragalactique peut donc être utilisée pour contraindre l'énergie maximale des photons émis dans les jets des blazars, ce qui a des conséquences pour les modèles d'accélération de particules dans ces objets.
2. Si jamais l'énergie E_{lim} est inférieure aux énergies maximales observées sur des blazars, alors l'excès sera confirmé. Dans ce cas, la première explication est que la contribution de la cascade est surestimée car le spectre des blazars que l'on mesure contient déjà une fraction de celle-ci. La conséquence étant que l'émission intrinsèque est elle aussi surestimée. Il est possible d'estimer quelle fraction de la cascade est comprise dans la PSF de l'instrument en fonction de l'énergie maximale injectée et du champ magnétique extragalactique et la comparer à la proportion de la cascade à supprimer pour rester compatible avec les mesures. Ainsi une limite inférieure peut être posée sur le champ magnétique extragalactique car plus ce dernier est fort, plus la fraction de la cascade dans la PSF va être réduite car le halo est plus étendu. À partir de la figure 5.11 (droite), on peut grossièrement estimer que pour que le halo de la cascade soit compris dans la PSF de *Fermi*/LAT ($\approx 1^\circ$ Taylor et al. 2011), il faut un champ magnétique inférieur à $10^{-12} / 10^{-15}$ G (suivant le redshift). Ce qui reste compatible avec les estimation actuelle du champ magnétique extragalactique entre 10^{-17} et 10^{-15} G. L'analyse doit toute fois être raffinée pour confirmer les estimations.
3. Si la précédente hypothèse est invalidée (amplitude du champ magnétique déjà exclue), cela montrera qu'il doit exister un processus qui supprime les cascades. Deux sources de suppression de la cascade ont déjà été évoquées dans la littérature :

Les instabilités de plasma : Le plasma d'électrons - positrons créé par la cascade peut produire des instabilités. L'échelle de temps de ces instabilités étant courte par rapport au refroidissement Compton, l'énergie des leptons pourrait se dissiper en chauffant le milieu intergalactique localement. En conséquence, la cascade pourrait ne pas se développer complètement. Si ces instabilités sont avérées, les contraintes posées avec les cascades notamment sur le champ magnétique extragalactique seront modifiées (Broderick et al. 2012; Schlickeiser et al. 2012; Dzhataev 2015; Menzler and Schlickeiser 2015). Cependant l'impact de telles instabilités restent très discutés et

il est tout à fait possible que la suppression de la cascade soit inexistante (Miniati and Elyiv 2013; Sironi and Giannios 2014; Kempf et al. 2016).

Le mélange Axions - photons : Un ultime aspect de la physique des cascades qui pourrait intervenir est la physique "exotique". Le modèle standard de la physique des particules est incomplet, c'est aujourd'hui une certitude. Pour dépasser ces limites de nombreux modèles ont été proposés. Chaque modèle prédit l'existence de nouvelles particules. Une de ces nouvelles particules jamais observée est l'axion. Elle a la propriété de pouvoir se coupler au champ de photons dans un champ magnétique. Le mélange de photons et d'axions tend à rendre la distance d'absorption des photons par création de paires plus grande. Si de telles particules existent alors les photons pourraient parcourir des distances tellement grandes avant de s'annihiler que la formation de cascades pourrait être sévèrement amoindrie (De Angelis et al. 2008; Meyer et al. 2014).

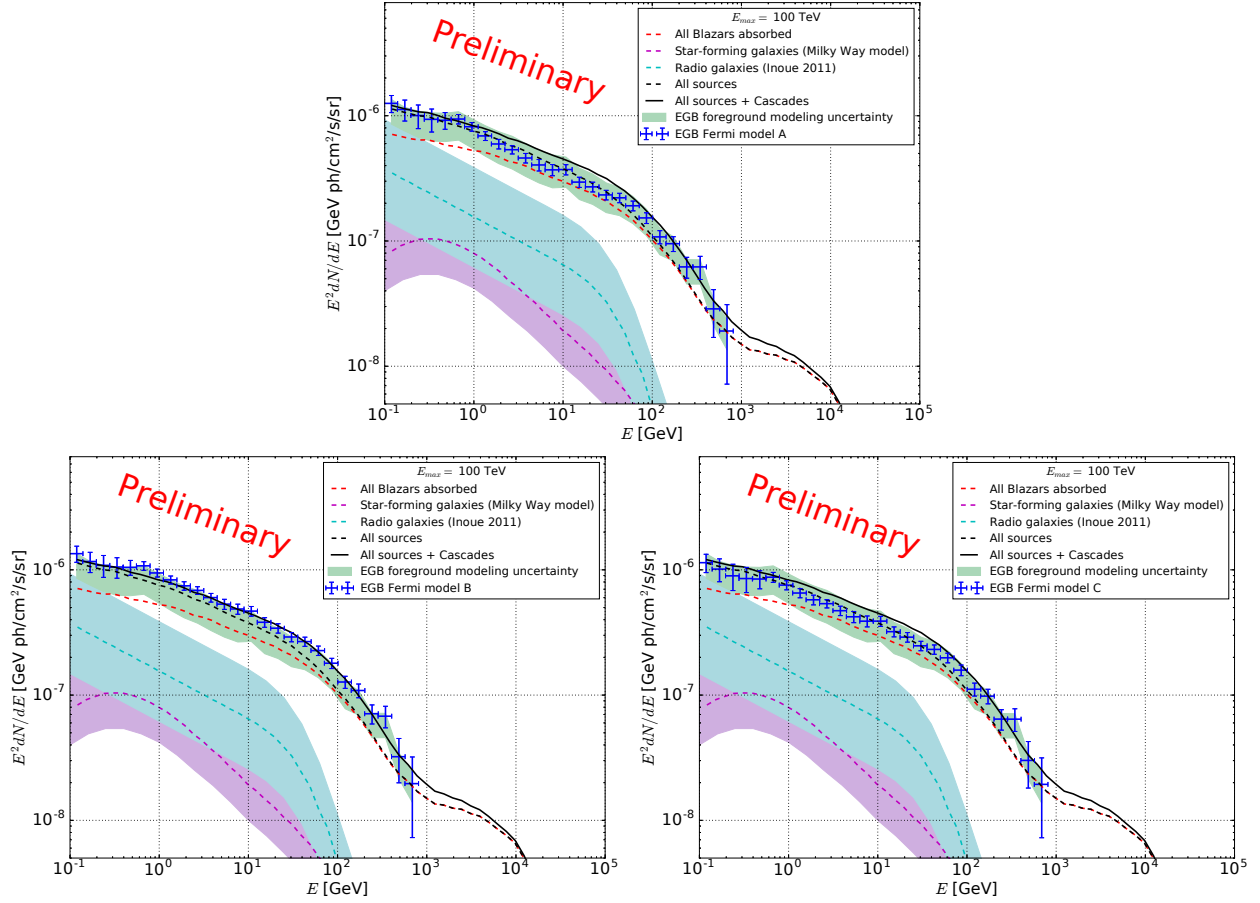


FIGURE 6.5 – Émission intégrée des blazars comparée à l'intensité du fond gamma extragalactique mesuré par *Fermi*/LAT (une figure par modèle d'avant-plan). En tirets de couleurs : l'émission de chacune des sources absorbées. En tirets noirs : l'émission cumulée des sources. En tiret pointillé : la contribution des cascades issues des blazars. En trait plein la contribution totale des sources et des cascades.

Les travaux présentés dans ce chapitre ne sont que préliminaires et nécessitent d'être approfondis. Ils pourraient se prolonger selon deux axes d'étude particulièrement prometteurs :

1. Il est possible en effectuant des coupures successives sur l'énergie maximale d'injection des blazars E_{max} de pouvoir contraindre la valeur maximale E_{lim} que cette dernière peut prendre sans violer les limites Fermi. Ceci peut apporter des contraintes sur la physique des blazars.
2. L'excès est difficile à confirmer mais il est toujours possible de mener l'étude sur la fraction des cascades dans la PSF de l'instrument en supposant $E_{max} > E_{lim}$. De là il doit être possible de poser des contraintes sur le champ magnétique extragalactique en fonction du E_{max} choisi.

Notons que cette future étude statistique devra prendre en compte l'incertitude sur le spectre des blazars.

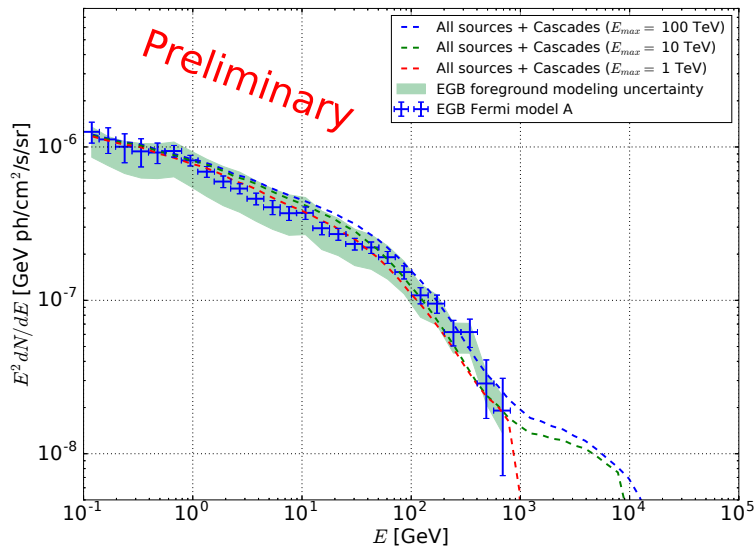


FIGURE 6.6 – Émission intégrée des blazars comparée à l’intensité du fond gamma extragalactique mesuré par *Fermi*/LAT (modèle d’avant-plan A) pour différentes énergies maximum d’injection des blazars.

Cette incertitude n’a pas été présentée ici mais va aussi se répercuter sur le spectre des cascades. Qui plus est les cascades issues des rayons cosmiques vont également contribuer au fond gamma extragalactique. La distinction des cascades issues des blazars et des rayons cosmiques n’est a priori pas distinguable dans les observations.

Chapitre 7

Conclusion et perspectives

Les cascades électromagnétiques cosmologiques issues de l'absorption des rayons gamma de très haute énergie de sources extragalactiques sont une formidable sonde du milieu extragalactique (champ magnétique et fond diffus). Cette thèse avait pour objectif la modélisation et l'étude de la physique de ces cascades cosmologiques.

La première partie de cette thèse a été la mise au point d'un code de simulation Monte Carlo des cascades (présenté au chapitre 3). La physique des cascades qui y a été implémentée est reproduite aussi précisément que possible : modélisation exacte des interactions, calcul exact des distances d'interaction et propagation en trois dimensions des particules dans un Univers en expansion. Ceci le place dans la droite ligne des codes les plus récents à ceci près que celui-ci est public¹.

Il présente l'avantage d'avoir de nombreuses options telles que :

- ▶ le choix de six modèles de fond diffus extragalactique différents,
- ▶ Le code permet d'inclure plusieurs approximations typiques utilisées dans les approches analytiques :
 - en désactivant les tirages aléatoires et les remplaçant par le calcul analytique du libre parcours moyen (photon et/ou lepton) et/ou de l'énergie des particules produites,
 - en imposant un champ magnétique uniforme sur toute la distance Terre - source,
 - en refroidissant les leptons localement c'est-à-dire sans les déplacer.
- ▶ Deux modélisations possibles du champ magnétique extragalactique ont été mises en place : la modélisation en cubes et la modélisation par un champ magnétique turbulent.

Qui plus est un effort a été fait pour rendre le code plus facile d'utilisation en particulier en combinant les phases de compilation, exécution et post-traitement dans un seul ensemble de scripts Python. Cet effort est loin d'être fini et seul le retour d'utilisateur a permis et permettra de le poursuivre.

Dans un second temps, le code a été comparé à une approche analytique simple (présentée à la fin du chapitre 2). Le chapitre 4 a montré les résultats de cette comparaison dans le cas d'une source simple. La comparaison a montré que l'approche analytique est souvent limitée. En particulier, la prise en compte de la deuxième génération est primordiale dans la plupart des cas. Le code développé dans cette thèse est alors un excellent outil pour tester la physique de la cascade. Le phénomène de la cascade est un processus relativement simple mais les incertitudes sur quelques paramètres entraînent de grandes variations sur les observables. Le chapitre 5 a montré l'impact des paramètres sur le développement de la cascade et les conséquences sur les observations. Les paramètres pouvant jouer sur le développement de la cascade sont séparés en deux catégories :

- ▶ Les paramètres issus de la source :
 - Le redshift de la source est un facteur primordial à connaître. Si une source est trop proche la cascade ne peut pas complètement se développer. A contrario à partir d'un certain redshift, la cascade atteint une extension maximale puisque les nouveaux photons gamma produits n'ont pas une énergie suffisante pour être réabsorbés. Dans ce cas, prendre une source encore plus loin

1. <https://gitlab.com/tfitoussi/cascade-simulation>

modifie simplement la distance à laquelle la cascade se forme et donc la taille du halo qui sera réduite.

- Typiquement à très haute énergie, le spectre intrinsèque des sources est ajusté avec une loi de puissance. Ceci réduit le problème à deux inconnues : l'indice spectral et l'énergie maximale injectée. L'indice spectral est particulièrement important puisqu'il a été montré que si la source a un indice supérieur à 2 alors son spectre intrinsèque devient dominant devant le spectre de la cascade effaçant celle-ci. La cascade dépend peu de l'énergie maximale. Si cette énergie est supérieure à l'énergie de coupure le spectre de la cascade est universel. Par contre augmenter l'énergie maximale de la source augmente la luminosité de la cascade.
- Enfin l'anisotropie de la source (émission dans un jet) a montré un fort impact sur la cascade. En effet la focalisation due au jet supprime l'émission de la cascade à basse énergie. Si ce jet est désaxé par rapport à l'observateur, c'est la partie à haute énergie qui est supprimée en plus de donner des formes de halos plus complexes.
- Les paramètres inhérents au milieu extragalactique :
 - Le fond diffus extragalactique est encore mal contraint surtout à grand redshift. La thèse a comparé six modèles récents et les différences sont visibles. L'impact sur le spectre observé intervient surtout sur la coupure à haute énergie. Un impact sur la taille du halo a aussi été noté.
 - Le champ magnétique extragalactique est la grande inconnue. Tant son amplitude que sa longueur de cohérence sont très mal contraintes. Le champ magnétique jouant un rôle important sur la déviation des leptons, l'extension du halo et la distribution des retards temporels en dépend lourdement (en particulier l'amplitude). Par conséquent, les spectres observés dans un champ de vue fini en dépendent aussi.

Dès lors si chacun des paramètres individuellement a beaucoup d'effets sur le développement de la cascade alors la combinaison de tous augmente la complexité d'interprétation des observations et donc la détection de cascades. Pourtant les cascades restent une sonde très prometteuse pour le champ magnétique extragalactique et le fond diffus extragalactique. Le code développé durant cette thèse doit permettre de poser de meilleures contraintes sur les observations de cascades.

La fin de la thèse a été consacrée à utiliser ce code sur des observations. La première application a été la contribution des cascades au fond gamma extragalactique. La seconde application (non présentée ici) est la recherche de signatures de cascades dans les spectres de blazars. Faute de temps, aucune des deux n'est à l'heure actuelle suffisamment avancée pour justifier d'être présenté plus en détail.

L'étude de la contribution des cascades au fond gamma extragalactique est à l'heure actuelle le travail le plus avancé (voir chapitre 6). Cependant les résultats sont encore préliminaires et doivent être approfondis. L'objectif était d'actualiser les travaux réalisés par Venters (2009) et Venters et al. (2009) qui s'appuyaient sur les mesures d'EGRET et de *Fermi*/LAT sur deux ans. Partant d'une modélisation de l'émission des blazars à différentes époques (Ajello et al. 2015), la contribution des cascades produites par ces derniers a été calculée. L'ajout de la contribution des galaxies à formation d'étoiles et des radio-galaxies a montré que ces sources expliquent à elles-seules quasi-complètement le spectre du fond gamma extragalactique pour les modèles A et C d'avant-plan de *Fermi*/LAT (cinq ans) et représentent 50% des données pour le modèle d'avant-plan B. L'ajout de la contribution des cascades reste compatible avec les données pour le modèle B. Pour les modèles A et C le spectre total (sources + cascades) atteint la limite des incertudes systématiques et semble même l'excéder dans la bande la bande 10 à 100 GeV. Cet excès doit encore être confirmé par une étude statistique approfondie. En particulier la dépendance de cet excès à l'énergie maximale d'émission des blazars doit être analysée. Ceci devrait permettre de poser des contraintes sur cette énergie maximale. Une seconde partie doit pouvoir permettre d'estimer la surcontribution des cascades si l'injection maximale est supérieure à la limite précédemment établie. De cette surcontribution, il doit alors être possible de poser des limites inférieures sur l'amplitude du champ magnétique extragalactique en fonction de l'énergie maximale injectée par les blazars.

La deuxième analyse est menée en collaboration avec Florian Gaté et Gilles Maurin du LAPP à Annecy. Le travail présente deux grandes composantes :

- La première partie est une étude de l'observation récente d'un blazar. L'objectif in fine est de pouvoir

mener une étude spectrale étendue de la source avec le code développé dans cette thèse afin d'essayer de contraindre le champ magnétique extragalactique. Pour le moment, seule une pré-analyse a été réalisée.

- La seconde partie pourra étendre l'étude de cette source aux possibilités offertes avec le futur observatoire CTA, tout d'abord via une étude spectrale. Ensuite il sera intéressant de mener une étude de la recherche de halo voire de retard temporel avec CTA.

Bibliographie

A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort, E. Antolini, W. B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, B. M. Baughman, K. Bechtol, R. Bellazzini, F. Belli, B. Berenji, D. Bisello, R. D. Blandford, E. D. Bloom, E. Bonamente, J. Bonnell, A. W. Borgland, A. Bouvier, J. Bregeon, A. Brez, M. Brigida, P. Bruel, T. H. Burnett, G. Busetto, S. Buson, G. A. Caliandro, R. A. Cameron, R. Campana, B. Canadas, P. A. Caraveo, S. Carrigan, J. M. Casandjian, E. Cavazzuti, M. Ceccanti, C. Cecchi, Ö. Çelik, E. Charles, A. Chekhtman, C. C. Cheung, J. Chiang, A. N. Cillis, S. Ciprini, R. Claus, J. Cohen-Tanugi, J. Conrad, R. Corbet, D. S. Davis, M. DeKlotz, P. R. den Hartog, C. D. Dermer, A. de Angelis, A. de Luca, F. de Palma, S. W. Digel, M. Dormody, E. do Couto e. Silva, P. S. Drell, R. Dubois, D. Dumora, D. Fabiani, C. Farnier, C. Favuzzi, S. J. Fegan, E. C. Ferrara, W. B. Focke, P. Fortin, M. Frailis, Y. Fukazawa, S. Funk, P. Fusco, F. Gargano, D. Gasparrini, N. Gehrels, S. Germani, G. Giavitto, B. Giebels, N. Giglietto, P. Giommi, F. Giordano, M. Giroletti, T. Glanzman, G. Godfrey, I. A. Grenier, M.-H. Grondin, J. E. Grove, L. Guillemot, S. Guiriec, M. Gustafsson, D. Hadasch, Y. Hanabata, A. K. Harding, M. Hayashida, E. Hays, S. E. Healey, A. B. Hill, D. Horan, R. E. Hughes, G. Iafate, G. Jóhannesson, A. S. Johnson, R. P. Johnson, T. J. Johnson, W. N. Johnson, T. Kamae, H. Katagiri, J. Kataoka, N. Kawai, M. Kerr, J. Knödseder, D. Kocevski, M. Kuss, J. Lande, D. Landriu, L. Latronico, S.-H. Lee, M. Lemoine-Goumard, A. M. Lionetto, M. Llana Garde, F. Longo, F. Loparco, B. Lott, M. N. Lovellette, P. Lubrano, G. M. Madejski, A. Makeev, B. Marangelli, M. Marelli, E. Massaro, M. N. Mazziotta, W. McConville, J. E. McEnery, P. F. Michelson, M. Minuti, W. Mitthumsiri, T. Mizuno, A. A. Moiseev, M. Mongelli, C. Monte, M. E. Monzani, E. Moretti, A. MorSELLI, I. V. Moskalenko, S. Murgia, H. Nakajima, T. Nakamori, M. Naumann-Godo, P. L. Nolan, J. P. Norris, E. Nuss, M. Ohno, T. Ohsugi, N. Omodei, E. Orlando, J. F. Ormes, M. Ozaki, A. Paccagnella, D. Paneque, J. H. Panetta, D. Parent, V. Pelassa, M. Pepe, M. Pesce-Rollins, M. Pinchera, F. Piron, T. A. Porter, L. Poupard, S. Rainò, R. Rando, P. S. Ray, M. Razzano, S. Razzaque, N. Rea, A. Reimer, O. Reimer, T. Reposeur, J. Ripken, S. Ritz, L. S. Rochester, A. Y. Rodriguez, R. W. Romani, M. Roth, H. F.-W. Sadrozinski, D. Salvetti, D. Sanchez, A. Sander, P. M. Saz Parkinson, J. D. Scargle, T. L. Schalk, G. Scolieri, C. Sgrò, M. S. Shaw, E. J. Siskind, D. A. Smith, P. D. Smith, G. Spandre, P. Spinelli, J.-L. Starck, T. E. Stephens, E. Striani, M. S. Strickman, A. W. Strong, D. J. Suson, H. Tajima, H. Takahashi, T. Takahashi, T. Tanaka, J. B. Thayer, J. G. Thayer, D. J. Thompson, L. Tibaldo, O. Tibolla, F. Tinebra, D. F. Torres, G. Tosti, A. Tramacere, Y. Uchiyama, T. L. Usher, A. Van Etten, V. Vasileiou, N. Vilchez, V. Vitale, A. P. Waite, E. Wallace, P. Wang, K. Watters, B. L. Winer, K. S. Wood, Z. Yang, T. Ylinen, M. Ziegler, and Fermi LAT Collaboration. Fermi large area telescope first source catalog. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 188 :405–436, 2010a. ISSN 0067-0049. doi : 10.1088/0067-0049/188/2/405.

A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, E. Antolini, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, B. M. Baughman, K. Bechtol, R. Bellazzini, B. Berenji, R. D. Blandford, E. D. Bloom, E. Bonamente, A. W. Borgland, A. Bouvier, J. Bregeon, A. Brez, M. Brigida, P. Bruel, T. H. Burnett, S. Buson, G. A. Caliandro, R. A. Cameron, P. A. Caraveo, S. Carrigan, J. M. Casandjian, E. Cavazzuti, C. Cecchi, Ö. Çelik, E. Charles, A. Chekhtman, C. C. Cheung, J. Chiang, S. Ciprini, R. Claus, J. Cohen-Tanugi, J. Conrad, L. Costamante, S. Cutini, C. D. Dermer, A. de Angelis, F. de Palma, E. do Couto e. Silva, P. S. Drell, R. Dubois, D. Dumora, C. Farnier, C. Favuzzi, S. J. Fegan, W. B. Focke, Y. Fukazawa, S. Funk, P. Fusco, F. Gargano, D. Gasparrini, N. Gehrels, S. Germani, N. Giglietto, P. Giommi, F. Giordano, T. Glanzman, G. Godfrey, I. A. Grenier, J. E. Grove, S. Guiriec, D. Hadasch, M. Hayashida, E. Hays, S. E. Healey, D. Horan, R. E. Hughes, R. Itoh, G. Jóhannesson, A. S. Johnson, T. J. Johnson, W. N.

- Johnson, T. Kamae, H. Katagiri, J. Kataoka, N. Kawai, J. Knödlseeder, M. Kuss, J. Lande, L. Latronico, S.-H. Lee, M. Lemoine-Goumard, M. Llana Garde, F. Longo, F. Loparco, B. Lott, M. N. Lovellette, P. Lubrano, G. M. Madejski, A. Makeev, M. N. Mazziotta, W. McConville, J. E. McEnery, C. Meurer, P. F. Michelson, W. Mitthumsiri, T. Mizuno, C. Monte, M. E. Monzani, A. Morselli, I. V. Moskalenko, S. Murgia, P. L. Nolan, J. P. Norris, E. Nuss, T. Ohsugi, N. Omodei, E. Orlando, J. F. Ormes, M. Ozaki, D. Paneque, J. H. Panetta, D. Parent, V. Pelassa, M. Pepe, M. Pesce-Rollins, F. Piron, T. A. Porter, S. Rainò, R. Rando, M. Razzano, A. Reimer, O. Reimer, S. Ritz, L. S. Rochester, A. Y. Rodriguez, R. W. Romani, M. Roth, H. F.-W. Sadrozinski, A. Sander, P. M. Saz Parkinson, J. D. Scargle, C. Sgrò, M. S. Shaw, P. D. Smith, G. Spandre, P. Spinelli, J.-L. Starck, M. S. Strickman, A. W. Strong, D. J. Suson, H. Tajima, H. Takahashi, T. Takahashi, T. Tanaka, J. B. Thayer, J. G. Thayer, D. J. Thompson, L. Tibaldo, D. F. Torres, G. Tosti, A. Tramacere, Y. Uchiyama, T. L. Usher, V. Vasileiou, N. Vilchez, V. Vitale, A. P. Waite, P. Wang, B. L. Winer, K. S. Wood, Z. Yang, T. Ylinen, M. Ziegler, and Fermi LAT Collaboration. The fermi-LAT high-latitude survey : Source count distributions and the origin of the extragalactic diffuse background. *The Astrophysical Journal*, 720 :435–453, 2010b. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/720/1/435.
- A. Abramowski, F. Aharonian, F. Ait Benkhali, A. G. Akhperjanian, E. Angüner, G. Anton, M. Backes, S. Balenderan, A. Balzer, A. Barnacka, Y. Becherini, J. Becker Tjus, K. Bernlöhr, E. Birsin, E. Bissaldi, J. Biteau, M. Böttcher, C. Boisson, J. Bolmont, P. Bordas, J. Brucker, F. Brun, P. Brun, T. Bulik, S. Carrigan, S. Casanova, P. M. Chadwick, R. Chalme-Calvet, R. C. G. Chaves, A. Cheesebrough, M. Chrétiens, S. Colafrancesco, G. Cologna, J. Conrad, C. Couturier, Y. Cui, M. Dalton, M. K. Daniel, I. D. Davids, B. Degrange, C. Deil, P. deWilt, H. J. Dickinson, A. Djannati-Atäi, W. Domainko, L. O’C. Drury, G. Dubus, K. Dutton, J. Dyks, M. Dyrda, T. Edwards, K. Egberts, P. Eger, P. Espigat, C. Farnier, S. Fegan, F. Feinstein, M. V. Fernandes, D. Fernandez, A. Fiasson, G. Fontaine, A. Förster, M. Füßling, M. Gajdus, Y. A. Gallant, T. Garrigoux, G. Giavitto, B. Giebels, J. F. Glicenstein, M.-H. Grondin, M. Grudzinska, S. Häffner, J. Hahn, J. Harris, G. Heinzlmann, G. Henri, G. Hermann, O. Herve, A. Hillert, J. A. Hinton, W. Hofmann, P. Hofverberg, M. Holler, D. Horns, A. Jacholkowska, C. Jahn, M. Jamroz, M. Janiak, F. Jankowsky, I. Jung, M. A. Kastendieck, K. Katarzynski, U. Katz, S. Kaufmann, B. Khélifi, M. Kieffer, S. Klepser, D. Klochov, W. Kluzniak, T. Kneiske, D. Kolitzus, Nu. Komin, K. Kosack, S. Krakau, F. Krayzel, P. P. Krüger, H. Laffon, G. Lamanna, J. Lefaucheur, A. Lemière, M. Lemoine-Goumard, J.-P. Lenain, T. Lohse, A. Lopatin, C.-C. Lu, V. Marandon, A. Marcowith, R. Marx, G. Maurin, N. Maxted, M. Mayer, T. J. L. McComb, J. Méhault, P. J. Meintjes, U. Menzler, M. Meyer, R. Moderski, M. Mohamed, E. Moulin, T. Murach, C. L. Naumann, M. de Naurois, J. Niemiec, S. J. Nolan, L. Oakes, H. Odaka, S. Ohm, E. de Oña Wilhelmi, B. Opitz, M. Ostrowski, I. Oya, M. Panter, R. D. Parsons, M. Paz Arribas, N. W. Pekeur, G. Pelletier, J. Perez, P.-O. Petrucci, B. Peyaud, S. Pita, H. Poon, G. Pühlhofer, M. Punch, A. Quirrenbach, S. Raab, M. Raue, I. Reichardt, A. Reimer, O. Reimer, M. Renaud, R. de los Reyes, F. Rieger, L. Rob, C. Romoli, S. Rosier-Lees, G. Rowell, B. Rudak, C. B. Rulten, V. Sahakian, D. A. Sanchez, A. Santangelo, R. Schlickeiser, F. Schüssler, A. Schulz, U. Schwanke, S. Schwarzburg, S. Schwemmer, H. Sol, G. Spengler, F. Spies, L. Stawarz, R. Steenkamp, C. Stegmann, F. Stinzing, K. Stycz, I. Sushch, J.-P. Tavernet, T. Tavernier, A. M. Taylor, R. Terrier, M. Tluczykont, C. Trichard, K. Valerius, C. van Eldik, B. van Soelen, G. Vasileiadis, C. Venter, A. Viana, P. Vincent, H. J. Völk, F. Volpe, M. Vorster, T. Vuillaume, S. J. Wagner, P. Wagner, R. M. Wagner, M. Ward, M. Weidinger, Q. Weitzel, R. White, A. Wierzcholska, P. Willmann, A. Wörnlein, D. Wouters, R. Yang, V. Zabalza, M. Zacharias, A. A. Zdziarski, A. Zech, H.-S. Zechlin, and D. Malyshev. Search for extended gamma-ray emission around AGN with H.E.S.S. and Fermi-LAT. *A&A*, 562 :A145, 2014. ISSN 0004-6361. doi : 10.1051/0004-6361/201322510.
- M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort, L. Baldini, J. Ballet, D. Bastieri, K. Bechtol, R. Bellazzini, B. Berenji, E. D. Bloom, E. Bonamente, A. W. Borgland, A. Bouvier, J. Bregeon, M. Brigida, P. Bruel, R. Buehler, S. Buson, G. A. Caliandro, R. A. Cameron, P. A. Caraveo, J. M. Casandjian, C. Cecchi, E. Charles, A. Chekhtman, C. C. Cheung, J. Chiang, A. N. Cillis, S. Ciprini, R. Claus, J. Cohen-Tanugi, J. Conrad, S. Cutini, F. de Palma, C. D. Dermer, S. W. Digel, E. do Couto e Silva, P. S. Drell, A. Drlica-Wagner, C. Favuzzi, S. J. Fegan, P. Fortin, Y. Fukazawa, S. Funk, P. Fusco, F. Gargano, D. Gasparrini, S. Germani, N. Giglietto, F. Giordano, T. Glanzman, G. Godfrey, I. A. Grenier, S. Guiriec, M. Gustafsson,

- D. Hadasch, M. Hayashida, E. Hays, R. E. Hughes, G. Jóhannesson, A. S. Johnson, T. Kamae, H. Katagiri, J. Kataoka, J. Knödlseeder, M. Kuss, J. Lande, F. Longo, F. Loparco, B. Lott, M. N. Lovellette, P. Lubrano, G. M. Madejski, P. Martin, M. N. Mazziotta, J. E. McEnery, P. F. Michelson, T. Mizuno, C. Monte, M. E. Monzani, A. Morselli, I. V. Moskalenko, S. Murgia, S. Nishino, J. P. Norris, E. Nuss, M. Ohno, T. Ohsugi, A. Okumura, N. Omodei, E. Orlando, M. Ozaki, D. Parent, M. Persic, M. Pesce-Rollins, V. Petrosian, M. Pierbattista, F. Piron, G. Pivato, T. A. Porter, S. Rainò, R. Rando, M. Razzano, A. Reimer, O. Reimer, S. Ritz, M. Roth, C. Sbarra, C. Sgrò, E. J. Siskind, G. Spandre, P. Spinelli, Łukasz Stawarz, A. W. Strong, H. Takahashi, T. Tanaka, J. B. Thayer, L. Tibaldo, M. Tinivella, D. F. Torres, G. Tosti, E. Troja, Y. Uchiyama, J. Vandenbroucke, G. Vianello, V. Vitale, A. P. Waite, M. Wood, and Z. Yang. GeV observations of star-forming galaxies with the fermi large area telescope. *The Astrophysical Journal*, 755(2) :164, 2012. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/755/2/164.
- M. Ackermann, M. Ajello, A. Albert, W. B. Atwood, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, K. Bechtol, R. Bellazzini, E. Bissaldi, R. D. Blandford, E. D. Bloom, E. Bottacini, T. J. Brandt, J. Bregeon, P. Bruel, R. Buehler, S. Buson, G. A. Caliandro, R. A. Cameron, M. Caragiulo, P. A. Caraveo, E. Cavazzuti, C. Cecchi, E. Charles, A. Chekhtman, J. Chiang, G. Chiaro, S. Ciprini, R. Claus, J. Cohen-Tanugi, J. Conrad, A. Cuoco, S. Cutini, F. D’Ammando, A. de Angelis, F. de Palma, C. D. Dermer, S. W. Digel, E. do Couto e Silva, P. S. Drell, C. Favuzzi, E. C. Ferrara, W. B. Focke, A. Franckowiak, Y. Fukazawa, S. Funk, P. Fusco, F. Gargano, D. Gasparrini, S. Germani, N. Giglietto, P. Giommi, F. Giordano, M. Giroletti, G. Godfrey, G. A. Gomez-Vargas, I. A. Grenier, S. Guiriec, M. Gustafsson, D. Hadasch, K. Hayashi, E. Hays, J. W. Hewitt, P. Ippoliti, T. Jogler, G. Jóhannesson, A. S. Johnson, W. N. Johnson, T. Kamae, J. Kataoka, J. Knödlseeder, M. Kuss, S. Larsson, L. Latronico, J. Li, L. Li, F. Longo, F. Loparco, B. Lott, M. N. Lovellette, P. Lubrano, G. M. Madejski, A. Manfreda, F. Massaro, M. Mayer, M. N. Mazziotta, J. E. McEnery, P. F. Michelson, W. Mitthumsiri, T. Mizuno, A. A. Moiseev, M. E. Monzani, A. Morselli, I. V. Moskalenko, S. Murgia, R. Nemmen, E. Nuss, T. Ohsugi, N. Omodei, E. Orlando, J. F. Ormes, D. Paneque, J. H. Panetta, J. S. Perkins, M. Pesce-Rollins, F. Piron, G. Pivato, T. A. Porter, S. Rainò, R. Rando, M. Razzano, S. Razzaque, A. Reimer, O. Reimer, T. Reposeur, S. Ritz, R. W. Romani, M. Sánchez-Conde, M. Schaal, A. Schulz, C. Sgrò, E. J. Siskind, G. Spandre, P. Spinelli, A. W. Strong, D. J. Suson, H. Takahashi, J. G. Thayer, J. B. Thayer, L. Tibaldo, M. Tinivella, D. F. Torres, G. Tosti, E. Troja, Y. Uchiyama, G. Vianello, M. Werner, B. L. Winer, K. S. Wood, M. Wood, G. Zaharijas, and S. Zimmer. The spectrum of isotropic diffuse gamma-ray emission between 100 MeV and 820 GeV. *The Astrophysical Journal*, 799(1) :86, 2015. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/799/1/86.
- M. Ackermann, M. Ajello, A. Albert, W. B. Atwood, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, K. Bechtol, R. Bellazzini, E. Bissaldi, R. D. Blandford, E. D. Bloom, R. Bonino, J. Bregeon, R. J. Britto, P. Bruel, R. Buehler, G. A. Caliandro, R. A. Cameron, M. Caragiulo, P. A. Caraveo, E. Cavazzuti, C. Cecchi, E. Charles, A. Chekhtman, J. Chiang, G. Chiaro, S. Ciprini, J. Cohen-Tanugi, L. R. Cominsky, F. Costanza, S. Cutini, F. D’Ammando, A. de Angelis, F. de Palma, R. Desiante, S. W. Digel, M. Di Mauro, L. Di Venere, A. Domínguez, P. S. Drell, C. Favuzzi, S. J. Fegan, E. C. Ferrara, A. Franckowiak, Y. Fukazawa, S. Funk, P. Fusco, F. Gargano, D. Gasparrini, N. Giglietto, P. Giommi, F. Giordano, M. Giroletti, G. Godfrey, D. Green, I. A. Grenier, S. Guiriec, E. Hays, D. Horan, G. Iaffrate, T. Jogler, G. Jóhannesson, M. Kuss, G. La Mura, S. Larsson, L. Latronico, J. Li, L. Li, F. Longo, F. Loparco, B. Lott, M. N. Lovellette, P. Lubrano, G. M. Madejski, J. Magill, S. Maldera, A. Manfreda, M. Mayer, M. N. Mazziotta, P. F. Michelson, W. Mitthumsiri, T. Mizuno, A. A. Moiseev, M. E. Monzani, A. Morselli, I. V. Moskalenko, S. Murgia, M. Negro, E. Nuss, T. Ohsugi, C. Okada, N. Omodei, E. Orlando, J. F. Ormes, D. Paneque, J. S. Perkins, M. Pesce-Rollins, V. Petrosian, F. Piron, G. Pivato, T. A. Porter, S. Rainò, R. Rando, M. Razzano, S. Razzaque, A. Reimer, O. Reimer, T. Reposeur, R. W. Romani, M. Sánchez-Conde, J. Schmid, A. Schulz, C. Sgrò, D. Simone, E. J. Siskind, F. Spada, G. Spandre, P. Spinelli, D. J. Suson, H. Takahashi, J. B. Thayer, L. Tibaldo, D. F. Torres, E. Troja, G. Vianello, M. Yassine, and S. Zimmer. Resolving the extragalactic γ -ray background above 50 gev with the fermi large area telescope. *Phys. Rev. Lett.*, 116 :151105, 2016. doi : 10.1103/PhysRevLett.116.151105.
- P. a. R. et Al Ade. Planck 2015 results - XIX. constraints on primordial magnetic fields. *Astronomy & Astrophysics*, 594 :A19, a. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi : 10.1051/0004-6361/201525821.

- P. a. R. et Al Ade. Joint analysis of BICEP2/keck array and planck data. *Physical Review Letters*, 114 (10) :101301, b. doi : 10.1103/PhysRevLett.114.101301.
- A. M. Aharonian, F. A. and Atoyan. Ultrahigh energy gamma rays : Carriers of cosmological information. *International Cosmic Ray Conference*, 1 :301–304, 1985.
- F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi, M. Beilicke, W. Benbow, D. Berge, K. Bernlöhr, C. Boisson, O. Bolz, V. Borrel, I. Braun, F. Breitling, A. M. Brown, P. M. Chadwick, L.-M. Chounet, R. Cornils, L. Costamante, B. Degrange, H. J. Dickinson, A. Djannati-Ataï, L. O’c Drury, G. Dubus, D. Emmanoulopoulos, P. Espigat, F. Feinstein, G. Fontaine, Y. Fuchs, S. Funk, Y. A. Gallant, B. Giebels, S. Gillessen, J. F. Glicenstein, P. Goret, C. Hadjichristidis, D. Hauser, M. Hauser, G. Heinzlmann, G. Henri, G. Hermann, J. A. Hinton, W. Hofmann, M. Holleran, D. Horns, A. Jacholkowska, O. C. de Jager, B. Khélifi, S. Klages, Nu Komin, A. Konopelko, I. J. Latham, R. Le Gallou, A. Lemièrre, M. Lemoine-Goumard, N. Leroy, T. Lohse, J. M. Martin, O. Martineau-Huynh, A. Marcowith, C. Masterson, T. J. L. McComb, M. de Naurois, S. J. Nolan, A. Noutsos, K. J. Orford, J. L. Osborne, M. Ouchrif, M. Panter, G. Pelletier, S. Pita, G. Pühlhofer, M. Punch, B. C. Raubenheimer, M. Raue, J. Raux, S. M. Rayner, A. Reimer, O. Reimer, J. Ripken, L. Rob, L. Rolland, G. Rowell, V. Sahakian, L. Saugé, S. Schlenker, R. Schlickeiser, C. Schuster, U. Schwanke, M. Siewert, H. Sol, D. Spangler, R. Steenkamp, C. Stegmann, J.-P. Tavernet, R. Terrier, C. G. Théoret, M. Thuczykont, C. van Eldik, G. Vasileiadis, C. Venter, P. Vincent, H. J. Völk, and S. J. Wagner. A low level of extragalactic background light as revealed by γ -rays from blazars. *Nature*, 440(7087) :1018–1021, 2006. ISSN 0028-0836. doi : 10.1038/nature04680.
- F. A. Aharonian. *Very High Energy Cosmic Gamma Radiation : A Crucial Window on the Extreme Universe*. World Scientific, 2004. ISBN 981-02-4573-4.
- F. A. Aharonian, P. S. Coppi, and H. J. Voelk. Very high energy gamma rays from active galactic nuclei : Cascading on the cosmic background radiation fields and the formation of pair halos. *ApJ*, 423 :L5–L8, 1994. ISSN 0004-637X. doi : 10.1086/187222.
- F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio, K. Bernlöhr, O. Bolz, H. Börst, H. Bojahr, J. L. Contreras, J. Cortina, S. Denninghoff, V. Fonseca, J. C. Gonzalez, N. Götting, G. Heinzlmann, G. Hermann, A. Heusler, W. Hofmann, D. Horns, A. Ibarra, C. Iserlohe, I. Jung, R. Kankanyan, M. Kestel, J. Kettler, A. Kohnle, A. Konopelko, H. Kornmeyer, D. Kranich, H. Krawczynski, H. Lampeitl, E. Lorenz, F. Lucarelli, N. Magnussen, O. Mang, H. Meyer, R. Mirzoyan, A. Moralejo, L. Padilla, M. Panter, R. Plaga, A. Plyasheshnikov, J. Prah, G. Pühlhofer, W. Rhode, A. Röhrling, G. P. Rowell, V. Sahakian, M. Samorski, M. Schilling, F. Schröder, M. Siems, W. Stamm, M. Thuczykont, H. J. Völk, C. Wiedner, and W. Wittek. Search for a TeV gamma-ray halo of Mkn 501. *A&A*, 366 :746–751, 2001. ISSN 0004-6361. doi : 10.1051/0004-6361:20000481.
- F. A. Aharonian, A. N. Timokhin, and A. V. Plyasheshnikov. On the origin of highest energy gamma-rays from Mkn 501. *A&A*, 384 :834–847, 2002. ISSN 0004-6361. doi : 10.1051/0004-6361:20020062.
- M. Ajello, R. W. Romani, D. Gasparrini, M. S. Shaw, J. Bolmer, G. Cotter, J. Finke, J. Greiner, S. E. Healey, O. King, W. Max-Moerbeck, P. F. Michelson, W. J. Potter, A. Rau, A. C. S. Readhead, J. L. Richards, and P. Schady. The cosmic evolution of fermi BL lacertae objects. *The Astrophysical Journal*, 780 :73, 2014. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/780/1/73.
- M. Ajello, D. Gasparrini, M. Sánchez-Conde, G. Zaharijas, M. Gustafsson, J. Cohen-Tanugi, C. D. Dermer, Y. Inoue, D. Hartmann, M. Ackermann, K. Bechtol, A. Franckowiak, A. Reimer, R. W. Romani, and A. W. Strong. The origin of the extragalactic gamma-ray background and implications for dark matter annihilation. *The Astrophysical Journal Letters*, 2015.
- Shin’ichiro Ando and Alexander Kusenko. Evidence for gamma-ray halos around active galactic nuclei and the first measurement of intergalactic magnetic fields. *The Astrophysical Journal Letters*, 722 :L39–L44, 2010. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/2041-8205/722/1/L39.
- S. Archambault, A. Archer, W. Benbow, M. Buchovecky, V. Bugaev, M. Cerruti, M. P. Connolly, W. Cui, A. Falcone, M. Fernández Alonso, J. P. Finley, H. Fleischhack, L. Fortson, A. Furniss, S. Griffin, M.

- Hütten, O. Hervet, J. Holder, T. B. Humensky, C. A. Johnson, P. Kaaret, P. Kar, D. Kieda, M. Krause, F. Krennrich, M. J. Lang, T. T. Y. Lin, G. Maier, S. McArthur, P. Moriarty, D. Nieto, S. O'Brien, R. A. Ong, A. N. Otte, M. Pohl, A. Popkow, E. Pueschel, J. Quinn, K. Ragan, P. T. Reynolds, G. T. Richards, E. Roache, A. C. Rovero, I. Sadeh, K. Shahinyan, D. Staszak, I. Telezhinsky, J. Tyler, S. P. Wakely, A. Weinstein, T. Weisgarber, P. Wilcox, A. Wilhelm, D. A. Williams, and B. Zitzer. Search for magnetically broadened cascade emission from blazars with VERITAS. *The Astrophysical Journal*, 835(2) :288, 2017. ISSN 0004-637X. doi : 10.3847/1538-4357/835/2/288.
- Timothy C. Arlen, Vladimir V. Vassilev, Thomas Weisgarber, Scott P. Wakely, and S. Yusef Shafi. Intergalactic Magnetic Fields and Gamma-Ray Observations of Extreme TeV Blazars. *ApJ*, 796(1) :18, 2014. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/796/1/18.
- Rafael Alves Batista, Andrej Dundovic, Martin Erdmann, Karl-Heinz Kampert, Daniel Kuempel, Gero Müller, Guenter Sigl, Arjen van Vliet, David Walz, and Tobias Winchen. CRPropa 3—a public astrophysical simulation framework for propagating extraterrestrial ultra-high energy particles. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2016(05) :038, 2016a. ISSN 1475-7516. doi : 10.1088/1475-7516/2016/05/038.
- Rafael Alves Batista, Andrey Saveliev, Guenter Sigl, and Tanmay Vachaspati. Probing Intergalactic Magnetic Fields with Simulations of Electromagnetic Cascades. *arXiv :1607.00320 [astro-ph]*, 2016b. arXiv : 1607.00320.
- V. Berezhinsky and O. Kalashev. High-energy electromagnetic cascades in extragalactic space : Physics and features. *Physical Review D*, 94(2) :023007, 2016. doi : 10.1103/PhysRevD.94.023007.
- Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter : evidence, candiyears and constraints. *Physics Reports*, 405(5) :279–390, 2005. ISSN 0370-1573. doi : 10.1016/j.physrep.2004.08.031.
- Pasquale Blasi, Scott Burles, and Angela V. Olinto. Cosmological magnetic field limits in an inhomogeneous universe. *The Astrophysical Journal Letters*, 514(2) :L79, 1999. ISSN 1538-4357. doi : 10.1086/311958.
- Avery E. Broderick, Philip Chang, and Christoph Pfrommer. The cosmological impact of luminous TeV blazars. i. implications of plasma instabilities for the intergalactic magnetic field and extragalactic gamma-ray background. *The Astrophysical Journal*, 752(1) :22, 2012. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/752/1/22.
- Wenlei Chen, James H. Buckley, and Francesc Ferrer. Search for GeV γ -Ray Pair Halos Around Low Redshift Blazars. *Phys. Rev. Lett.*, 115(21) :211103, 2015. doi : 10.1103/PhysRevLett.115.211103.
- H. E. S. S. Collaboration, H. Abdalla, A. Abramowski, F. Aharonian, F. Ait Benkhali, A. G. Akhperjanian, T. Andersson, E. O. Angüner, M. Arakawa, M. Arrieta, P. Aubert, M. Backes, A. Balzer, M. Barnard, Y. Becherini, J. Becker Tjus, D. Berge, S. Bernhard, K. Bernlöhr, R. Blackwell, M. Böttcher, C. Boisson, J. Bolmont, S. Bonnefoy, P. Bordas, J. Bregeon, F. Brun, P. Brun, M. Bryan, M. Büchele, T. Bulik, M. Capasso, J. Carr, S. Casanova, M. Cerruti, N. Chakraborty, R. C. G. Chaves, A. Chen, J. Chevalier, M. Coffaro, S. Colafrancesco, G. Cologna, B. Condon, J. Conrad, Y. Cui, I. D. Davids, J. Decock, B. Degrange, C. Deil, J. Devin, P. deWilt, L. Dirson, A. Djannati-Ataï, W. Domainko, A. Donath, L. O. C. Drury, K. Dutson, J. Dyks, T. Edwards, K. Egberts, P. Eger, J. P. Ernenwein, S. Eschbach, C. Farnier, S. Fegan, M. V. Fernandes, A. Fiasson, G. Fontaine, A. Förster, S. Funk, M. Füßling, S. Gabici, Y. A. Gallant, T. Garrigoux, G. Giavitto, B. Giebels, J. F. Glicenstein, D. Gottschall, A. Goyal, M. H. Grondin, J. Hahn, M. Haupt, J. Hawkes, G. Heinzlmann, G. Henri, G. Hermann, J. A. Hinton, W. Hofmann, C. Hoischen, T. L. Holch, M. Holler, D. Horns, A. Ivaschenko, H. Iwasaki, A. Jacholkowska, M. Jamroz, M. Janiak, D. Jankowsky, F. Jankowsky, M. Jingo, T. Jogler, L. Jouvin, I. Jung-Richardt, M. A. Kastendieck, K. Katarzynski, M. Katsuragawa, U. Katz, D. Kerszberg, D. Khangulyan, B. Khélifi, J. King, S. Klepser, D. Klochkov, W. Kluzniak, D. Kolitzus, Nu Komin, K. Kosack, S. Krakau, M. Kraus, P. P. Krüger, H. Laffon, G. Lamanna, J. Lau, J. P. Lees, J. Lefaucheur, V. Lefranc, A. Lemièrè, M. Lemoine-Goumard, J. P. Lenain, E. Leser, T. Lohse, M. Lorentz, R. Liu, R. Lopez-Coto, I. Lypova, V. Marandon, A. Marcowith, C. Mariaud, R. Marx, G. Maurin, N. Maxted, M. Mayer, P. J. Meintjes, M. Meyer, A. M. W. Mitchel, R. Moderski, M. Mohamed, L. Mohrmann, K. Morã, E. Mou-

- lin, T. Murach, S. Nakashima, M. de Naurois, F. Niederwanger, J. Niemiec, L. Oakes, P. O. Brien, H. Odaka, S. Ohm, M. Ostrowski, I. Oya, M. Padovani, M. Panter, R. D. Parsons, N. W. Pekeur, G. Pelletier, C. Perennes, P. O. Petrucci, B. Peyaud, Q. Piel, S. Pita, H. Poon, D. Prokhorov, H. Prokoph, G. Pühlhofer, M. Punch, A. Quirrenbach, S. Raab, R. Rauth, A. Reimer, O. Reimer, M. Renaud, R. de los Reyes, S. Richter, F. Rieger, C. Romoli, G. Rowell, B. Rudak, C. B. Rulten, V. Sahakian, S. Saito, D. Salek, D. A. Sanchez, A. Santangelo, M. Sasaki, R. Schlickeiser, F. Schüssler, A. Schulz, U. Schwanke, S. Schwemmer, M. Seglar-Arroyo, M. Settimo, A. S. Seyffert, N. Shafi, I. Shilon, R. Simoni, H. Sol, F. Spanier, G. Spengler, F. Spies, L. Stawarz, R. Steenkamp, C. Stegmann, K. Stycz, I. Sushch, T. Takahashi, J. P. Tavernet, T. Tavernier, A. M. Taylor, R. Terrier, L. Tibaldo, D. Tiziani, M. Tluczykont, C. Trichard, N. Tsuji, R. Tuffs, Y. Uchiyama, D. J. van der Walt, C. van Eldik, C. van Rensburg, B. van Soelen, G. Vasileiadis, J. Veh, C. Venter, A. Viana, P. Vincent, J. Vink, F. Voisin, H. J. Völk, T. Vuillaume, Z. Wadiasingh, S. J. Wagner, P. Wagner, R. M. Wagner, R. White, A. Wierzecholska, P. Willmann, A. Wörnlein, D. Wouters, R. Yang, D. Zaborov, M. Zacharias, R. Zanin, A. A. Zdziarski, A. Zech, F. Zefi, A. Ziegler, and N. Zywucka. Measurement of the EBL spectral energy distribution using the VHE gamma-ray spectra of h.e.s.s. blazars. 2017.
- Roscherr and Coppi. Constraining the intergalactic magnetic field with cascading TeV emission from cosmological GRBs. In *AIP Conference Proceedings*, volume 428, pages 760–764. AIP Publishing, 1998. doi : 10.1063/1.55297.
- P. D’Avezac, G. Dubus, and B. Giebels. Cascading on extragalactic background light. *A&A*, 469(3) : 857–860, 2007. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi : 10.1051/0004-6361:20066712.
- Alessandro De Angelis, Oriana Mansutti, and Marco Roncadelli. Axion-like particles, cosmic magnetic fields and gamma-ray astrophysics. *Physics Letters B*, 659(5) :847–855, 2008. ISSN 0370-2693. doi : 10.1016/j.physletb.2007.12.012.
- Charles D. Dermer. Statistics of cosmological black hole jet sources : Blazar predictions for the gamma-ray large area space telescope. *The Astrophysical Journal*, 659 :958–975, 2007. ISSN 0004-637X. doi : 10.1086/512533.
- Charles D. Dermer, Massimo Cavadini, Soebur Razzaque, Justin D. Finke, James Chiang, and Benoit Lott. Time Delay of Cascade Radiation for TeV Blazars and the Measurement of the Intergalactic Magnetic Field. *ApJ*, 733(2) :L21, 2011. ISSN 2041-8205. doi : 10.1088/2041-8205/733/2/L21.
- M. Di Mauro, F. Donato, and F. Calore. Diffuse gamma-ray emission from misaligned active galactic nuclei. *arXiv :1305.4200 [astro-ph, physics :hep-ph, physics :hep-th]*, 2013.
- M. Di Mauro, F. Donato, G. Lamanna, D. A. Sanchez, and P. D. Serpico. Diffuse γ -ray emission from unresolved BL lac objects. *The Astrophysical Journal*, 786 :129, 2014. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/786/2/129.
- K. Dolag, M. Kachelriess, S. Ostapchenko, and R. Tomas. Blazar halos as probe for extragalactic magnetic fields and maximal acceleration energy. *The Astrophysical Journal*, 703(1) :1078–1085, 2009. ISSN 0004-637X, 1538-4357. doi : 10.1088/0004-637X/703/1/1078.
- K. Dolag, M. Kachelriess, S. Ostapchenko, and R. Tomas. Lower limit on the strength and filling factor of extragalactic magnetic fields. *The Astrophysical Journal*, 727(1) :L4, 2011. ISSN 2041-8205, 2041-8213. doi : 10.1088/2041-8205/727/1/L4.
- Klaus Dolag, Dario Grasso, Volker Springel, and Igor Tkachev. Constrained simulations of the magnetic field in the local universe and the propagation of ultrahigh energy cosmic rays. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, (1) :009, 2005. ISSN 1475-7516. doi : 10.1088/1475-7516/2005/01/009.
- A. Domínguez, J. R. Primack, D. J. Rosario, F. Prada, R. C. Gilmore, S. M. Faber, D. C. Koo, R. S. Somerville, M. A. Pérez-Torres, P. Pérez-González, J.-S. Huang, M. Davis, P. Guhathakurta, P. Barmby, C. J. Conselice, M. Lozano, J. A. Newman, and M. C. Cooper. Extragalactic background light inferred from AEGIS galaxy-SED-type fractions. *MNRAS*, 410 :2556–2578, 2011. ISSN 0035-8711. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17631.x.

- Ruth Durrer and Andrii Neronov. Cosmological magnetic fields : their generation, evolution and observation. *A&ARv*, 21(1) :62, 2013. ISSN 0935-4956, 1432-0754. doi : 10.1007/s00159-013-0062-7.
- T. A. Dzhatdoev. On conservative models of “the pair-production anomaly” in blazar spectra at very high energies. *Journal of Physics : Conference Series*, 632(1) :012035, 2015. ISSN 1742-6596. doi : 10.1088/1742-6596/632/1/012035.
- A. Elyiv, A. Neronov, and D. Semikoz. Gamma-ray induced cascades and magnetic fields in intergalactic medium. *Phys. Rev. D*, 80(2), 2009. ISSN 1550-7998, 1550-2368. doi : 10.1103/PhysRevD.80.023010.
- Warren Essey, Shin’ichiro Ando, and Alexander Kusenko. Determination of intergalactic magnetic fields from gamma ray data. *Astroparticle Physics*, 35(3) :135–139, 2011. ISSN 0927-6505. doi : 10.1016/j.astropartphys.2011.06.010.
- A. Eungwanichayapant and F. Aharonian. Very High Energy Gamma Rays from $e\pm$ Pair Halos. *International Journal of Modern Physics D*, 18 :911–927, 2009. ISSN 0218-2718. doi : 10.1142/S0218271809014832.
- Brian D. Fields, Vasiliki Pavlidou, and Tijana Prodanović. Cosmic gamma-ray background from star-forming galaxies. *The Astrophysical Journal Letters*, 722 :L199–L203, 2010. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/2041-8205/722/2/L199.
- Justin D. Finke, Soebur Razzaque, and Charles D. Dermer. Modeling the Extragalactic Background Light from Stars and Dust. *AJ*, 712(1) :238–249, 2010. ISSN 0004-637X, 1538-4357. doi : 10.1088/0004-637X/712/1/238.
- Alberto Franceschini, Giulia Rodighiero, and Mattia Vaccari. The extragalactic optical-infrared background radiations, their time evolution and the cosmic photon-photon opacity. *A&A*, 487(3) :837–852, 2008. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi : 10.1051/0004-6361:200809691.
- Giulia Franceschini, Alberto and Rodighiero. The extragalactic background light revisited and the cosmic photon-photon opacity. *arXiv :1705.10256 [astro-ph]*, 2017.
- Steven R. Furlanetto and Abraham Loeb. Intergalactic magnetic fields from quasar outflows. *The Astrophysical Journal*, 556(2) :619, 2001. ISSN 0004-637X. doi : 10.1086/321630.
- J. Giacalone and J. R. Jokipii. Charged-particle motion in multidimensional magnetic-field turbulence. *The Astrophysical Journal Letters*, 430 :L137–L140, 1994. ISSN 0004-637X. doi : 10.1086/187457.
- Rudy C. Gilmore, Rachel S. Somerville, Joel R. Primack, and Alberto Domínguez. Semi-analytic modelling of the extragalactic background light and consequences for extragalactic gamma-ray spectra. *MNRAS*, 422 :3189–3207, 2012. ISSN 0035-8711. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.20841.x.
- V. L. Ginzburg and S. I. Syrovatskii. Cosmic magnetobremstrahlung (synchrotron radiation). *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 3 :297, 1965. ISSN 0066-4146. doi : 10.1146/annurev.aa.03.090165.001501.
- Robert J. Gould and Gérard P. Schröder. Pair production in photon-photon collisions. *Physical Review*, 155 :1404–1407, 1967. ISSN 1536-6065. doi : 10.1103/PhysRev.155.1404.
- Abazajian Kevork N. Harding, J. Patrick. Models of the contribution of blazars to the anisotropy of the extragalactic diffuse gamma-ray background. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 11 :026, 2012. ISSN 1475-7516. doi : 10.1088/1475-7516/2012/11/026.
- Carl Heiles and T. H. Troland. The millennium arecibo 21 centimeter absorption-line survey. III. techniques for spectral polarization and results for stokes v. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 151(2) : 271, 2004. ISSN 0067-0049. doi : 10.1086/381753.
- A. M. Hillas. Cosmic rays : Recent progress and some current questions. *arXiv :astro-ph/0607109*, 2006.
- David W. Hogg. Distance measures in cosmology. *arXiv :astro-ph/9905116*, 2000.

- H. Huan, T. Weisgarber, T. Arlen, and S. P. Wakely. A new model for gamma-ray cascades in extragalactic magnetic fields. *The Astrophysical Journal Letters*, 735 :L28, 2011. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/2041-8205/735/2/L28.
- Kiyotomo Ichiki, Susumu Inoue, and Keitaro Takahashi. Probing the Nature of the Weakest Intergalactic Magnetic Fields with the High-Energy Emission of Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 682(1) :127, 2008. ISSN 0004-637X. doi : 10.1086/588275.
- Yoshiyuki Inoue. Contribution of gamma-ray-loud radio galaxies' core emissions to the cosmic MeV and GeV gamma-ray background radiation. *The Astrophysical Journal*, 733(1) :66, 2011. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/733/1/66.
- Gerard Jungman, Marc Kamionkowski, and Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Physics Reports*, 267(5) :195–373, 1996. ISSN 0370-1573. doi : 10.1016/0370-1573(95)00058-5.
- M. Kachelrieß. Constraints from electromagnetic cascades in the EBL. In *25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, page 224, 2010.
- M. Kachelriess, S. Ostapchenko, and R. Tomas. ELMAG : A Monte Carlo simulation of electromagnetic cascades on the extragalactic background light and in magnetic fields. *Computer Physics Communications*, 183(4) :1036–1043, 2012. ISSN 00104655. doi : 10.1016/j.cpc.2011.12.025.
- Tina Kahniashvili and Tanmay Vachaspati. Detection of magnetic helicity. *Physical Review D*, 73(6) :063507, 2006. doi : 10.1103/PhysRevD.73.063507.
- Karl-Heinz Kampert, Jörg Kulbartz, Luca Maccione, Nils Nierstenhoefer, Peter Schiffer, Günter Sigl, and Arjen René van Vliet. CRPropa 2.0 – a public framework for propagating high energy nuclei, secondary gamma rays and neutrinos. *Astroparticle Physics*, 42 :41–51, 2013. ISSN 0927-6505. doi : 10.1016/j.astropartphys.2012.12.001.
- K. Katarzyński, G. Ghisellini, F. Tavecchio, J. Gracia, and L. Maraschi. Hard TeV spectra of blazars and the constraints to the infrared intergalactic background. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters*, 368(1) :L52–L56, 2006. ISSN 1745-3925. doi : 10.1111/j.1745-3933.2006.00156.x.
- A. Kempf, P. Kilian, and F. Spanier. Energy loss in intergalactic pair beams : Particle-in-cell simulation. *Astronomy & Astrophysics*, 585 :A132, 2016. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi : 10.1051/0004-6361/201527521.
- T. M. Kneiske and H. Dole. A lower-limit flux for the extragalactic background light. *A&A*, 515 :A19, 2010. ISSN 0004-6361. doi : 10.1051/0004-6361/200912000.
- H. Krawczynski, P. S. Coppi, T. Maccarone, and F. A. Aharonian. X-ray/TeV-gamma-ray observations of several strong flares of Mkn 501 during 1997 and implications. *A&A*, 353 :97–107, 2000. ISSN 0004-6361.
- P. P. Kronberg. Extragalactic magnetic fields. *Reports on Progress in Physics*, 57(4) :325, 1994. ISSN 0034-4885. doi : 10.1088/0034-4885/57/4/001.
- Philipp P. Kronberg. Time trials test the field. *Nature*, 374(6521) :404–405, 1995. doi : 10.1038/374404a0.
- Fabien Lacasa. Non-gaussianity and extragalactic foregrounds to the cosmic microwave background. *arXiv :1406.0441 [astro-ph]*, 2014.
- Brian C. Lacki, Shunsaku Horiuchi, and John F. Beacom. The star-forming galaxy contribution to the cosmic MeV and GeV gamma-ray background. *The Astrophysical Journal*, 786 :40, 2014. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/786/1/40.
- Guilaine Lagache, Jean-Loup Puget, and Hervé Dole. Dusty infrared galaxies : Sources of the cosmic infrared background. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 43(1) :727–768, 2005. doi : 10.1146/annurev.astro.43.072103.150606.

- Andrew J. Long and Tanmay Vachaspati. Morphology of blazar-induced gamma ray halos due to a helical intergalactic magnetic field. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2015(09) :065–065, 2015. ISSN 1475-7516. doi : 10.1088/1475-7516/2015/09/065.
- Ryu Makiya, Tomonori Totani, and Masakazu A. R. Kobayashi. Contribution from star-forming galaxies to the cosmic gamma-ray background radiation. *The Astrophysical Journal*, 728 :158, 2011. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/728/2/158.
- Julien Malzac, Docteur De, Sabatier Toulouse Iii, Spécialité Astrophysique, M. Gilles, Henri President, M. Jean-marie, Mme Laura, Mme Elisabeth, Jourdain Directeure These, Laurent Examineur, M. Dominique, Lequeau Examineur, M. Michel, Tagger Examineur, M. Gilbert, and Vedrenne Examineur. *Modélisation de l'émission X et gamma des objets compacts par les méthodes Monte-Carlo*. Manuscrit de thèse.
- U. Menzler and R. Schlickeiser. The reduction of distant blazars' inverse compton cascade emission by plasma instability induced beam plateauing. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 448(4) : 3405–3413, 2015. ISSN 0035-8711. doi : 10.1093/mnras/stv232.
- Manuel Meyer, Daniele Montanino, and Jan Conrad. On detecting oscillations of gamma rays into axion-like particles in turbulent and coherent magnetic fields. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2014(9) :003, 2014. ISSN 1475-7516. doi : 10.1088/1475-7516/2014/09/003.
- Manuel Meyer, Jan Conrad, and Hugh Dickinson. Sensitivity of the Cherenkov Telescope Array to the Detection of Intergalactic Magnetic Fields. *The Astrophysical Journal*, 827 :147, 2016. ISSN 0004-637X. doi : 10.3847/0004-637X/827/2/147.
- Francesco Miniati and Andrii Elyiv. Relaxation of blazar-induced pair beams in cosmic voids. *The Astrophysical Journal*, 770(1) :54, 2013. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/770/1/54.
- Kohta Murase, Keitaro Takahashi, Susumu Inoue, Kiyomoto Ichiki, and Shigehiro Nagataki. Probing Intergalactic Magnetic Fields in the GLAST Era through Pair Echo Emission from TeV Blazars. *ApJ*, 686(2) :L67, 2008. ISSN 1538-4357. doi : 10.1086/592997.
- A. Neronov and D. V. Semikoz. A method of measurement of extragalactic magnetic fields by TeV gamma ray telescopes. *JETP Letters*, 85(10) :473–477, 2007. doi : 10.1134/S0021364007100013.
- A. Neronov and D. V. Semikoz. Extragalactic very high energy gamma-ray background. 757(1) :61, 2012. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/757/1/61.
- A. Neronov, D. Semikoz, M. Kachelriess, S. Ostapchenko, and A. Elyiv. Degree-scale GeV “jets” from active and dead TeV Blazars. *ApJ*, 719(2) :L130, 2010. ISSN 2041-8205. doi : 10.1088/2041-8205/719/2/L130.
- A. Neronov, D. V. Semikoz, P. G. Tinyakov, and I. I. Tkachev. No evidence for gamma-ray halos around active galactic nuclei resulting from intergalactic magnetic fields. *A&A*, 526 :A90, 2011. ISSN 0004-6361. doi : 10.1051/0004-6361/201015892.
- A. Neronov, D. Semikoz, and A. M. Taylor. Very hard gamma-ray emission from a flare of mrk 501. *Astronomy and Astrophysics*, 541 :A31, 2012. ISSN 0004-6361. doi : 10.1051/0004-6361/201117083.
- A. Neronov, A. M. Taylor, C. Tchernin, and I. Vovk. Measuring the correlation length of intergalactic magnetic fields from observations of gamma-ray induced cascades. *A&A*, 554 :A31, 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321294.
- A. Neronov, D. V. Semikoz, and K. Ptitsyna. Strong constraint on hadronic models of blazar activity from Fermi and IceCube stacking analysis. *Astronomy & Astrophysics*, 603 :A135, 2017. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi : 10.1051/0004-6361/201630098. arXiv : 1611.06338.
- Andrii Neronov and Ievgen Vovk. Evidence for Strong Extragalactic Magnetic Fields from Fermi Observations of TeV Blazars. *Science*, 328 :73, 2010. ISSN 0036-8075. doi : 10.1126/science.1184192.

- A. I. Nikishov. Absorption of high-energy photons in the universe. *Soviet Physics JETP*, 14(2) :393–394, 1962.
- P. L. Nolan, A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort, E. Antolini, W. B. Atwood, M. Axelson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, K. Bechtol, A. Belfiore, R. Bellazzini, B. Berenji, G. F. Bignami, R. D. Blandford, E. D. Bloom, E. Bonamente, J. Bonnell, A. W. Borgland, E. Bottacini, A. Bouvier, T. J. Brandt, J. Bregeon, M. Brigida, P. Bruel, R. Buehler, T. H. Burnett, S. Buson, G. A. Caliandro, R. A. Cameron, R. Campana, B. Cañadas, A. Cannon, P. A. Caraveo, J. M. Casandjian, E. Cavazzuti, M. Ceccanti, C. Cecchi, Ö. Çelik, E. Charles, A. Chekhtman, C. C. Cheung, J. Chiang, R. Chipaux, S. Ciprini, R. Claus, J. Cohen-Tanugi, L. R. Cominsky, J. Conrad, R. Corbet, S. Cutini, F. D’Ammando, D. S. Davis, A. de Angelis, M. E. DeCesar, M. DeKlotz, A. De Luca, P. R. den Hartog, F. de Palma, C. D. Dermer, S. W. Digel, E. do Couto e. Silva, P. S. Drell, A. Drlica-Wagner, R. Dubois, D. Dumora, T. Enoto, L. Escande, D. Fabiani, L. Falletti, C. Favuzzi, S. J. Fegan, E. C. Ferrara, W. B. Focke, P. Fortin, M. Frailis, Y. Fukazawa, S. Funk, P. Fusco, F. Gargano, D. Gasparrini, N. Gehrels, S. Germani, B. Giebels, N. Giglietto, P. Giommi, F. Giordano, M. Giroletti, T. Glanzman, G. Godfrey, I. A. Grenier, M.-H. Grondin, J. E. Grove, L. Guillemot, S. Guiriec, M. Gustafsson, D. Hadasch, Y. Hanabata, A. K. Harding, M. Hayashida, E. Hays, A. B. Hill, D. Horan, X. Hou, R. E. Hughes, G. Iafrate, R. Itoh, G. Jóhannesson, R. P. Johnson, T. E. Johnson, A. S. Johnson, T. J. Johnson, T. Kamae, H. Katagiri, J. Kataoka, J. Katsuta, N. Kawai, M. Kerr, J. Knödseder, D. Kocevski, M. Kuss, J. Lande, D. Landriu, L. Latronico, M. Lemoine-Goumard, A. M. Lionetto, M. Llana Garde, F. Longo, F. Loparco, B. Lott, M. N. Lovellette, P. Lubrano, G. M. Madejski, M. Marelli, E. Massaro, M. N. Mazziotta, W. McConville, J. E. McEnery, J. Mehault, P. F. Michelson, M. Minuti, W. Mitthumsiri, T. Mizuno, A. A. Moiseev, M. Mongelli, C. Monte, M. E. Monzani, A. Morselli, I. V. Moskalenko, S. Murgia, T. Nakamori, M. Naumann-Godo, J. P. Norris, E. Nuss, T. Nymark, M. Ohno, T. Ohsugi, A. Okumura, N. Omodei, E. Orlando, J. F. Ormes, M. Ozaki, D. Paneque, J. H. Panetta, D. Parent, J. S. Perkins, M. Pesce-Rollins, M. Pierbattista, M. Pinchera, F. Piron, G. Pivato, T. A. Porter, J. L. Racusin, S. Rainò, R. Rando, M. Razzano, S. Razzaque, A. Reimer, O. Reimer, T. Reposeur, S. Ritz, L. S. Rochester, R. W. Romani, M. Roth, R. Rousseau, F. Ryde, H. F.-W. Sadrozinski, D. Salvetti, D. A. Sanchez, P. M. Saz Parkinson, C. Sbarra, J. D. Scargle, T. L. Schalk, C. Sgrò, M. S. Shaw, C. Shrader, E. J. Siskind, D. A. Smith, G. Spandre, P. Spinelli, T. E. Stephens, M. S. Strickman, D. J. Suson, H. Tajima, H. Takahashi, T. Takahashi, T. Tanaka, J. G. Thayer, J. B. Thayer, D. J. Thompson, L. Tibaldo, O. Tibolla, F. Tinebra, M. Tinivella, D. F. Torres, G. Tosti, E. Troja, Y. Uchiyama, J. Vandenbroucke, A. Van Etten, B. Van Klaveren, V. Vasileiou, G. Vianello, V. Vitale, A. P. Waite, E. Wallace, P. Wang, M. Werner, B. L. Winer, D. L. Wood, K. S. Wood, M. Wood, Z. Yang, and S. Zimmer. Fermi large area telescope second source catalog. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 199 :31, 2012. ISSN 0067-0049. doi : 10.1088/0067-0049/199/2/31.
- Foteini Oikonomou, Kohta Murase, and Kumiko Kotera. Synchrotron pair halo and echo emission from blazars in the cosmic web : application to extreme TeV blazars. *Astronomy & Astrophysics*, 568 :A110, 2014. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi : 10.1051/0004-6361/201423798.
- R. Plaga. Detecting intergalactic magnetic fields using time delays in pulses of γ -rays. *Nature*, 374(6521) : 430–432, 1995. doi : 10.1038/374430a0.
- L. A. Pozdnyakov, I. M. Sobol, and R. A. Syunyaev. Comptonization and the shaping of x-ray source spectra - monte carlo calculations. *Astrophysics and Space Physics Reviews*, 2 :189–331, 1983.
- William H. Press, Brian P. Flannery, Saul A. Teukolsky, and William T. Vetterling. *Numerical Recipes in Fortran 90 : The Art of Parallel Scientific Computing*. Number vol. 2 in Fortran numerical recipes. Cambridge University Press, 1996. ISBN 978-0-521-57439-6.
- D. A. Prokhorov and A. Moraghan. A search for pair haloes around active galactic nuclei through a temporal analysis of Fermi-Large Area Telescope data. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 457 (3) :2433–2444, 2016. ISSN 0035-8711, 1365-2966. doi : 10.1093/mnras/stw056.
- R. J. Protheroe. Effect of electron-photon cascading on the observed energy spectra of extragalactic sources

- of ultra-high-energy gamma-rays. *MNRAS*, 221 :769–788, 1986. ISSN 0035-8711. doi : 10.1093/mnras/221.4.769.
- Andrey Savelyev, Karsten Jedamzik, and Günter Sigl. Evolution of helical cosmic magnetic fields as predicted by magnetohydrodynamic closure theory. *Physical Review D*, 87(12) :123001, 2013. doi : 10.1103/PhysRevD.87.123001.
- Michael Schirber and James S. Bullock. Faint active galactic nuclei and the ionizing background. *The Astrophysical Journal*, 584(1) :110, 2003. ISSN 0004-637X. doi : 10.1086/345662.
- R. Schlickeiser, D. Ibscher, and M. Supsar. Plasma effects on fast pair beams in cosmic voids. *The Astrophysical Journal*, 758(2) :102, 2012. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/758/2/102.
- Mariangela Settimo and Manlio De Domenico. Propagation of extragalactic photons at ultra-high energy with the EleCa code. *Astroparticle Physics*, 62 :92–99, 2015. ISSN 09276505. doi : 10.1016/j.astropartphys.2014.07.011. arXiv : 1311.6140.
- Günter Sigl. Cosmological magnetic fields from primordial helical seeds. *Physical Review D*, 66(12) :123002, 2002. doi : 10.1103/PhysRevD.66.123002.
- J. Singal, V. Petrosian, and M. Ajello. Flux and photon spectral index distributions of fermi-LAT blazars and contribution to the extragalactic gamma-ray background. *The Astrophysical Journal*, 753 :45, 2012. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/753/1/45.
- Lorenzo Sironi and Dimitrios Giannios. Relativistic pair beams from TeV blazars : A source of reprocessed GeV emission rather than intergalactic heating. *The Astrophysical Journal*, 787(1) :49, 2014. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/787/1/49.
- H. Sol, A. Zech, C. Boisson, U. Barres de Almeida, J. Biteau, J. L. Contreras, B. Giebels, T. Hassan, Y. Inoue, K. Katarzyński, H. Krawczynski, N. Mirabal, J. Poutanen, F. Rieger, T. Totani, W. Benbow, M. Cerruti, M. Errando, L. Fallon, E. de Gouveia Dal Pino, J. A. Hinton, S. Inoue, J. P. Lenain, A. Neronov, K. Takahashi, H. Takami, and R. White. Active galactic nuclei under the scrutiny of CTA. *Astroparticle Physics*, 43 :215–240, 2013. ISSN 0927-6505. doi : 10.1016/j.astropartphys.2012.12.005.
- P. Sreekumar, D. L. Bertsch, B. L. Dingus, J. A. Esposito, C. E. Fichtel, R. C. Hartman, S. D. Hunter, G. Kanbach, D. A. Kniffen, Y. C. Lin, H. A. Mayer-Hasselwander, P. F. Michelson, C. von Montigny, A. Mücke, R. Mukherjee, P. L. Nolan, M. Pohl, O. Reimer, E. Schneid, J. G. Stacy, F. W. Stecker, D. J. Thompson, and T. D. Willis. EGRET observations of the extragalactic gamma-ray emission. *The Astrophysical Journal*, 494(2) :523, 1998. ISSN 0004-637X. doi : 10.1086/305222.
- 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. *ApJ*, 390 :L49–L52, 1992. ISSN 0004-637X. doi : 10.1086/186369.
- Floyd W. Stecker and Tonia M. Venters. Components of the extragalactic gamma-ray background. *The Astrophysical Journal*, 736 :40, 2011. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/736/1/40.
- Andrew W. Strong, Igor V. Moskalenko, and Olaf Reimer. A new determination of the extragalactic diffuse gamma-ray background from EGRET data. *The Astrophysical Journal*, 613(2) :956, 2004. ISSN 0004-637X. doi : 10.1086/423196.
- Keitaro Takahashi, Kohta Murase, Kiyotomo Ichiki, Susumu Inoue, and Shigehiro Nagataki. Detectability of Pair Echoes from Gamma-Ray Bursts and Intergalactic Magnetic Fields. *ApJ*, 687(1) :L5, 2008. ISSN 1538-4357. doi : 10.1086/593118.
- R. C. Tautz and A. Dosch. On numerical turbulence generation for test-particle simulations. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 20(2) :022302, 2013. ISSN 1070-664X, 1089-7674. doi : 10.1063/1.4789861.
- F. Tavecchio, G. Ghisellini, G. Ghirlanda, L. Costamante, and A. Franceschini. The hard TeV spectrum of 1es 0229+200 : new clues from Swift. *MNRAS*, 399(1) :L59–L63, 2009. ISSN 1745-3925, 1745-3933. doi : 10.1111/j.1745-3933.2009.00724.x.

- F. Tavecchio, G. Ghisellini, L. Foschini, G. Bonnoli, G. Ghirlanda, and P. Coppi. The intergalactic magnetic field constrained by Fermi/Large Area Telescope observations of the TeV blazar 1es 0229+200. *MNRAS*, 406(1) :L70–L74, 2010. ISSN 1745-3925, 1745-3933. doi : 10.1111/j.1745-3933.2010.00884.x.
- A. M. Taylor, I. Vovk, and A. Neronov. Extragalactic magnetic fields constraints from simultaneous GeV-TeV observations of blazars. *A&A*, 529 :A144, 2011. ISSN 0004-6361. doi : 10.1051/0004-6361/201116441.
- Todd A. Thompson, Eliot Quataert, and Eli Waxman. The starburst contribution to the extragalactic γ -ray background. *The Astrophysical Journal*, 654, 2007. ISSN 0004-637X. doi : 10.1086/509068.
- T. M. Venters and V. Pavlidou. Probing the intergalactic magnetic field with the anisotropy of the extragalactic gamma-ray background. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 432(4) :3485–3494, 2013. ISSN 0035-8711, 1365-2966. doi : 10.1093/mnras/stt697.
- Tonia M. Venters. Contribution to the extragalactic gamma-ray background from the cascades of very-high energy gamma rays. *arXiv :0912.3794 [astro-ph]*, 2009.
- Tonia M. Venters and Vasiliki Pavlidou. The spectral index distribution of EGRET blazars : Prospects for GLAST. *The Astrophysical Journal*, 666 :128–138, 2007. ISSN 0004-637X. doi : 10.1086/519487.
- Tonia M. Venters, Vasiliki Pavlidou, and Luis C. Reyes. The extragalactic background light absorption feature in the blazar component of the extragalactic gamma-ray background. *The Astrophysical Journal*, 703(2) :1939, 2009. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/703/2/1939.
- P. Veres, C. D. Dermer, and K. S. Dhuga. Properties of the intergalactic magnetic field constrained by gamma-ray observations of gamma-ray bursts. *arXiv :1705.08531 [astro-ph]*, 2017.
- A. E. Vladimirov, S. W. Digel, G. Jóhannesson, P. F. Michelson, I. V. Moskalenko, P. L. Nolan, E. Orlando, T. A. Porter, and A. W. Strong. GALPROP WebRun : An internet-based service for calculating galactic cosmic ray propagation and associated photon emissions. *Computer Physics Communications*, 182 : 1156–1161, May 2011. doi : 10.1016/j.cpc.2011.01.017.
- Ie Vovk, A. M. Taylor, D. Semikoz, and A. Neronov. Fermi/LAT Observations of 1es 0229+200 : Implications for Extragalactic Magnetic Fields and Background Light. *ApJ*, 747(1) :L14, 2012. ISSN 2041-8205. doi : 10.1088/2041-8205/747/1/L14.
- J. Wdowczyk, W. Tkaczyk, and A. W. Wolfendale. Primary cosmic γ -rays above 10^{12} eV. *Journal of Physics A : General Physics*, 5(9) :1419, 1972. ISSN 0022-3689. doi : 10.1088/0305-4470/5/9/015.

Annexe A

Calcul des interactions

A.1 Production de paires

A.1.1 Section efficace différentielle

Dans le référentiel du centre des moments, le photon gamma incident est décrit par une énergie E_γ^* et une direction \vec{n}_* . La section efficace angulaire qui donne la probabilité que ce photon produise une paire de leptons avec un photon cible arrivant avec un angle $\mu = \cos \theta$ par rapport à la direction d'arrivée \vec{n}_* , est :

$$\frac{d\sigma_{ic}}{d\mu}(E_e^*, \mu) = \frac{3\sigma_T \beta_*}{16 \gamma_*^2} \frac{1 - \mu^4 \beta_*^4 + 2\beta_*^2 \sin^2 \theta / \gamma_*^2}{(1 - \mu^2 \beta_*^2)^2}, \quad (\text{A.1})$$

où $v_* = \beta_* c$ et $E_e^* = \gamma_* m_e c^2$ sont respectivement la vitesse et l'énergie des leptons produits dans le référentiel du centre des moments.

A.1.2 Section efficace totale

Dans le référentiel d'un observateur, la section efficace totale d'annihilation d'un photon d'énergie E_γ avec un photon cible ϵ et un angle d'interaction θ est (Gould and Schröder 1967) :

$$\sigma_{pp}(\epsilon, E_\gamma, \theta) = \frac{1}{2} \pi r_0^2 (1 - \beta^2) \left[(3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) - 2\beta(2 - \beta^2) \right], \quad (\text{A.2})$$

où $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$ est le rayon classique de l'électron et βc est la vitesse de l'électron (et du positron) dans le référentiel du centre des moments.

En pratique, il est plus pratique d'utiliser la variable $s = (E_e/mc^2)^2$ qui correspond au carré du facteur de Lorentz des leptons dans le centre des moments. La conservation de l'énergie et de l'impulsion permet d'exprimer cette dernière variable en fonction de énergies ϵ et E_γ du photon cible et du photon gamma ainsi que de leur angle d'interaction θ :

$$s = \left(\frac{E_e}{mc^2} \right)^2 = \frac{\epsilon E_\gamma}{2m^2 c^4} (1 - \cos \theta) \quad (\text{A.3})$$

et

$$\beta = \|\vec{p}\| \frac{c}{E_e} = \sqrt{1 - \frac{1}{s}}. \quad (\text{A.4})$$

Il ne peut y avoir interaction que si $s > 1$ (condition de seuil).

A.1.3 Profondeur optique d'interaction

La section efficace totale intervient dans le calcul de la probabilité d'absorption des gamma. En pratique, l'hypothèse de photons cibles isotropes permet de séparer l'intégrale sur les angles. L'intégrale 2.5 peut se calculer grace au changement de variable θ vers s (Gould and Schröder 1967).

$$\frac{d\tau_{\gamma\gamma}}{dl} = \pi r_0^2 \left(\frac{m^2 c^4}{E_\gamma} \right)^2 \int_{m^2 c^4 / E_\gamma}^{\infty} \epsilon^2 n(\epsilon) \bar{\varphi}[s_0(\epsilon)] d\epsilon, \quad (\text{A.5})$$

où

$$\bar{\varphi}[s_0(\epsilon)] = \int_1^{s_0(\epsilon)} \frac{2s\sigma_{pp}(s)}{\pi r_0^2} ds. \quad (\text{A.6})$$

Cette dernière fonction ne peut pas s'exprimer de manière totalement analytique. Elle peut cependant être développée sous la forme¹ :

$$\bar{\varphi}[s_0(\epsilon)] = \frac{1 + \beta_0^2}{1 - \beta_0^2} \ln \omega_0 - \beta_0^2 \ln \omega_0 - (\ln \omega_0)^2 - \frac{4\beta_0}{1 - \beta_0^2} + 2\beta_0 + 4 \ln \omega_0 \ln(\omega_0 + 1) - 4L(\omega_0), \quad (\text{A.7})$$

avec

$$\beta_0 = 1 - \frac{1}{s_0}, \quad \omega_0 = \frac{1 + \beta_0}{1 - \beta_0} \quad (\text{A.8})$$

et

$$L(\omega_0) = \int_1^{\omega_0} \omega^{-1} \ln(\omega + 1) d\omega \quad (\text{A.9})$$

$$= \frac{1}{2} \ln^2 \omega_0 + \frac{\pi^2}{12} - \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} n^{-2} \omega_0^{-n}. \quad (\text{A.10})$$

Le développement en série entière de cette dernière fonction $L(\omega_0)$ est plus rapide numériquement à calculer que l'intégration par une méthode de Gauss-Legendre de l'équation A.7.

A.2 Diffusion Compton

A.2.1 Section efficace différentielle

Dans le référentiel du centre de masse des leptons, la incidente est décrite par une énergie E_e^* et une direction \vec{n}_* . La section efficace angulaire qui donne la probabilité que ce lepton interagisse avec un photon cible arrivant avec un angle $\mu = \cos \theta$ par rapport à la direction \vec{n}_* , est :

$$\frac{d\sigma_{ic}}{d\mu}(E_e^*, \mu) = \frac{3\sigma_T}{8} \left(\frac{\epsilon'_*}{E_e^*} \right)^2 \left(\frac{\epsilon'_*}{E_e^*} + \frac{E_e^*}{\epsilon'_*} - \sin^2 \theta \right), \quad (\text{A.11})$$

où $\epsilon'_* = E_e^*/(1 + E_e^*(1 - \mu))$ est l'énergie du photon diffusé dans le référentiel au repos du lepton et $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3$ la section efficace de Thomson où $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$ est le rayon classique de l'électron (avec e la charge élémentaire de l'électron et $m_e c^2$ sa masse au repos).

A.2.2 Section efficace totale

La section efficace totale est l'intégration sur tous les angles d'incidence possibles de la section efficace différentielle :

$$\sigma_{ic}(E_e^*) = \int_{-1}^1 \frac{d\sigma_{ic}}{d\mu} d\mu \quad (\text{A.12})$$

1. Notons la correction d'un facteur 4 devant le $L(\omega_0)$ par rapport à Gould and Schröder (1967).

Cette section efficace de Klein - Nishina qui traduit la probabilité d'un photon d'énergie ϵ d'interagir avec un lepton d'énergie E_e avec un angle θ dans le référentiel de l'observateur, est donnée par :

$$\sigma_{ic}(\epsilon, \theta, E_e) = \frac{3\sigma_T}{4x} \left[\left(1 - \frac{4}{x} - \frac{8}{x^2}\right) \ln(1+x) + \frac{1}{2} + \frac{8}{x} - \frac{1}{2(1+x)^2} \right], \quad (\text{A.13})$$

avec $xm_e c^2$ est l'énergie du photon dans le référentiel de l'électron

$$x = 2\gamma \left(1 - \frac{\cos \theta}{\sqrt{1-\gamma^{-2}}}\right) \frac{\epsilon}{mc^2}, \quad (\text{A.14})$$

où $\gamma = \frac{E_e}{mc^2}$.

A.2.3 Profondeur optique d'interaction

La section efficace totale est utilisée dans le calcul de la distance d'interaction Compton. Quand on suppose la distribution de photons cibles isotropes, l'intégration sur les angles se sépare.

Le taux d'interaction se calcule :

$$\frac{d\tau_{ic}}{dl} = \int_0^\infty n(\epsilon) \int_{-1}^1 \frac{1}{2} (1 - \beta\mu) \sigma_c d\mu d\epsilon \quad (\text{A.15})$$

où $n(\epsilon)$ est la densité de photons cibles, β est le facteur de Lorentz de l'électron et $\mu = \cos \theta$ est le cosinus de l'angle de collision entre l'électron et le photon cible.

L'intégrale sur $\cos \theta$ peut se réécrire :

$$R(\epsilon) = \int_{-1}^1 \frac{1}{2} (1 - \beta\mu) \sigma_c d\mu \quad (\text{A.16})$$

$$= \frac{3\sigma_T}{32\gamma^2\beta\omega^2} \int_{2\gamma(1-\beta)\omega}^{2\gamma(1+\beta)\omega} \left[\left(1 - \frac{4}{x} - \frac{8}{x^2}\right) \ln(1+x) + \frac{1}{2} + \frac{8}{x} - \frac{1}{2(1+x)^2} \right] dx. \quad (\text{A.17})$$

Annexe B

Calcul du transport des leptons

Les cascades se développant sur des distances cosmologiques, il est nécessaire de prendre en compte l'expansion de l'Univers dans le transport des leptons.

B.1 Modèle d'Univers

Le déplacement des particules dépend de la topologie de l'Univers. Dans ce manuscrit, on utilise la métrique de Friedmann - Lemaitre - Robertson - Walker :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right), \quad (\text{B.1})$$

où $a(t)$ est le facteur d'échelle qui évolue avec le redshift z comme

$$a(z) = \frac{1}{1 + z}. \quad (\text{B.2})$$

r est la distance comobile. L'Univers est supposé homogène et isotrope. Sous ces hypothèses, la mesure actuelle est compatible avec un Univers plat (courbure $k = 0$). De plus la distance parcourue ne dépendant pas de la direction choisie, tous les angles sont équivalents, en particulier $\theta = 0$ et $\varphi = 0$. Donc la métrique se simplifie :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) dr^2. \quad (\text{B.3})$$

La première équation Friedmann - Lemaitre est donnée par :

$$\begin{aligned} H^2 &= \left(\frac{da(t)/dt}{a(t)} \right)^2 \\ &= \frac{8\pi G}{3} \rho + \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{kc^2}{R^2}, \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

où H est le taux d'expansion, $G = 6.67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{g}^{-1}$ est la constante gravitationnelle, ρ est la densité d'énergie comprise dans une sphère de rayon R et $\Lambda = 8\pi G/c^4$ est la constante d'Einstein.

Sachant que ρ et R évoluent comme $\rho a^3(t) = \rho_0$ (ρ_0 est densité initiale) et $Ra(t) = R_0$ (R_0 le rayon initial de la sphère) et en prenant en compte l'évolution du facteur d'échelle (B.2), l'équation devient :

$$H^2(z) = H_0^2 \left(\Omega_M (1 + z)^3 + \Omega_k (1 + z)^2 + \Omega_\Lambda \right), \quad (\text{B.5})$$

où $\Omega_M = (8\pi G \rho_0)/(3H_0^2)$ est la densité de matière, $\Omega_\Lambda = (\Lambda c^2)/(3H_0^2)$ est la constante cosmologique de l'Univers aujourd'hui ($z = 0$) et $\Omega_k = 1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda$ est la densité de "courbure spatiale". Dans ce manuscrit, toutes les applications seront faire pour le modèle de concordance Λ CDM pour un Univers plat :

$$\begin{aligned} H_0 &= 67.8 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}, \\ \Omega_M &= 0.3, \quad \Omega_k = 0 \text{ et } \Omega_\Lambda = 0.7. \end{aligned}$$

B.2 Relation temps - redshift

L'expansion de l'Univers impactant conjointement le temps et l'espace, il est plus simple dans ce cas d'exprimer cette évolution en termes de redshift dans le cadre du modèle de concordance.

En dérivant l'équation B.2 par rapport au temps ($da/dt = (da/dz)(dz/dt)$) et en la réintroduisant dans l'équation de Friedmann - Lemaitre (équation B.5), le temps cosmique qui s'écoule entre un redshift z_0 et un redshift z s'exprime alors avec l'intégrale

$$\Delta t = \int_z^{z_0} \frac{dz'}{(1+z')H(z')}. \quad (\text{B.6})$$

Sauf mention contraire, c'est à ce temps cosmique qu'il sera fait référence par la suite.

B.3 Transport des leptons

Pour le transport des leptons, il faut tenir compte de la déviation liée au champ magnétique extragalactique. Donc, contrairement aux photons, les leptons parcourent des géodésiques non nulles du fait de l'application de la force de Lorentz f^μ . L'équation du mouvement s'écrit :

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} = \frac{1}{m} f^\mu, \quad (\text{B.7})$$

x^μ est le quadri-vecteur position de la particule, τ est le temps propre du lepton, m sa masse et $\Gamma^\mu_{\alpha\beta}$ est le symbole de Christoffel.

Calcul du symbole de Christoffel $\Gamma^\mu_{\alpha\beta}$

Tout d'abord le coefficient de connexion ou symbole de Christoffel, s'exprime :

$$\Gamma^\mu_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} g^{\mu\nu} (\partial_\alpha g_{\nu\beta} + \partial_\beta g_{\nu\alpha} - \partial_\nu g_{\alpha\beta}), \quad (\text{B.8})$$

où le tenseur de la métrique de Robertson - Walker est :

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} c^2 & 0 \\ 0 & -a^2 \end{pmatrix} \text{ and } g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1/c^2 & 0 \\ 0 & -1/a^2 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.9})$$

À la fin, des huit coefficients, seuls trois sont non nuls :

$$\Gamma^0_{11} = \frac{a}{c^2} \frac{da}{dt}, \quad \Gamma^1_{01} = \Gamma^1_{10} = \frac{1}{a} \frac{da}{dt} = H. \quad (\text{B.10})$$

Force de Lorentz et tenseur électromagnétique

En relativité restreinte, le tenseur électromagnétique $F_{\mu\nu}$ est donné, pour un champ magnétique seulement, par :

$$[F_{\mu\nu}]_M = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -B_z & B_y \\ 0 & B_z & 0 & -B_x \\ 0 & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.11})$$

On passe de la métrique de Minkovsky à notre métrique Robertson - Walker par un changement de variable :

$$dt' = dt, \quad \frac{dr'}{dr} = a \quad (\text{B.12})$$

Le champ magnétique extragalactique est considéré gelé dans un plasma, donc il évolue comme $B(z) = B_0(1+z)^2$ (Durrer and Neronov 2013, eq. 22). Donc, en relativité générale, le tenseur électromagnétique est :

$$F_{\mu\nu} = \frac{dx^\mu}{dx^{\mu'}} \frac{dx^\nu}{dx^{\nu'}} F_{\mu'\nu'} = \frac{1}{c} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -B_z & B_y \\ 0 & B_z & 0 & -B_x \\ 0 & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.13})$$

Finalement, la force de Lorentz est alors :

$$f^\mu = qg^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \frac{dx^\nu}{d\tau} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{q}{a^2 c} \frac{d\vec{X}}{d\tau} \times \vec{B} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.14})$$

Pour le reste de la présentation, \vec{X} désigne les coordonnées cartésiennes comobiles de la particule et \vec{B} les coordonnées cartésiennes du champ magnétique à $z = 0$.

Équations du mouvement

En partant de l'équation B.14 donnée précédemment, l'équation du mouvement (B.7) est la suivante :

$$\begin{cases} \frac{d^2 t}{d\tau^2} + \frac{a}{c^2} \frac{da}{dt} \left(\frac{dr}{d\tau} \right)^2 = 0 \\ \frac{d^2 \vec{X}}{d\tau^2} + \frac{2}{a} \frac{da}{dt} \frac{d\vec{X}}{d\tau} \frac{d\vec{X}}{d\tau} = \frac{q}{a^2 mc} \frac{d\vec{X}}{d\tau} \times \vec{B} \end{cases} \quad (\text{B.15})$$

Sachant que le temps propre $d\tau$ s'exprime en fonction du temps conventionnel dt comme $d\tau = \frac{dt}{\gamma}$. La première équation est alors :

$$\frac{d\gamma}{dt} + \frac{\gamma a}{c^2} \frac{da}{dt} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = 0 \quad (\text{B.16})$$

En divisant la métrique Friedmann - Lemaitre - Robertson - Walker (B.3) ds par $d\tau$, avec $\frac{ds}{d\tau} = c$, alors la relation apparait :

$$\frac{dr}{d\tau} = \frac{c}{a} \sqrt{\gamma^2 - 1} \quad (\text{B.17})$$

et en réintroduisant la première équation du mouvement¹ :

$$\frac{1}{a} \frac{da}{dt} = -\frac{\gamma}{\gamma^2 - 1} \frac{d\gamma}{dt} \quad (\text{B.18})$$

qui se résout analytiquement en

$$\gamma = \sqrt{1 + \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 (\gamma_0^2 - 1)} = \sqrt{1 + \left(\frac{1+z}{1+z_0} \right)^2 (\gamma_0^2 - 1)}. \quad (\text{B.19})$$

L'impulsion d'un lepton est définie par $p = mc\sqrt{\gamma^2 - 1}$. L'équation précédente se réécrit donc simplement :

$$\frac{p}{1+z} = \frac{p_0}{1+z_0}. \quad (\text{B.20})$$

Ceci montre que l'impulsion des leptons se dilue avec le redshift exactement comme l'impulsion (énergie, $pc = E$) des photons.

La deuxième équation est plus complexe à résoudre. Introduisons le changement de variable $d\eta = d\tau/a^2 = dt/\gamma a^2$, l'équation devient :

$$\frac{d^2 \vec{X}}{d\eta^2} + \frac{q}{mc} \vec{B} \times \frac{d\vec{X}}{d\eta} = \vec{0}. \quad (\text{B.21})$$

1. notons que $\frac{1}{c^2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = \beta^2 = \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2}$

Il s'agit de l'équation classique du mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique. Donc la nouvelle direction et la nouvelle position en coordonnées comobiles sont simplement une rotation d'angle $\theta = \omega_L \eta$ autour de $\vec{b} = \vec{B}/B$, où $\omega_L = eB/\gamma mc$ est la pulsation de Larmor et η est calculé avec

$$\eta = \int_z^{z_i} \frac{(1+z')dz'}{H(z')}. \quad (\text{B.22})$$

la trajectoire comobile peut donc simplement se calculer avec la matrice de rotation d'un angle θ autour de la direction \vec{b} :

$$R(\theta, \vec{b}) = \cos \theta I + \sin \theta Q + (1 - \cos \theta)P \quad (\text{B.23})$$

où I est la matrice identité, P est la projection sur le vecteur \vec{b} et Q est la projection sur le vecteur $\vec{b} \times \vec{u}$ avec \vec{u} le vecteur unitaire de la direction initiale de la particule. Il est aisé de montrer que $Q^2 = P - I$, donc

$$R(\theta, \vec{b}) = I + \sin \theta Q + 2 \sin^2(\theta/2)(P - I). \quad (\text{B.24})$$

De là, la nouvelle position est donnée par

$$\Delta \vec{X} = \vec{x}_f - \vec{x}_0 = c \frac{\sqrt{\gamma_i^2 - 1}}{1 + z_i} \eta (\vec{v}_i + \sin(\theta/2) \sin_c(\theta/2) \vec{e}_1 + (1 - \sin_c(\theta/2)) \vec{e}_2), \quad (\text{B.25})$$

où \vec{v}_i , \vec{x}_0 et \vec{x}_f sont respectivement la direction initiale, la position initiale et finale du lepton et avec $\theta = qB\eta/mc$.

La direction finale du mouvement \vec{v}_f à partir de la direction initiale \vec{v}_i est

$$\vec{v}_f = \vec{v}_i + \sin \theta \vec{e}_1 + 2 \sin^2(\theta/2) \vec{e}_2, \quad (\text{B.26})$$

avec $\vec{e}_1 = \vec{b} \times \vec{v}_i$ et $\vec{e}_2 = \vec{b} \times \vec{e}_1$.

Annexe C

Méthode de tirages aléatoires

Le principe fondamental de toute simulation Monte Carlo est d'effectuer des tirages aléatoires d'un certain nombre de grandeurs physiques dans le code. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées suivant les cas rencontrés.

C.1 Tirage uniforme

La base de toutes les méthodes présentées par la suite repose sur la capacité de pouvoir tirer aléatoirement des nombres réels uniformément distribués entre 0 et 1. Informatiquement, les possibilités sont nombreuses.

Paradoxalement, dans le cadre de simulations physiques, il est intéressant de pouvoir procéder à des tirages qui soient toujours les mêmes et dans le même ordre pour des raisons de reproductibilité des résultats (notamment en cas de problème). La solution est donc de générer une série numérique qui produise à chaque étape un nombre a priori très différent du précédent. Pour celui présenté ici, les tirages aléatoires sont effectués en utilisant la méthode présentée dans les *Numerical Recipes in Fortran 90* ([Press et al. 1996](#), chapitres B7).

À chaque tirage, un nombre aléatoire I_j est tiré. La suite des I_j est définie par :

$$I_{j+1} = aI_j \pmod{m}, \quad (\text{C.1})$$

où a et m sont des entiers fixés au début de la simulation. Typiquement les valeurs choisies correspondent au générateur minimum standard tel que prescrit par *Numerical Recipes in Fortran 90* ([Press et al. 1996](#), chapitres B7) :

$$a = 7^5 = 16807, \quad m = 2^{31} - 1 = 2147483647. \quad (\text{C.2})$$

C.2 Tirage non uniforme

En physique, il est très courant de vouloir effectuer un tirage dans une distribution qui n'est pas uniforme. Par exemple dans le contexte présenté dans cette thèse, le tirage de l'énergie des photons cibles s'effectuent sur des distributions plus ou moins bien contraintes (loi de corps noir pour le fond diffus cosmologique, spectre tabulé pour le fond diffus extragalactique).

C.2.1 Méthode de la fonction inverse

Supposons que le tirage des nombres aléatoires η suivent une distribution f sur l'intervalle $[a, b]$ telle que la fonction de répartition des $f(x)$ (qui représente la probabilité tel que $\eta < x$),

$$F(x) = \int_a^x f(x')dx', \quad (\text{C.3})$$

soit strictement croissante (donc bijective). Alors on peut définir sa fonction inverse F^{-1} .

À partir de là, pour tirer un nombre aléatoire η suivant la distribution f , il faut :

1. tirer un nombre aléatoire χ uniformément dans l'intervalle $[a, b]$,
2. calculer le nombre aléatoire comme $\eta = F^{-1}(\chi)$.

C.2.2 Méthode de rejet

La méthode précédente est rapide et marche bien si la fonction de distribution est connue et inversible. Ceci n'est pas toujours le cas. Par exemple le tirage des photons du fond diffus extragalactique se fait avec une distribution qui n'a pas d'expression analytique. Dans ce cas la méthode des rejets peut toujours être appliquée.

Au départ la densité de probabilité f sur laquelle le tirage doit être effectué doit être bornée sur l'intervalle $[a, b]$ et doit pouvoir être écrite sous la forme :

$$f(x) \leq cg(x), \quad (\text{C.4})$$

où c est une constante et g est une autre densité de probabilité que l'on sait simuler par la méthode de la fonction inverse.

La méthode de rejet pour tirer une variable aléatoire X dont la densité de probabilité f est la suivante :

1. Tirer un couple de variables aléatoires indépendantes : X_i distribuée suivant la densité g et Y_i distribuée uniformément sur $[a, b]$.
2. Tant que $Y_i > f(X_i)/cg(X_i)$, rejeter la valeur X_i et refaire l'étape 1. Sinon la de X retenue est X_i .

C.2.3 Tirage d'une direction isotrope

Un aspect important de la simulation, est le tirage de direction d'arrivée des photons. Comme le fond est supposé isotrope, le photon doit pouvoir arriver de n'importe quelle direction de manière équivalente. Il s'agit donc de tirer une direction isotrope.

Notons u_x, u_y, u_z les coordonnées cartésiennes du vecteur direction normalisé d'un tel photon. En coordonnée sphérique le problème est simplifié :

$$u_x = \cos \theta, \quad (\text{C.5})$$

$$u_y = \sin \theta \cos \phi, \quad (\text{C.6})$$

$$u_z = \sin \theta \sin \phi. \quad (\text{C.7})$$

Pour générer une direction isotrope, il suffit de tirer uniformément $\cos \theta$ dans $[0, 1]$ et ϕ dans $[0, 2\pi]$.

Annexe D

Utilisation du code

D.1 Prérequis

Le programme a été écrit d'en l'optique d'être simple à utiliser et le plus rapide possible. Comme présenté au chapitre 3, il vise à reproduire le plus réalistement et sans simplification analytique le processus de cascade.

Sur le plan technique, le code est écrit en **Fortran 95** pour la partie purement simulation Monte Carlo. Il a été compilé avec succès en utilisant **gmake** et **gfortran** sous Linux et Mac OS. Le code est parallélisé via **openMP** qui est embarqué dans la plus part des compilateurs fortran.

Pour la partie post-traitement et analyse des résultats, le code repose sur du **Python 2.7** avec les librairies **Scipy / Numpy**, **Matplotlib** et **AstroPy** dans une moindre mesure. La partie plus haut niveau qui permet l'exécution de l'ensemble du code de manière transparente est également codé en **Python 2.7**.

Le code source a été rendu public sous la General Public License V3 (fournie dans les fichiers de téléchargement). Tout utilisateur est donc libre de l'utiliser, de le modifier et de le redistribuer. À noter que, bien qu'il a été testé dans de nombreux cas, le code vient sans aucune garantie. Seul le sens critique de l'utilisateur peut garantir la validité scientifique des résultats.

D.2 Le code comme une boîte noire

Comme présenté au chapitre 3.1.2, le code fonctionne en deux parties : une de simulation à proprement parlé et une de post-processing. Ce mode de fonctionnement peut rendre l'usage assez compliqué puisqu'il faut appliquer successivement les deux étapes. Pour faciliter l'usage du code, un script de plus haut niveau a été écrit en python `cascade_simulation.py`. Ce script peut être utilisé de deux façons :

- Soit directement avec l'interface utilisateur qui va demander tous les paramètres présentés par les flèches bleues sur la figure 3.1.

```
python cascade_simulation.py
```

- Soit en passant en argument un fichier xml contenant la liste des arguments de toutes les simulations désirées.

```
python cascade_simulation.py simulations.xml
```

Notons dès à présent l'existence d'options additionnelles spécifiques :

- `-f` ou `--force` oblige le programme à relancer la simulation même si celle-ci existe déjà.
- `-np` ou `--no-postprocessing` lance seulement les simulations sans le post-processing.

Des explications complémentaires sur ces options et leur usage seront données ultérieurement.

Que ce soit pour le fichier xml ou l'interface en ligne de commande du code, un certains nombre de paramètres sont exigés. Ici on va présenter la structure du fichier xml dont la structure est très stricte. Voici un exemple sur lequel on va s'appuyer :

```
<?xml version="1.0"?>
<simulations_list>
<simu id="Emax=10TeV">
  <source redshift="0.14" Emin="1e-3" Emax="10" spectrum="powerlaw:1.2"
    tjet="180" tobs="0"></source>
  <EGmedium EBL="Dominguez" EGMF_B="1e-15" EGMF_LB="1"></EGmedium>
  <select Emin="1" Emax="5e4" fov="180"></select>
</simu>
</simulations_list>
```

Le fichier contient la liste des simulations désirées entre les balises

```
<simulations_list> ... </simulations_list>.
```

- ▶ Chaque simulation est identifiée par les balises `<simu id="..."></simu>`, où `id` est le non du sous-dossier dans *Results/* où sera stocké les les résultats finaux de simulations. Chaque `id` doit donc être différente.
- ▶ Le sous-balisage `<source ...></source>` contient les paramètres de la source à simuler :
 - son `redshift`;
 - l'énergie maximum `Emax` et minimum `Emin` d'injection (en TeV) (`Emin=Emax` donne une source mono-énergétique);
 - le spectre associé `spectrum` qui peut prendre deux formes à l'heure actuelle : soit une loi de puissance (`spectrum="powerlaw:gamma"` où `gamma` est l'indice de la loi de puissance), soit une log parabola (`spectrum="logparabola:Epivot:alpha:beta"` où `Epivot` est l'énergie de pivot (en GeV) et `alpha` et `beta` sont les paramètres de la log parabola) (pour des spectre plus complexe voir plus bas);
 - les paramètres du jet, angle d'ouverture `tjet` (180 pour une source isotrope) et son "désaxage" `tobs`.
- ▶ `<EGmedium ...></EGmedium>` contient les paramètres du milieu intergalactique :
 - le modèle d'EBL parmi `Dominguez`, `Franceschini`, `Finke`, `Gilmore`, `Best_fit`, `Lower_limit`;
 - l'amplitude de l'EGMF `EGMF_B` (en G) et sa longueur de cohérence `EGMF_LB`.
- ▶ Enfin `<select ...></select>` donne la possibilité d'effectuer des sélections sur les résultats de sortie : sélection en énergie `Emin` et `Emax` (en GeV), sélection en angle en fixant le champ de vue `fov` (en degré). Dans le cas d'une source mono-énergétique `Emin` est l'énergie minimale jusqu'à laquelle s'étend la cascade, sinon c'est le `Emin` de la source.

Des scripts additionnels on été mis dans *analysisLib/* pour être tracer :

- ▶ les spectres d'énergie, les distributions en angle et en temps


```
from AnalysisLib.distribution import drawSpectrum
from AnalysisLib.distribution import drawArrivalAngle
from AnalysisLib.distribution import drawTiming
```
- ▶ les observables


```
from AnalysisLib.observables import drawObservables
```
- ▶ les images


```
from AnalysisLib.image import image
```

L'utilisateur est invité à se renvoyer à la documentation interne de chacune de ces fonctions pour leur utilisation. Les fonctions `drawObservables` et `image` appellent le dossier de la simulation, les autres fonctions appellent le dossier où a été sauvegarder les résultats post-traités `id`.

D.3 Le coeur de la bête

Le code de simulation Monte Carlo n'utilise pas tous les paramètres présentés précédemment. Pour faire une simulation, le code ne fait appel qu'au redshift, les bornes en énergie de la source, les paramètres de l'EGMF et le modèle d'EBL. Les autres paramètres (spectre de la source et jet) sont utilisés par le script de post-traitement. Par conséquent, pour changer le spectre ou la forme de l'émission de la source, il suffit de faire retourner seulement le post-processing sur le bon fichier de résultats de simulation.

C'est ce que fait nativement `cascade_simulation.py`. Pour chaque simulation, il suit la procédure suivante :

1. vérifier si la simulation n'a pas déjà été réalisée. Les simulations précédemment réalisées sont stockées sous :
`Simulations/EBL_model/z=redshift/EGMF=EGMF_BG_EGMF_LBMpc_Emax=EmaxTeV`
2. si la simulation n'existe pas, la faire (voir les explications ci-après)
3. calculer le post-processing demandé et sauvegarder les résultats sous :
`Results/id/`

Comme la partie "calcul de la simulation" est la partie qui prend le plus de temps. Le code devient d'autant plus rapide et efficace qu'il a une base de données de simulations suffisante c'est-à-dire un grand nombre de simulations pour beaucoup de redshift et de valeur de l'EGMF. Il peut donc être intéressant de commencer par générer cette base de données sans post-processing d'où l'ajout des fonction `-np` et `-f`.

D.3.1 Organisation des fichiers

Le code a été organisé de manière à être utilisable comme du **Python** (même si le coeur de la simulation est en **Fortran**).

- ▶ `analysisLib/` contient les scripts d'analyse et les fonctions utilisées (bibliothèque **Python**).
- ▶ `cascade_program/` contient tout le code de simulation Monte Carlo :
 - `sources` contient les sources du programme
 - `EBL_files/` contient les fichiers pour les différents modèles d'EBL utilisables
 - `Modules/` contient tous les fichiers `*.mod` générés à la compilation
 - `output/` contient les résultats de la dernière simulation réalisée
 - `cascade` est l'exécutable du programme
 - `Makefile` pour la compilation du code
 - `preprocessing.f95` et `input_parameters.f95` sont les fichiers de configuration de la simulation.
- ▶ `Simulations/` contient toutes les sauvegardes des précédentes simulations (contenu du dossier `output/` + `preprocessing.f95` et `input_parameters.f95`). Le chemin des sauvegardes est standardisé comme expliqué précédemment.
- ▶ `Results/` Contient la sauvegarde des résultats de simulations post-traitées.
- ▶ `cascade_simulation.py` et `simulations.xml` ont été présenté précédemment.

D.3.2 Preprocessing et compilation

Le code de simulation Monte Carlo est indépendant du reste du code et peut être lancé "à la main" dans le dossier `cascade_program/`.

La première étape consiste à paramétrer le fichier de preprocessing `preprocessing.f95` pour la compilation. Deux aspects essentiels doivent absolument être sélectionnés :

- ▶ Le modèle d'EBL est choisi parmi : "Best fit" et "lower limit" de [Kneiske and Dole \(2010\)](#), [Domínguez et al. \(2011\)](#), Model C de [Finke et al. \(2010\)](#), [Franceschini et al. \(2008\)](#), [Gilmore et al. \(2012\)](#). Il suffit de retirer le ! devant le modèle choisi (e.g. ici Dominguez) :

```

#define EBL_model_Dominguez
!#define EBL_model_Finke
!#define EBL_model_Franceschini
!#define EBL_model_Gilmore
!#define EBL_model_Best_fit
!#define EBL_model_Lower_limit

```

- La modélisation du champ magnétique désiré : soit un champ uniforme sur tout l'Univers, soit la modélisation par des cubes comme expliqué au chapitre 3.2.2 (`B_pseudo_random` est celle utilisée par `cascade_simulation.py`, `B_random` est une vieille version historique mais qui consomme plus de mémoire et ralentit terriblement le code pour de petite longueur de cohérence), soit par un champ turbulent [Tautz and Dosch \(2013\)](#) :

```

!#define B_uniform
#define B_pseudo_random
!#define B_random
!#define B_turbulent

```

- En option, des approximations utilisées dans les expressions analytiques peuvent être ajouté :

```

!#define approx_motionless_leptons
!#define approx_Ee
!#define approx_Eic
!#define approx_lambda_gg
!#define approx_lambda_ic

```

Une fois ceci fait, le code peut être compilé avec le Makefile via `gmake`.

D.3.3 Paramètres de simulation

Une fois le programme compilé, le fichier d'entrée des paramètres de la simulation `input_parameters.f95` doit être généré. Le fichier est séparé en trois grands blocs :

1. La source : z , E_{min} , E_{max} en TeV, le type de particule à émettre (0 : photons, +1/-1 positrons / électrons) et le nombre de particules à lancer :

```

&source
  emission_redshift = 0.01,
  Emin_source = 1, !TeV
  Emax_source = 1, !TeV
  Nature_source = 0,
  nmax = 10000,
&end

```

2. L'EGMF : amplitude, longueur de cohérence et nombre de mode (seulement si la modélisation par champ turbulent a été sélectionnée précédemment) :

```

&EGMF_param
  intEGMF = 1e-15, !G
  lambdaEGMF = 10, !Mpc
  Nm = 50,
&end

```

3. Les paramètres d'accélération : nombre de threads pour la parallélisation, énergie de seuil pour les sources mono-énergétiques et α_s et seuil d'accumulation Compton comme présenté au chapitre 3.6 :

```

&simulation
  OMP_num_threads = 5,

```

```

Ethreshold = 1, !GeV
Comptonthreshold =0.005,
alphaS = 0.6,
&end

```

D.3.4 les fichiers de sortie

Une fois finie la simulation génère plusieurs fichiers de sortie dans le dossier *output/* :

► **results.dat** est le fichier principal de résultats. Chaque ligne contient les informations sur un évènement qui a atteint la Terre. Chaque évènement est caractérisé par :

1. sa génération (voir section 3.3.1),
2. son poids (voir section 3.3.1),
3. énergie (en GeV),
4. son retard temporel (en seconde),
5. θ_{pos} , θ_{dir} et ϕ_{dir} (voir section 3.4.2),
6. energie du photon source (en GeV).

► **Compton_error.dat** sauvegarde des erreurs due à l'accumulation Compton (voir section 3.6).

D.3.5 Post-processor les résultats

La deuxième étape du code est la partie de post-processing des résultats de la simulation (voir section 3.4 pour l'interprétation physique). La fonction `select_events` a été conçu pour faire le post-processing et la sélection en même temps. Elle prend en entrée le chemin du dossier `fileId` où est sauvegardé la simulations sous *Simulations/* c'est-à-dire , avec les chemins prédéfinis précédemment :

```
EBL_model/z=redshift/EGMF=EGMF_BG_EGMF_LBmpc_Emax=EmaxTeV.
```

Elle retourne alors les grandeurs exploitables : poids des évènements repondérés, énergie, retard temporel, direction d'arrivée en coordonnée sphérique pour l'observateur, énergie du photon source, génération.

```

from analysiLib.read import select_events
weight, energy, time, theta_d, phi_d, Esource, generation = select_events(fileId)

```

À partir de là, on peut calculer des distributions, des dépendances entre observables ou des image comme précédemment.

```

from analysiLib.distribution import distribution
from analysiLib.observables import observables_vs_energy, observables_vs_delay

```

En appliquant aucun spectre source dans la fonction, il est aussi possible, a posteriori, d'appliquer "à la main", n'importe quel spectre source comme expliqué au chapitre 5.1.2.

Physics of cosmological cascades and observable properties

T. Fitoussi^{1,2*}, R. Belmont^{1,2†}, J. Malzac^{1,2}, A. Marcowith³, J. Cohen-Tanugi³,
and P. Jean^{1,2}

¹ *Université de Toulouse; UPS-OMP; IRAP; Toulouse, France*

² *CNRS; IRAP; 9 Av. colonel Roche, BP 44346, F-31028 Toulouse cedex 4, France*

³ *Laboratoire Univers et Particules de Montpellier, Université de Montpellier, CNRS/IN2P3, Montpellier, France*

Accepted XXX. Received XXX.; in original form 3 January 2017

ABSTRACT

TeV photons from extragalactic sources are absorbed in the intergalactic medium and initiate electromagnetic cascades. These cascades offer a unique tool to probe the properties of the universe at cosmological scales. We present a new Monte Carlo code dedicated to the physics of such cascades. This code has been tested against both published results and analytical approximations, and is made publicly available. Using this numerical tool, we investigate the main cascade properties (spectrum, halo extension, time delays), and study in detail their dependence on the physical parameters (extra-galactic magnetic field, extra-galactic background light, source redshift, source spectrum and beaming emission). The limitations of analytical solutions are emphasised. In particular, analytical approximations account only for the first generation of photons and higher branches of the cascade tree are neglected.

Key words: gamma-rays: general, astroparticles physics, extra-galactic magnetic field, scattering, relativistic processes

1 INTRODUCTION

The Universe is opaque to gamma-rays. Very high-energy photons from extragalactic sources are absorbed by the ambient soft radiation and converted into electron-positron pairs (Gould & Schröder 1967; Wdowczyk et al. 1972). These leptons are deflected by the Extragalactic Magnetic Field (EGMF) and cool through inverse Compton scattering, producing new gamma-rays that may, in turn, be absorbed. The observable properties of the resulting electromagnetic cascade depend on the characteristics of the intergalactic medium. The development of cascades has three main observable effects. First, the source spectrum is altered because each high energy TeV photon is reprocessed into thousands of GeV photons (Protheroe 1986; Roscherr & Coppi 1998; Aharonian et al. 2002; Neronov & Vovk 2010). Second, due to the deflection of leptons by the EGMF, new gamma-rays are emitted along different lines of sight, so that a point source may appear as extended (Aharonian et al. 1994; Eungwanichayapant & Aharonian 2009). Third, as leptons are deflected, cascade photons travel a longer distance and arrive with a significant time delay, as compared to unabsorbed, primary photons (Kronberg 1995; Plaga

1995; Ichiki et al. 2008; Murase et al. 2008; Takahashi et al. 2008).

Observation (or non-detection) of electromagnetic cascades is crucial to several astrophysical issues. It offers a unique tool to probe the intergalactic medium, especially the Extragalactic Background Light (EBL) and the EGMF. The background photons involved in the cascades have two distinct origins. Inverse Compton scattering mainly occurs on photons from the Cosmic Microwave Background (CMB) while high energy gamma-rays are mostly absorbed by the EBL of stars and dust, which extends from infrared to ultraviolet. Our knowledge of the EBL is limited. Direct observations at these wavelengths are very inaccurate due to strong contamination from the zodiacal light. The predictions of the different models proposed in the literature can differ by up to an order of magnitude, depending on wavelength and redshift (Franceschini et al. 2008; Domínguez et al. 2011; Finke et al. 2010; Kneiske & Dole 2010; Gilmore et al. 2012, see Fig. 1). Absorption of the gamma ray spectrum of high-energy sources provides unequal constraints on the EBL (Stecker et al. 1992).

Recently, cosmological cascades were also used to probe the properties of the extragalactic magnetic field, the origin of which is still debated (Durrer & Neronov 2013). A primordial magnetic field could have been generated during inflation or during the phase transition when electroweak and

* E-mail: thomas.fitoussi@irap.omp.eu

† E-mail: renaud.belmont@irap.omp.eu

QCD forces decoupled. This field would have remained unaffected during the evolution of the extragalactic medium. Alternatively magnetic fields generated by galaxies during large scale structure formation could have propagated in the intergalactic medium through plasma jets. Depending on the properties of the field generation and evolution, its value B is expected to lie in the range 10^{-17} to 10^{-9} Gauss (Essey et al. 2011; Finke et al. 2015), with coherence length λ_B (scale of de-correlation of two nearby field lines) between 10^{-6} and 10^4 Mpc. Electromagnetic cascades represent a unique tool to probe the intergalactic magnetic field (Aharonian & Atoyan 1985) when conventional methods such as Faraday rotation cannot be applied. Neronov & Semikoz (2007) and Elyiv et al. (2009) have suggested to measure the extension of pair halos to probe the EGMF. Indeed Neronov et al. (2010) demonstrated that for a strong enough magnetic field, halos in the GeV energy band can remain long after the TeV blazar's end of activity. Alternatively, the spectral analysis can also provide constraints on the EGMF (e.g. D'Avezac et al. 2007; Neronov & Vovk 2010; Kachelrieß 2010). Although most studies focus on the average intensity and coherence length of the field, it has been shown recently that anisotropies in the images of pair halos could also provide crucial information on the magnetic helicity (Long & Vachaspati 2015; Batista et al. 2016).

In the past years, all three effects have been searched intensely in the data of the space gamma-ray telescope *Fermi* and of Cherenkov air telescopes such as MAGIC, H.E.S.S., or VERITAS. However none of the methods has provided undisputed evidence yet. Cascade contribution to the GeV spectrum has mostly provided upper limits, and most Blazar observations remain compatible with no cascade emission (Arlen et al. 2014). Such constraints however provide lower limits on the EGMF intensity (Neronov & Vovk 2010). No time delay has been clearly detected either, which also provides lower limits on the amplitude of the random component of the magnetic field (Neronov et al. 2011). Detection of pair halos requires a very accurate modelling of the instrument point spread function (PSF) and has not given undisputed results either (Krawczynski et al. 2000; Aharonian et al. 2001; Abramowski et al. 2014; Prokhorov & Moraghan 2016). A detection in *Fermi*-LAT data sets was claimed recently (Chen et al. 2015), but has not been confirmed by the *Fermi* collaboration yet. Much better constraints are expected from CTA (Meyer et al. 2016).

Regardless of the detection method, a deep understanding of the cascade physics is crucial to interpret observational data. In the past decade, the cascade physics has been investigated through fast, analytical (or semi-analytical) methods that allow to quickly cover a large parameter space, and Monte Carlo simulations. Although much slower, the latter have proven to be mandatory to derive quantitative results and to interpret precise observations. Several codes have been developed over the years but only the most recent include the cosmological expansion on the particle trajectory (Taylor et al. 2011; Kachelriess et al. 2012; Arlen et al. 2014; Settimo & De Domenico 2015). To our knowledge, only one is publicly available (ELMAG Kachelriess et al. 2012) but the lepton trajectories in the magnetised, intergalactic medium is treated in a simple, 1D,

diffusion approach. In this paper we present a new Monte Carlo code that is publicly available¹. This code is dedicated to cascades induced by high-energy photons (or leptons) and does not take into account hadronic processes (see e.g. Oikonomou et al. 2014; Essey et al. 2011, for results on cosmic-ray induced cascades). It computes the physics of leptonic cascades at the highest level of precision and with the fewest approximations. Using this code, we present a systematic exploration of the parameter space.

In Section 2 we present the basic analytical theory of cosmological cascades and simple analytical estimates of their observables. The results of our code are presented in Section 3 and are tested against analytical approximations and other published numerical results. The last sections of the paper is devoted to an exploration of the parameter space. We study the impact of the source properties (redshift, spectrum, anisotropy) in Section 4. Then, in Section 5, we explore the effects of the intergalactic medium (EBL, EGMF). Technical aspects of the code are presented in Appendix A.

2 PHYSICS OF COSMOLOGICAL CASCADES

Cosmological electromagnetic cascades involves three main processes: pair production through photon-photon annihilation, inverse Compton scattering, and propagation of charged particles in a magnetised, expanding universe. All other processes are negligible. In particular, as long as primary photons do not exceed 100 TeV and the extragalactic magnetic field remains below $B = 10^{-10}$ G, synchrotron cooling is orders of magnitude weaker than Compton cooling, and synchrotron photons only contribute at low energy, below the infrared range (< 0.02 eV). This section presents a simple analytical view of the cascade physics.

2.1 Propagation of particles in a magnetised, expanding Universe

Cosmological cascades develop on kpc to Gpc scales. On the largest scales, the geometry and the expansion of the universe must be taken into account. Throughout this paper we assume a Λ -CDM model. A complete description of particle trajectories can be found in appendix A1. However a few important points must be noted here. First, in an expanding Universe and in absence of any interaction, the particle (photons and leptons) momentum p evolves with redshift z as $p \propto (1+z)$, also meaning that their energy continuously decreases with time. In the specific case of photons, the energy scales with momentum: $E_\gamma \propto p \propto (1+z)$, providing the well-known cosmological redshift. The cosmological evolution of lepton energy is slightly more complex. However, in the limit of highly relativistic particles, it also scales as $(1+z)$.

The propagation of leptons is also affected by the extragalactic magnetic field (EGMF). In this work, we assume that no field is created or dissipated in the cosmological voids, and that it is simply diluted as the universe expands:

¹ <https://gitlab.com/tfitoussi/cascade-simulation>

$B(z) \propto (1+z)^2$ (see Durrer & Neronov 2013, eq. 22). In that case, the Larmor radius evolves as:

$$R_L = \frac{E_e}{e_c B (1+z)} \approx 1.1 (1+z)^{-1} \left(\frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right) \left(\frac{B}{10^{-15} \text{ G}} \right)^{-1} \text{ Mpc}, \quad (1)$$

where e_c is the lepton charge, E_e and B are respectively the lepton energy and the EGMF intensity at $z = 0$. In comoving coordinates, this means that the comoving Larmor radius $R_L(1+z)$ is constant and that for a uniform magnetic field, the perpendicular comoving motion of leptons is a pure circle. When Compton losses are included, lepton trajectories become converging spirals.

In practice, the cosmological magnetic field is expected to be highly turbulent (Caprini & Gabici 2015; Durrer & Neronov 2013). Although it should be described by a full turbulent spectrum, its properties are often characterised by its intensity B and its coherence length λ_B . In this paper, we will consider that the field structure can be modelled by uniform magnetic cells of same intensity and size λ_B but with random orientations. Inside a particular cell, the lepton comoving trajectories become simple helical trajectories.

2.2 Photon absorption by the EBL

High-energy photons (of energy E_γ) annihilate with soft, ambient photons. The annihilation cross section being maximal close to the threshold, the interaction is most efficient with soft photons of energy $\sim (m_e c^2)^2 / E_\gamma$ where m_e is the lepton mass and c is the speed of light. This explains why TeV photons are absorbed preferentially by eV photons of the EBL (Gould & Schröder 1967). Fig. 1 shows six models of EBL that can be found in the literature (Franceschini et al. 2008; Domínguez et al. 2011; Finke et al. 2010; Kneiske & Dole 2010; Gilmore et al. 2012) and illustrates the uncertainty of EBL intensity and spectrum. It can be seen that at $z = 2$, the EBL photon densities can differ by one order of magnitude from one model to the other.

The photon mean annihilation distance is plotted in Fig. 2 as a function of the initial photon energy, assuming the EBL model from Domínguez et al. (2011). The solid lines show the results for an expanding universe while the dashed lines show the results for a static universe. Below 1 TeV, the absorption mean free path quickly becomes larger than the typical distance of targeted sources (100 Mpc to Gpc), so that only TeV photons are significantly absorbed. Below 200-300 GeV, photons tend to travel over such large distances that two cosmological effects work in concert to produce a diverging mean free path. First, the target photon density vanishes as $(1+z)^3$ as the universe expands (horizon event). Second, gamma-rays photons are more and more redshifted before reaching the next annihilation point, requiring higher and higher energy target photons. As the EBL photon density drops at 10 eV, the mean free path diverges at low energy. Photons emitted at low redshift, with an energy of 1 TeV travel a few hundred Mpc before producing pairs. This distance decreases quickly at higher energy to reach few Mpc to few kpc. Considering a blazar like Mrk421 ($z = 0.0308$, 135 Mpc) emitting very high-energy photons

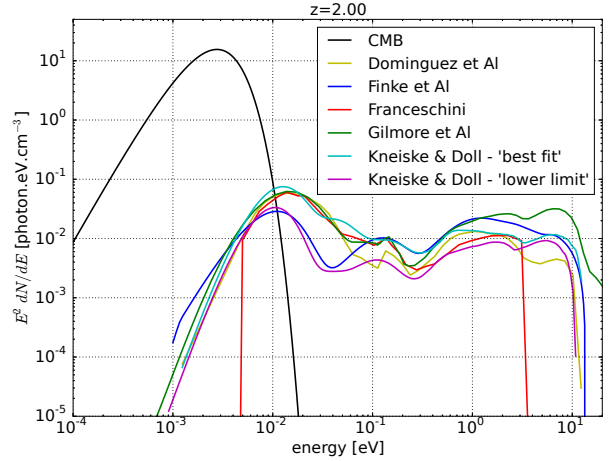


Figure 1. Comoving spectral energy distribution of target photons at a redshift $z = 2$, including the Cosmological Microwave Background (black line) and different models of EBL (color lines).

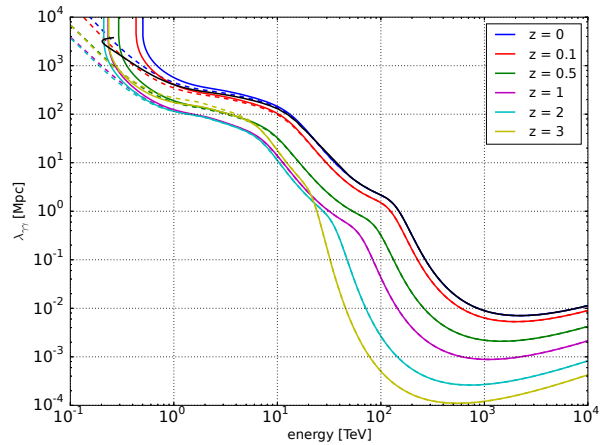


Figure 2. Gamma-ray annihilation mean free path $\lambda_{\gamma\gamma} = ct_{\gamma\gamma}$ (where $t_{\gamma\gamma}$ is the mean cosmic time between two interactions) as a function of their initial energy, and for different emission redshifts (solid lines). For comparison, the mean free path for a static universe (with properties frozen at their values at the initial redshift) is shown in dashed lines. The black line shows the thin/thick transition where the mean free path equals the source distance D_s and where the energy equals the absorption energy E_{abs} .

up to 100 TeV, primary gamma-rays are typically absorbed over a distance of a few Mpc.

Since the density of the EBL photons decreases with their energy, gamma-ray absorption is more efficient at high energy. The transition from optically thin to optically thick photon-photon absorption where the radiation becomes fully absorbed occurs at an initial energy $E_{\text{abs}} = (1+z)E_{\text{cut}}$ where E_{cut} is the corresponding energy cut-off observed in the spectra at $z = 0$. Fig. 3 shows the cut-off energy as a function of source redshift. Distant sources are more absorbed and their absorption occurs at lower energy. Significant differences are observed between the different EBL models. At large redshift ($z > 1$), the different EBL models are very

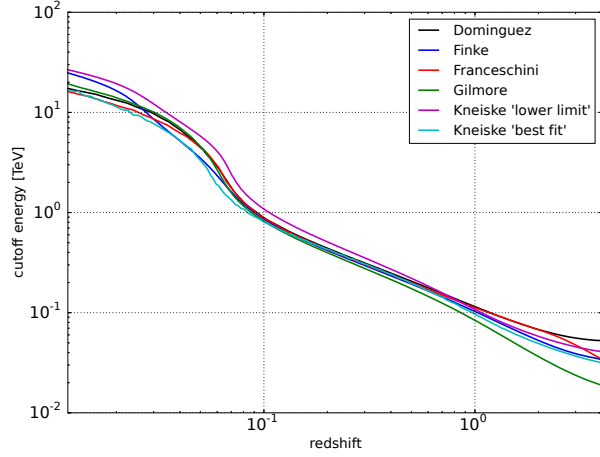


Figure 3. Cut-off energy E_{cut} observed at $z = 0$ as a function of the source redshift for different EBL models.

different, and differences up to a factor 6 are observed in the cutoff energy. At lower redshifts the EBL models are consistent with each other and only differ by a factor 2 at the lowest energies as, at such low distance, gamma-gamma absorption occurs mainly above 10 TeV. The effects of the EBL model on the cascades will be discussed in section 5.1.

2.3 Compton scattering by the CMB

High-energy leptons Compton up-scatter soft ambient photons to gamma-ray energies. In the Thomson regime, the Compton cross-section does not depend on the energy, and the scattering rate scales linearly with the target photon number density, hence Compton scattering mostly occurs on CMB photons. The CMB is modelled by a blackbody with a temperature $T_{\text{cmb}} = (1+z)T_{\text{cmb},0}$ (Black curve in Fig. 1), where $T_{\text{cmb},0} = 2.725$ K is the temperature at $z = 0$. The associated CMB mean density, average energy and mean energy density are respectively:

$$n_{\text{cmb}} = 16\pi\zeta(3) \left(\frac{k_B T_{\text{cmb}}}{hc} \right)^3 \approx 411(1+z)^3 \text{ cm}^{-3}, \quad (2)$$

$$\epsilon_{\text{cmb}} = \frac{\pi^4}{30\zeta(3)} k_B T_{\text{cmb}} \approx 6.34 \times 10^{-4} (1+z) \text{ eV}, \quad (3)$$

$$\rho_{\text{cmb}} = n_{\text{cmb}} \epsilon_{\text{cmb}} \approx 0.26(1+z)^4 \text{ eV.cm}^{-3}, \quad (4)$$

where $\zeta(3) \approx 1.202$, k_B , and h are the Apéry's, the Boltzmann's, and the Planck's constants respectively. In the Thomson regime, leptons of local energy E_e up-scatter soft photons to typical energy:

$$E_\gamma = \frac{4\epsilon_{\text{cmb}} E_e^2}{3m_e^2 c^4} \approx 3.23(1+z) \left(\frac{E_e}{1\text{TeV}} \right)^2 \text{ GeV}. \quad (5)$$

Between two Compton scatterings, the leptons travel a Compton mean free path $\lambda_{ic} = 1/(n_{\text{cmb}}\sigma_T) \approx 1.19$ kpc (corresponding to a scattering time of $t_{ic} = \lambda_{ic}/c = 3870$ yr), where σ_T is the Thomson cross section. And on average, they loose energy at rate:

$$\frac{dE_e}{dt} = \frac{4}{3} c \sigma_T \rho_{\text{cmb}} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2. \quad (6)$$

After a flight of length x , the lepton energy is $E_e(x) = E_e^0/(1+x/D_{ic}^0)$ where

$$D_{ic}^0 = \frac{3m_e^2 c^4}{4\sigma_T \rho_{\text{cmb}} E_e^0} \approx 367 (1+z)^{-4} \left(\frac{E_e^0}{1\text{TeV}} \right)^{-1} \text{ kpc}, \quad (7)$$

is the initial Compton cooling distance, and E_e^0 is the lepton energy at the production site.

2.4 Observables

Based on these simple properties, some analytical estimates for typical cascade observables can be derived. Here we make the following standard assumptions:

- The source of primary gamma-rays is isotropic and mono-energetic with an energy E_γ^0 .
- The primary gamma-rays all annihilate at exactly the same distance $\lambda_{\gamma\gamma}$ as given in Fig. 2.
- The leptons are produced by photon-photon annihilation in the direction of the parent gamma-ray photon and have exactly half of its energy.
- Compton interactions occur in the Thomson regime and the leptons travel exactly over one mean free path λ_{ic} between two Compton scatterings.
- The leptons are deflected by a uniform magnetic field perpendicular to the motion.
- Magnetic deflections occur locally on scales much smaller than the photon annihilation length and the source distance.
- The scattered photons all get exactly the average energy given by equation 5 and are emitted in the propagation direction of the scattering lepton.
- The absorption of these scattered photons (hereafter refereed to as first generation photons) and the associated pair production is neglected. The contribution of higher generation particles is not considered.
- Cosmological effects are neglected.

With the above assumptions we can derive the following cascade geometrical and distribution properties:

Geometry:

Geometrical effects (halo effects and time delay) are due to the lepton deflection in the extragalactic magnetic field. Two cases can be studied:

- If the coherence length is large ($\lambda_B \gg D_{ic}^0$) the magnetic field can be considered as uniform and the lepton deflection after a travel distance x is: $\delta = \int_0^x ds/R_L(s)$. It means that a lepton of initial energy $E_e^0 = E_\gamma^0/2$ having cooled down to energy E_e has been deflected from its original trajectory by an angle:

$$\delta = \frac{D_{ic}^0}{2R_L^0} \left[\left(\frac{E_e^0}{E_e} \right)^2 - 1 \right], \quad (8)$$

where R_L^0 (Eq. 1) is the initial Larmor radius of the lepton. As soon as the lepton has lost a significant fraction of its energy, the previous equation reduces to:

$$\delta \approx \frac{D_{ic}}{2R_L} = \frac{e_c B \lambda_{ic}}{2E_\gamma}, \quad (9)$$

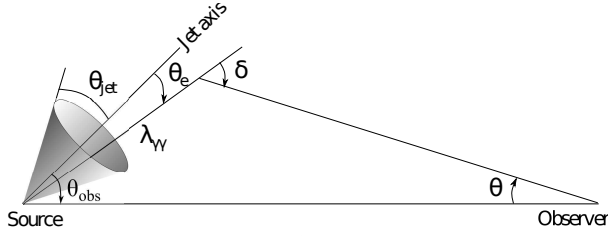


Figure 4. Geometry of the one-generation model.

where D_{ic} and R_L are no longer the initial values but are now evaluated locally at energy $E_e \ll E_e^0$, corresponding to photons scattered to energy E_γ (Eq. 5).

- If the coherence length is short ($\lambda_B \ll D_{ic}^0$), the leptons travel across many zones of a highly turbulent field. We assume that the field is composed of many cells of size λ_B , with uniform field and random directions. In each cell, the leptons are deflected by an angle $\sim \lambda_B/R_L$ in a random direction. Considering this process as a random walk leads to:

$$\delta = \frac{\sqrt{D_{ic}^0 \lambda_B}}{2R_L^0} \left[\left(\frac{E_e^0}{E_e} \right)^2 - 1 \right] \approx \frac{\sqrt{D_{ic} \lambda_B}}{2R_L}, \quad (10)$$

where the last approximation is obtained similarly to Eq. 9.

In both cases, the magnetic deflection is a function of the lepton energy $\delta(E_e)$ and of the secondary gamma-ray energy $\delta(E_\gamma)$. In the following, we will concentrate on large-coherence case ($\lambda_B \gg D_{ic}^0$). However, similar constraints are easily obtained for short coherence lengths.

The geometrical properties of the cascade (extension, time delay) can be derived from the magnetic deflection angle (e.g. [Neronov & Semikoz 2007](#); [Dermer et al. 2011](#)). They are illustrated in Fig. 4. In the one-generation approximation, halo photons observed with a finite angle θ were emitted out of the line of sight and then deflected back to the observer. Assuming the lepton deflection occurs on very short distances compared to the photon absorption length, the detection angle and time delay are:

$$\theta = \arcsin \left(\frac{\lambda_{\gamma\gamma}}{D_s} \sin \delta \right) \approx \frac{\lambda_{\gamma\gamma}}{D_s} \delta, \quad (11)$$

$$c\Delta t = \lambda_{\gamma\gamma}(1 - \cos \delta) - D_s(1 - \cos \theta) \approx \lambda_{\gamma\gamma} \frac{\delta^2}{2}, \quad (12)$$

where D_s is the distance to the source, $\lambda_{\gamma\gamma}$ is the annihilation distance of the primary photons, and where the last approximations were obtained in the small-angle approximation ($\lambda_{\gamma\gamma} \ll D_s, \delta \ll 1$). These relations are illustrated in Figs. 5 in the case of large coherence length.

As high-energy leptons travel and get deflected, the detection angle and time delay decrease as energy increases. In this regime, the small angle approximation is well satisfied and for large coherence length ($\lambda_B \gg D_{ic}^0$) the latter

equations combined to Eq. 5 and 9 yield respectively to:

$$\theta \approx 0.79^\circ \left(\frac{\tau_{\gamma\gamma}}{397.4} \right)^{-1} \left(\frac{B}{10^{-14} \text{ G}} \right) \left(\frac{E_\gamma}{1 \text{ GeV}} \right)^{-1}, \quad (13)$$

$$\Delta t \approx 65 \left(\frac{\lambda_{\gamma\gamma}}{1.32 \text{ Mpc}} \right) \left(\frac{B}{10^{-17} \text{ G}} \right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{1 \text{ GeV}} \right)^{-2} \text{ yrs}, \quad (14)$$

where $\tau_{\gamma\gamma} = D_s/\lambda_{\gamma\gamma}$ is the annihilation optical depth. All values are calculated for a source at $z = 0.13$ emitting primary photons at $E_\gamma^0 = 100$ TeV. These equations show the complementarity in the search for pair halos and pair echoes. Pair halos can only be observed if they are larger than the instrument point spread function (PSF). For a typical PSF of 0.1° , the above values correspond to magnetic fields larger than 10^{-14} G. Hence, large magnetic field strengths can be constrained through detection of pair halos. In this case, time delays are as long as 10^8 yrs and echoes cannot be observed. On the other hand, still with the values above, observable echoes shorter than 5 yr require magnetic fields lower than 10^{-18} - 10^{-17} G. Hence low magnetic field strengths can be constrained through detection of pair echoes. In that case, pair halos are typically smaller than 0.0001° and cannot be resolved.

As the lepton energy decreases, both the detection angle and the time delay increase until the maximal deflection $\delta = \pi/2$ is reached for which $\theta_{\max} \approx 1/\tau_{\gamma\gamma} = 5.7^\circ (\tau_{\gamma\gamma}/10)^{-1}$. This corresponds to the maximal halo size. At a lower lepton energy, the Larmor radius becomes smaller than the magnetic coherence length. The leptons are trapped by the magnetic field and cannot travel farther. This leads to the formation of a cloud of $e^+ - e^-$ pairs around the source. The size of the observed halo then corresponds to the physical extension of the pair cloud, i.e. $\lambda_{\gamma\gamma}$.

Distributions:

In the following, unless otherwise specified, all distributions are normalised to one single primary photons emitted.

The cascade spectrum produced by one single high-energy photon is computed as $dN/dE_\gamma = 2(dN/dt)_{ic}/(dE_\gamma/dE_e)/(dE_e/dt)$, where the factor 2 accounts for the two leptons produced by one single primary photon. Noting that the number of photons up-scattered by one lepton per unit time is $(dN/dt)_{ic} = c/\lambda_{ic}$, and using Eq. 5 and 6 to derive the last terms leads to:

$$E_\gamma^2 \frac{dN}{dE_\gamma} = \frac{m_e c^2}{2} \sqrt{\frac{3E_\gamma}{\epsilon_{cmb}}} \approx 556 \left(\frac{E_\gamma}{1 \text{ GeV}} \right)^{1/2} (1+z)^{-1} \text{ GeV}. \quad (15)$$

It is a simple power-law $dN/dE_\gamma \propto E_\gamma^{-\Gamma}$ with index $\Gamma = 3/2$. If unabsorbed, this spectrum extends up to the energy of photons scattered by the highest-energy leptons, i.e. $E_{\gamma,\max} = 0.8 (E_{\gamma,0}/1 \text{ TeV})^2 \text{ GeV}$. However, for distant sources, such a power-law spectrum is typically cut at lower energies by photon absorption (Fig. 3). In principle, a new generation of particles is then produced. Higher photons generation have often been neglected although they may contribute significantly to the overall spectrum (see section 3).

The angular distribution can be computed as $dN/d\theta = (dN/dE_\gamma)(dE_\gamma/d\delta)(d\delta/d\theta)$. Using Eq. 15, 9, and 11 to estimate the three factors respectively allows to derive the angular distribution of first-generation photons produced by

one single primary photon, for large coherence length and small angle:

$$\begin{aligned} \theta \frac{dN}{d\theta} &= m_e c^2 \left(\frac{3}{2\lambda_{ic}\epsilon_{cmb}} \frac{\tau_{\gamma\gamma}\theta}{e_c B} \right)^{1/2} \\ &= 1972.3 \left(\frac{\tau_{\gamma\gamma}}{397.4} \right)^{1/2} \left(\frac{B}{10^{-15}\text{G}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\theta}{1^\circ} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (16)$$

Identically, writing $dN/dt = (dN/dE_\gamma)(dE_\gamma/d\delta)(d\delta/dt)$ and using Eq. 12 gives the following distribution of time delays:

$$\begin{aligned} \Delta t \frac{dN}{dt} &= m_e c^2 \left(\frac{3}{4\lambda_{ic}\epsilon_{cmb}e_c B} \right)^{1/2} \left(\frac{c\Delta t}{2\lambda_{\gamma\gamma}} \right)^{1/4} \\ &= 437.2 \left(\frac{\lambda_{\gamma\gamma}}{1.32\text{Mpc}} \right)^{-1/4} \left(\frac{\Delta t}{10^6\text{yr}} \right)^{1/4} \left(\frac{B}{10^{-15}\text{G}} \right)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (17)$$

These distributions are pure power-laws and do not show any specific angular (or time) scale because they are composed by the contributions of photons detected with all possible energies. However, as discussed below, real observations are obtained in a limited energy range, with a given aperture angle, and with a finite observation duration. This produces characteristic scales in energy, arrival angle and time delay, that appear as cuts or breaks in the corresponding distributions.

3 CODE DESCRIPTION AND TEST CASES

The analytical approximations presented in the previous sections are useful to understand the physics of the cascades and to obtain orders of magnitude estimates, but accurate calculations require numerical simulations. For this purpose, we have developed a new Monte Carlo code. In this section, we outline the main features of this code and compare its results to the analytical predictions presented in section 2.4 as well as to other published results.

3.1 Code and simulation set-up

Our Monte Carlo code is designed to track the propagation of all particles and to reproduce the properties of the cascade as precisely as possible. A complete description of the code can be found in appendix A. However, the main algorithm is summarised here (see also Fig. A1):

- Primary particles (photons or leptons) are launched at a given redshift and with a given energy. Particle energy can also be sampled from a power-law distribution. In this paper will focus only on cascades initiated by photons.
- Interaction distances are generated randomly according to the probability distribution given by the exact cross-sections ($e^+ - e^-$ pair production for a photon, Klein-Nishima cross-section for a lepton) and taking into account the cosmological evolution of the target particles.
- The particles are propagated taking into account all cosmological effects (redshift, expansion). In particular, the transport of leptons in the EGMF is computed as described in appendix A1. If the particles interact before reaching the Earth, the interaction outcome is computed. Energy and direction of the outcoming particles are generated according to the probability distributions given by the exact differential

cross-sections. Particles with updated parameters and new particles are then stored for later treatment. The physical parameters of the particles reaching the Earth without any interaction are stored for post-processing.

- The extragalactic magnetic field is modeled by dividing the comoving space into a number of cells with size λ_B , defining regions of uniform magnetic field. For each cube a random magnetic field direction is computed and is kept for the entire simulation. The EGMF is set by its strength at redshift $z = 0$. For very short coherence lengths, the lepton interaction distance ($\lambda_{IC} \approx 1$ kpc) can become larger than λ_B . In such a case, the motion to the next interaction location is divided in shorter steps of length a fraction of λ_B , to ensure that the leptons are deflected by all cells.

The following subsections present the results of test simulations. For the sake of comparison, we first consider a simple canonical model consisting in a mono-energetic source (100 TeV) emitting isotropically at $z=0.13$ (around 557 Mpc). We use the EBL model of Domínguez et al. (2011). With this set-up the characteristic annihilation distance of primary photons is $\lambda_{\gamma\gamma} = 1.32$ Mpc. The EGMF is set to $B = 3 \times 10^{-16}$ G with a coherence length of $\lambda_B = 1$ Mpc.

We focus on the three main observables characterising the photons detected on Earth: their energy, their arrival angle, and their time delay. We derive the 3D photon distribution in this space of parameter. We also concentrate on the contribution of the different *generations* of particles, i.e. their rank in the cascade tree. In the following, the zeroth generation corresponds to the primary photons emitted at the source. These photons annihilate, produce pairs, that in turn produce the photons of first generation. Again, these can produce pairs which up-scatter target photons producing the second photon generation, and so on. As we are only interested in the detection of photons, their energy will be written E , where the subscript γ has been dropped for simplicity.

3.2 Correlations between observables

In the framework of the approximations used in the one-generation analytical model, the photon energy, detection angle and time delay are linked exactly through simple relations. When these approximations are relaxed a significant scatter is expected. Fig. 5 show the three possible correlations between the photon energy E , the detection angle θ , and the time delay Δt . In addition, the *average* behaviour is plotted in solid line for each generation by binning the x-axis (with 4 bins per decade) and averaging the y-values. The analytical estimates of the one-generation model (from Eq. 11 and 12) are shown for comparison as blue, dashed lines. The expected trends are recovered: the smaller the energy, the larger the observation angle and the arrival time delay. As the leptons cool down, they produce more and more gamma-ray photons per unit time. As a result, the total cascade emission is dominated by a very large number of photons with low-energy, large angle, long time delay, as can be seen in Fig. 5. However, several important points can be made.

The averaged values for the first-generation photons (blue line) are consistent with the analytical results of sec. 2.4: both the saturation at low energy and the slopes in

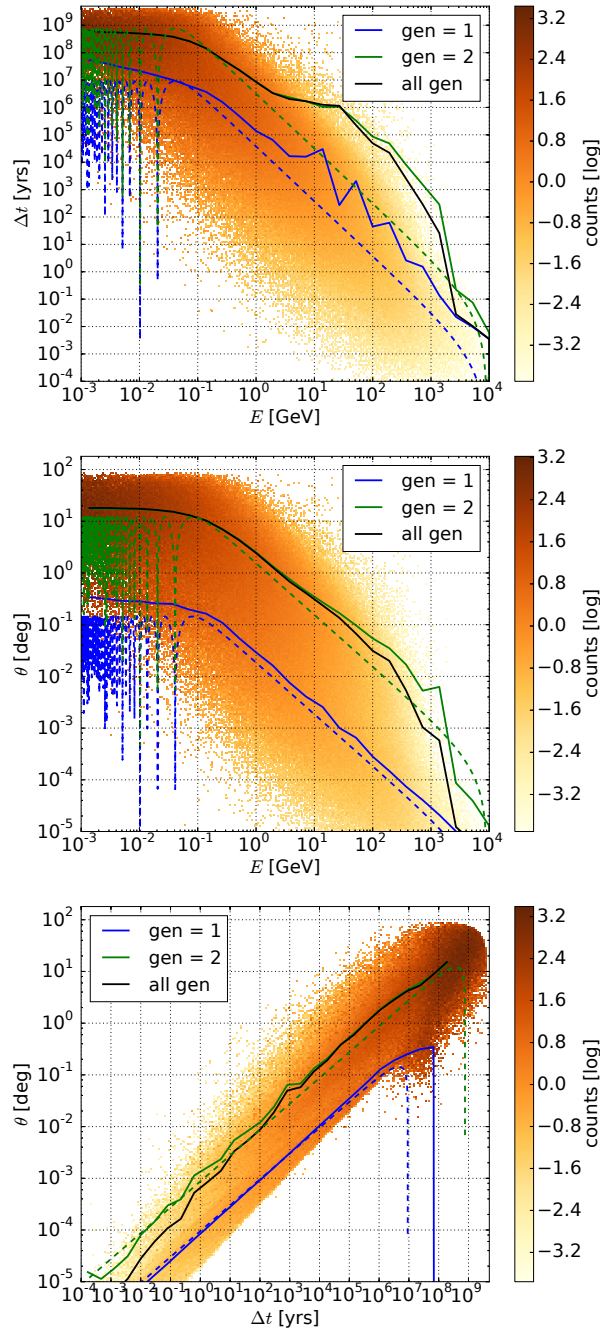


Figure 5. **Top panel:** Correlation between the time delay Δt and energy E of detected photons. The density map shows the number of photons per unit energy and time delay $(E\Delta t)d^2N/(dEd\Delta t)$ with a log color scale. The blue, green and black solid lines show the average time delay for first-generation photons only, second-generation photons, and all photons, respectively. The blue and green dashed lines show the analytical estimates for the first and second generations only (see sec. 2.4). With the same notations, the **middle and bottom panels** show the energy-detection angle and detection angle-time delay correlations respectively.

the small-angle regime are well recovered. The saturations observed in time correspond to the maximal delay (photons that are emitted away from, and scattered back to the observer) while the saturation observed in detection angle corresponds to photons deflected by an angle of $\delta = \pi/2$. The power-law regimes correspond to Eq. 13 and 14. Most of the observed deviations at high energy (e.g. fluctuations and peaks) come from the limited statistics of the simulations: averaged values can be contaminated by a few photons with very large values (typically photons scattered by EBL targets instead of CMB photons). Physical processes that are not taken into account in the analytical estimates (Klein-Nishina regime, dispersion in the annihilation distance, non-uniform magnetic field, energy dispersion around the averaged value ...) are also responsible for deviations to the approximations, but the effects are weaker.

These results also show that the one-generation model underestimates the detection angle and the time delay by at least two orders of magnitude when the contribution of second-generation photons is significant. Indeed the highest energy, second-generation photons are almost all produced at the location where the parent leptons which emitted them were produced. As these photons have lower energy than the primary photons, their annihilation distance is larger $\lambda_{\gamma\gamma}^{gen=1} \gg \lambda_{\gamma\gamma}^{gen=0}$. As a result, the highest energy, second-generation photons are typically produced at a distance $\lambda_{\gamma\gamma}^{gen=1}$ from the source. The geometry remains however similar so that an estimate for the second-generation observable quantities can be found by substituting $\lambda_{\gamma\gamma}$ by $\lambda_{\gamma\gamma}^{gen=1}$ in the results of sec. 2.4. For primary photons at 100 TeV, the highest-energy, first-generation photons (8 TeV) have mean free path $\lambda_{\gamma\gamma}^{gen=1} = 117$ Mpc. This is shown in Fig. 5 as green dashed lines. As can be seen, this new estimate matches well the average results of second-generation dominated cascades.

We emphasise that a single generation never dominates at all energies, angles and time delays. In our canonical simulation for instance, only the low-energy spectrum is dominated by second-generation photons while the highest energy photons are mostly first-generation photons (see Fig. 6). This is why the average time delay drops below the second-generation estimates at high energy.

In principle, the ratio of first to second generation photons depends on the energy of primary photons and the source distance. If primary photons have energy smaller than or close to the absorption energy E_{abs} , then the absorption is so weak that the production of second-generation photons is quenched, and the cascade is dominated by first-generation photons (this will be illustrated in Fig. 12 for instance). However, the results presented here remain general as soon as the energy of primary photons is significantly larger than the absorption energy (see also Berezhinsky & Kalashev 2016).

In any case, there is a large dispersion around the average quantities, showing that the latter might be of limited practical use.

3.3 Photon distributions

The energy, angle and time distributions are obtained by integrating over the other two parameters. In this section we focus on photons with energy above 1 GeV which corre-

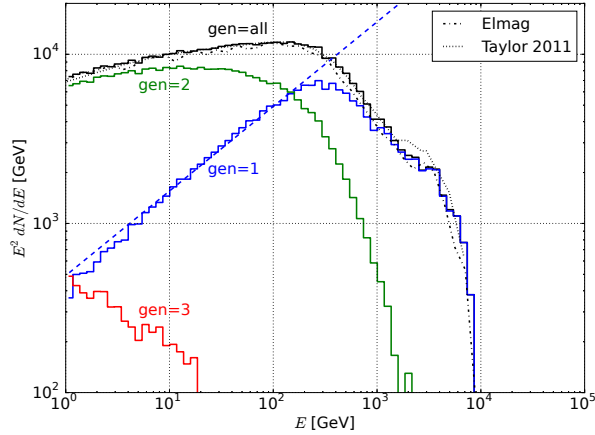


Figure 6. Full spectrum for an isotropic and mono-energetic source (100 TeV) at $z=0.13$ (black line). The blue, green and red lines show the contributions of generations 1, 2 and 3 respectively. The analytic expression (Eq. 15) is shown in blue dashed line. The dotted-dashed, and dotted lines show the results from Elmag (Kachelriess et al. 2012) and Taylor et al. (2011) respectively.

sponds to the typical energy range of gamma-ray observatories.

The spectrum of our fiducial model, integrated over the entire sky, over all possible arrival times, and normalised to one primary photon, is shown in Fig. 6. It is compared to Fig. 1 of Taylor et al. (2011)² and to the results of the Elmag code (Kachelriess et al. 2012) using the same set-up. Spectral shapes provided by the different codes are compatible each other. All primary photons at 100 TeV are absorbed and produce the first-generation spectrum (blue line). Below E_{cut} analytical estimates (Eq. 15) are well reproduced by the first-generation population, in spite of the approximations made. Above 1 TeV the photon of the first generation are absorbed (Fig. 3) and produce a second generation which dominates the spectrum below about 100 GeV (green line). The spectrum of the second generation is similar to the spectrum of the first generation ($dN/dE \propto E^{-3/2}$) except it is softer in the energy range shown in this figure (it can be shown that $dN/dE \propto E^{-7/4}$). A few second-generation photons are also absorbed and produce a weak third-generation population (red line) which does not contribute to the total spectrum.

The angle distribution integrated over energies $E > 1$ GeV and over all arrival times, normalised to one primary photon is shown in Fig. 7. The emission is peaked at the center and decreases as a power-law with increasing angle. At small angles, the distribution of first-generation photons is well approximated by the analytical estimate given in Eq. 16: $dN/d\theta \propto \theta^{-1/2}$. However, only photons above 1 GeV are considered here. Hence, low-energy photons with large angles are not observed. And, as compared to the analytical estimate, the angular distribution drops at a typical size that depends on the minimal energy and the magnetic field. As second-generation photons have a larger mean free-path,

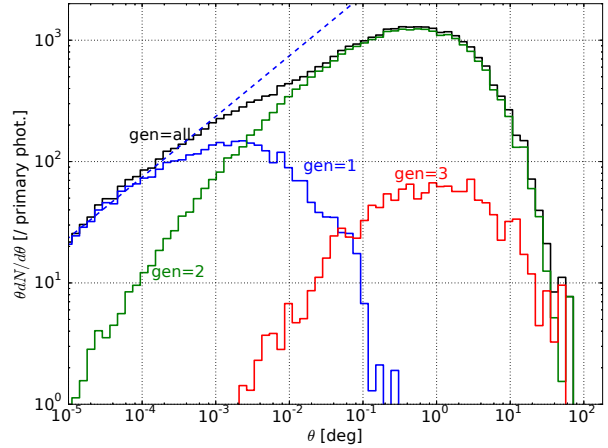


Figure 7. Detection angle distribution for $E > 1$ GeV photons. The colors are the same as in Fig. 6. The blue, dashed line shows the analytical estimate of Eq. 16.

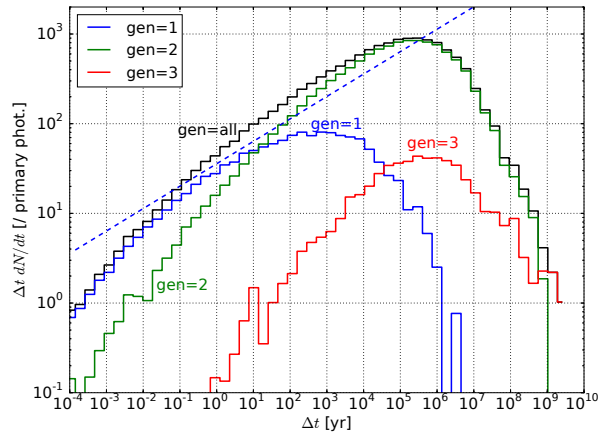


Figure 8. Distribution of time delays for $E > 1$ GeV photons. The colors are the same as in Fig. 6. The blue, dashed line shows the analytical estimate of Eq. 17.

they typically arrive with larger angles. Interestingly, the distribution is dominated by second-generation photons at observable scales ($\theta > 0.1^\circ$). This result remains general as long as the energy of primary photons is significantly larger than the absorption energy E_{abs} (i.e. photons have absorption depth $\tau_{\gamma\gamma}(E^0) \gg 1$). Primary photons with energy comparable to the absorption energy ($\tau_{\gamma\gamma}(E^0) \approx 1$) are weakly absorbed and do not produce high-generation photons. For sources with an extended intrinsic spectrum, the contribution of first- and second-generation photons to the angular distribution is more complex (see sec. 4.2).

The time delay distribution integrated over energies $E > 1$ GeV and all detection angles, and normalised to one primary photon, is shown in Fig. 8. As time evolves after a source flare, less and less photons are observed. The one-generation model (Eq. 17) provides a good estimate of the first-generation distribution for time delays ranging from about 1 month to 100 years. Shorter time delays correspond to high energy photons that are absorbed, producing a drop

² The normalisations of the published results were chosen arbitrary

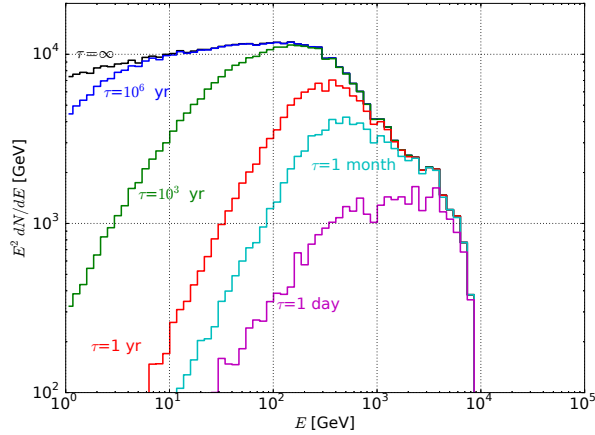


Figure 9. Total spectrum of an flaring event integrated over a finite exposure time ($t_{\text{obs}} = \tau$), or equivalently: instantaneous spectrum of a source that has been active for a give time ($t_{\text{act}} = \tau$) in the past.

below the analytical estimate. Longer time delays correspond to low-energy photons below the selection criterion $E > 1$ GeV, producing a cut of the distribution above 1000 years. Interestingly, accessible time delays ($\Delta t < 1$ yr) after a flaring event (such as a GRB) are short enough to be dominated by first-generation photons only, allowing for the use of simple formulae to derive constraints from the potential detection of pair echoes.

The three distributions presented on Figs. 6, 7 and 8 (dN/dE , $dN/d\theta$, and dN/dt) are global distributions in the sense that they are integrated over large ranges of the 2 others quantities. For instance, the spectrum shown in Fig. 6 is the integrated over all detection angles and all arrival times. However, in a more realistic situation, only limited ranges of these quantities are accessible. As low-energy photons arrive with large angle, large time delay, and are products of primary photons emitted far away from the line of sight, any of the following effects will damp the spectrum at low energy, while cutting the large angle and large time delay part of the associated distributions:

- (i) If the instrument is only sensitive above a given energy (see discussion before).
- (ii) If the instrument aperture is limited.
- (iii) If the exposure time is finite after an impulsive flaring event.
- (iv) If the source emission is beamed within a limited opening angle.

The effect of finite exposure time is illustrated in Fig. 9 (see also Ichiki et al. 2008). This can be interpreted in two ways. If the source produces a strong, impulsive flaring event (such as a GRB for instance), this figure shows the integrated spectra as data is accumulated from the detection of the unabsorbed, primary photons up to time $t_{\text{obs}} = \tau$. As time evolves lower energy photons are detected and the low-energy part of the spectrum builds up slowly. Alternatively, this figure also shows the instantaneous spectra observed at present time, if the source (such as an AGN) has been active for a time $t_{\text{act}} = \tau$ in the past, with constant luminosity (Dermer et al. 2011). As the activity period increases, we are able to de-

tect secondaries produced by primaries emitted earlier. As leptons had more time to cool down, these secondaries have lower energy. As a result, long activity sources have spectra that extend to lower energy.

4 SOURCE PROPERTIES

The simple case presented in section 3 allows us to understand general behavior of electromagnetic cascades. However, several effects must be included to produce realistic cascades. Gamma-ray sources (AGNs, GRBs) do not emit photons at a single energy or isotropically but instead produce non-thermal, beamed radiation. Here we investigate the following intrinsic properties of the source:

- Redshift z .
- Intrinsic spectrum: here we consider power-law spectra in the form $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ for $100 \text{ MeV} \geq E \geq E_{\text{max}}$.
- Emission profile: here we assume a disk emission, i.e. an axisymmetric angular distribution $dN_e/d\Omega_e$ uniform up to a given half-opening angle θ_{jet} observed with an angle θ_{obs} away from its axis (see Fig. 4).

In the following we use simulation parameters corresponding to the Blazar 1ES0229+200 (Tavecchio et al. 2009; Taylor et al. 2011; Vovk et al. 2012) with a redshift $z = 0.14$ corresponding to a distance of 599 Mpc, and a hard spectrum with $\Gamma = 1.2$. The unconstrained maximal energy of the intrinsic spectrum is set to $E_{\text{max}} = 100$ TeV and the emission is assumed to be isotropic. The EGMF has an averaged intensity of $B = 10^{-15}$ G, and a coherence length $\lambda_B = 1$ Mpc. We use the EBL model of Domínguez et al. (2011).

In this section, the spectra are normalised to L_0 , the intrinsic luminosity of the source as observed at $z = 0$ (i.e. the intrinsic luminosity decreased by a factor $1 + z$).

4.1 Source redshift

The spectral evolution with redshift is shown in Fig. 10 for $z = 0.04$ ($D_s \sim 175$ Mpc), $z = 0.14$ ($D_s \sim 599$ Mpc), $z = 1$ ($D_s \sim 3.4$ Gpc), and $z = 2$ ($D_s \sim 5.3$ Gpc). As expected, the cut-off energy decreases with increasing distance as the column density of target photons increases. At high redshift, we find that the absorption depth goes simply as $\tau_{\gamma\gamma} \propto E^2$ producing a super-exponential cutoff $\propto e^{-E^2/E_{\text{cut}}^2}$. However the spectra of nearby sources show a more complex and harder absorption cutoff. In our setup, the maximal energy of primary photons (100 TeV) is large enough to generate an efficient cascade. As a result, almost all shown spectra are dominated by second-generation photons. Only when the source is close enough ($z = 0.04$), the absorption is weak enough to quench the production of second-generation photons. As discussed by Berezhinskii & Smirnov (1975) the spectrum softens as the generation order increases, which is consistent with the harder spectrum observed at $z = 0.04$. The intrinsic spectrum used here is hard ($\Gamma = 1.2$), so that most of the intrinsic luminosity is concentrated at the highest energies ($E_0 \sim E_{\text{max}}$). Most of the spectrum is then fully absorbed and redistributed as cascade contribution. As a result, the amplitude of the observed spectra is almost insensitive to the absorption energy, i.e. also to the source redshift.

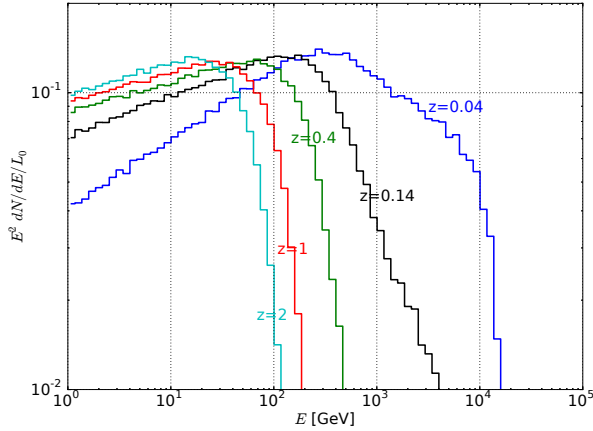


Figure 10. Full spectrum of sources at different redshifts ($z = 0.04, 0.14, 0.4, 1$ and 2), normalised to the intrinsic luminosity attenuated by a factor $1+z$ to account for the universe expansion.

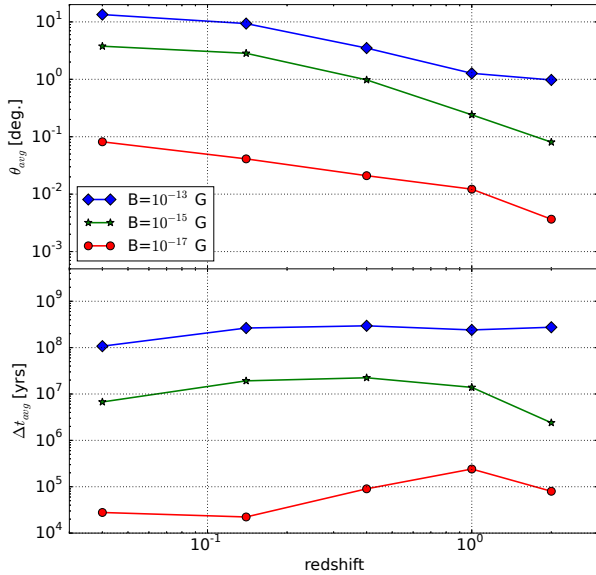


Figure 11. Average arrival angle (top) and time delay (bottom) of photons with energy $E > 1$ GeV, as a function of the source redshift, for different EGMF strengths ($B = 10^{-13}, 10^{-15}$, and 10^{-17} G).

The evolution of the angular distribution and time delays of photons with energy $E > 1$ GeV, are illustrated by their average values in Fig. 11 for different EGMF strengths. Both the halo extension and the time delay increase with magnetic field, as leptons of given energy are more deflected by stronger fields. Their evolution with redshift is the result of several effects. The halo extension decreases with distance. To zeroth order, it is simply due to geometrical effects: the same annihilation distance to the source corresponds to a smaller angle as seen from a more distant observer (see for instance Eq. 11 for first-generation photons: $\theta \propto \lambda_{\gamma\gamma}/D_s$). In contrast, the time delay does not suffer from any geometrical dependence on distance (see for instance Eq. 12 for first-generation photons) and shows only little evolution

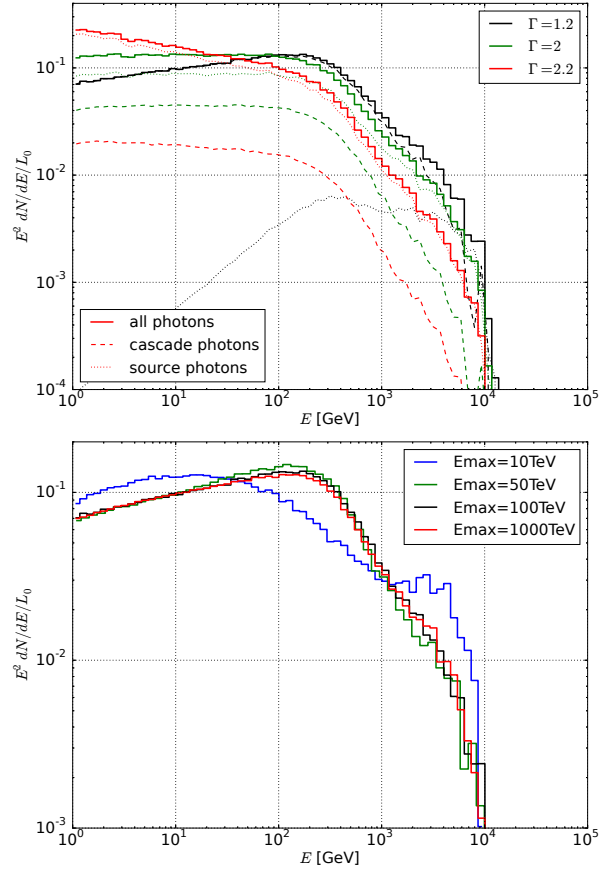


Figure 12. Top panel: Observed spectra for $E_{\max} = 100$ TeV and different spectral indices Γ (solid lines). The contributions of the primary source and the cascade are shown in dotted and dashed lines respectively. Spectra are normalised to L_0 , the intrinsic luminosity attenuated by $1+z$. **Bottom panel:** Spectra for $\Gamma = 1.2$ and different maximal energies E_{\max} .

with redshift. To first order however, the cosmological evolution of the universe also influences the angular size and time delay of secondary photons (namely through $\lambda_{\gamma\gamma}(z)$, $\lambda_{ic}(z)$, $B(z)$, and $E(z)$), explaining the remaining evolution.

4.2 Source spectrum

Fig. 12 shows the observed spectra when the source intrinsic spectrum is changed. The top and bottom panel show the results for different spectral indices ($\Gamma=1.2, 2$ and 2.2 , $E_{\max} = 100$ TeV) and different maximal energies ($E_{\max} = 10, 50, 100$ TeV and 1 PeV, $\Gamma = 1.2$) respectively. At source distance $z = 0.14$, photons with energy higher than a few TeV are absorbed and redistributed towards low energies. For hard spectra ($\Gamma < 2$), many primary photons are absorbed. This induces a strong cascade which dominates the intrinsic source emission at all energies. The observed spectrum is very similar to the mono-energetic model shown in Fig. 6. In contrast, when the intrinsic spectra are soft ($\Gamma > 2$), only few primary photons are absorbed. The cascade contribution is negligible and only the absorbed, intrinsic spectrum is observed. As far as only the cascade

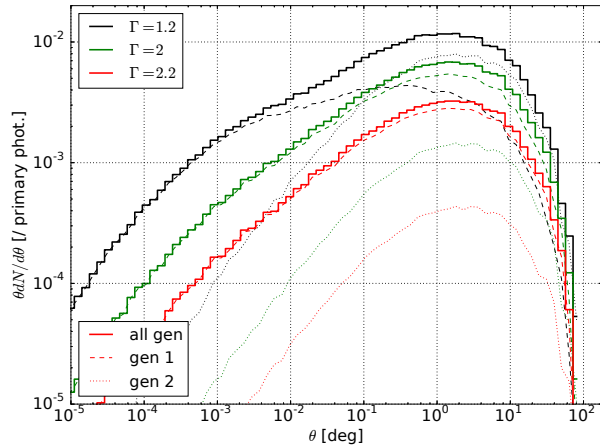


Figure 13. Angular distribution of $E > 1$ GeV photons, for different intrinsic spectral indices Γ and $E_{\text{max}} = 100$ TeV (solid lines). The dashed and dotted lines show the contributions of first-generation photons and second-generation photons respectively.

emission is concerned (dashed lines), the spectrum is only weakly dependent on the intrinsic hardness. This strong universality of the cascade emission is also illustrated in the bottom panel where the shape of the observed spectrum is highly insensitive to the maximal energy. Only the case with $E_{\text{max}} = 10$ TeV shows significant departure from the generic spectral shape. In that specific case, the intrinsic spectrum does not extend much beyond the absorption energy E_{abs} at that distance, and the spectrum is dominated by first-generation photons which were produced below the average annihilation distance.

Fig. 13 shows the angular distribution in the 1 GeV–1 TeV band, for different intrinsic spectral indices. As can be seen, the angular distribution is rather insensitive to the intrinsic spectrum. Although the angular distribution of cascades induced by one single primary photon depends on the energy of this primary (it scales as $\lambda_{\gamma\gamma}(E_0)$, see Eq. 13), two effects contribute to keep the final distribution induced by an extended intrinsic spectrum quite universal. First, most of the cascade is induced by primary photons just above the absorption threshold (see Fig. 3), i.e. in the 1–10 TeV range, because they are more numerous. In this range the mean absorption length is rather insensitive to the primary energy (see Fig. 2). Second, when the intrinsic spectrum extends to higher energy and is hard enough ($\Gamma \lesssim 2$), part of the cascade is in principle also induced by these high-energy photons with shorter absorption length. However the first-generation photons produced by these high-energy primaries are also absorbed. They produce second-generation photons that eventually dominate the angular distribution and have larger absorption depth (see sec. 3.2). Here also, the second-generation photons contribute dominantly to the cascade when they have energy just above the absorption energy, that is when they have absorption length comparable to that of low-energy primaries. This makes the spectrum insensitive to the energy of primary photons, that is to the intrinsic spectrum. The time delay distribution is even less sensitive to the properties of the intrinsic spectrum, and is not shown here.

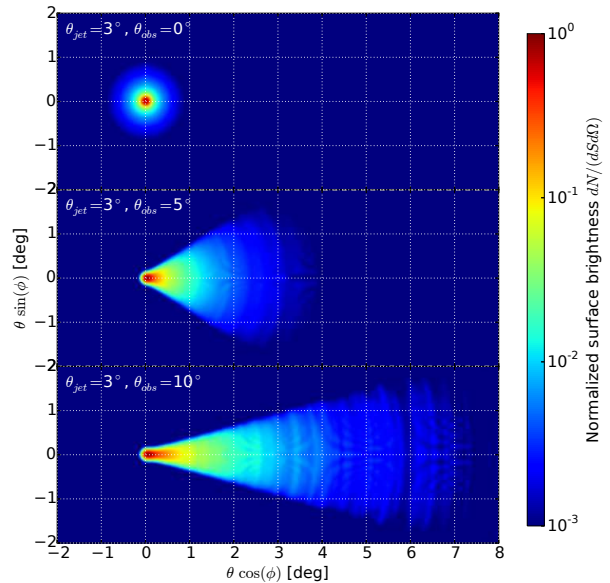


Figure 14. Images of a misaligned source at $z = 0.14$, emitting a power-law spectrum with index $\Gamma = 1.2$ in a uniform cone of half-opening angle $\theta_{\text{jet}} = 3^\circ$. Here $B = 10^{-15}$ G, and $\lambda_B = 1$ Mpc. Observations at three angles at shown: $\theta_{\text{obs}} = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ$ from top to bottom.

These results show that the emission properties of cascades (spectrum, angular distribution and time distribution) do not depend on the properties of the intrinsic spectrum as long as the maximal energy of the source is large enough compared to the absorption energy. Although the cascade properties are highly dependent on several other parameters such as the distance and the EGMF, this illustrates the universal properties of the cascade emission with respect to the source intrinsic spectrum (e.g. Berezhinsky & Kalashev 2016).

4.3 Source beaming

Anisotropic emission can be modelled at the post-processing stage if the source emission is axisymmetric (e.g. a beamed emission) and the intergalactic medium is isotropic (see appendix A4). If the source axis is not aligned with the line of sight, a jet structure is observed in the cascade emission (Neronov et al. 2010; Arlen et al. 2014). This is illustrated in Fig. 14. The general analysis of the misaligned case is beyond the scope of the current paper. In the following, we shall concentrate on the case of a beamed emission aligned with the line of sight.

The effect of the jet half-opening angle θ_{jet} on the observed spectrum is shown in Fig. 15. Lower energy photons typically originate from primary photons emitted farther away from the line of sight. Therefore in the case of a beamed source with no photon emitted at large angle, the cascade emission is suppressed below some critical energy (see for instance Tavecchio et al. 2010). Then, the more collimated the jet, the larger the critical energy. The precise transition energy depends on the magnetic field strength and coherence length. Although its value can be derived in

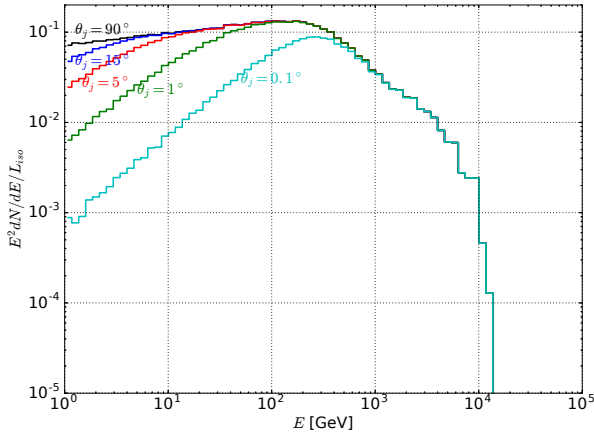


Figure 15. Energy spectra for different jet half-opening angles θ_{jet} . All spectra are normalised to the luminosity of an isotropic source of equal flux inside the emission cone: $L_{\text{iso}} = 2L_0/(1 - \cos\theta_{\text{jet}})$.

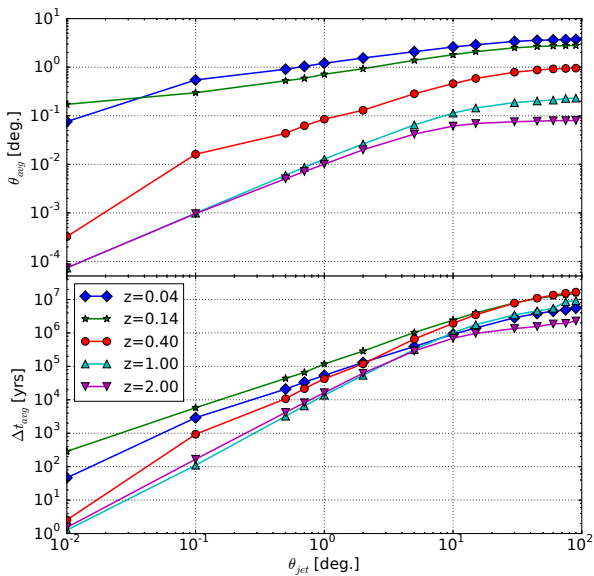


Figure 16. Average detection angle (top) and time delay (bottom) of photons with energy $E > 1$ GeV as a function of the jet opening angle for sources at different redshifts.

the framework of a one-generation model, such results do not apply to sources emitting at high energy and producing high-generation dominated cascades.

The effect of the jet opening angle on the observed angular distribution and time delays is illustrated in Fig. 16 for different source distances. Photons emitted with a large angle θ_e with respect to the line of sight are typically observed with a large angle $\theta \approx \theta_e/\tau_{\gamma\gamma}$. As a result, the averaged detection angle in the 1 GeV - 100 TeV band is expected to scale as $\langle\theta\rangle \propto \theta_{\text{jet}}$. This is clearly observed for distant sources with $z > 0.4$ at small angle. The increase of the average angle with the jet opening angle is less pronounced for nearby sources. This results from a combination of the source intrinsic spectrum (different primary energies corre-

spond to different annihilation distances) and the complex absorption feature for nearby sources (see Fig. 10 and the associated discussion). At larger jet opening angle, the average detection angle is limited by the physical extension of the halo around the sources. For all opening angles, the average angle decreases with the source redshift mostly because of geometrical effect (halos look smaller when observed from larger distances).

The average time delay increases with the jet opening angle. Indeed with a large jet opening, there is a larger halo effect. Then photons are more deflected and arrive at latter times. The redshift dependence is less pronounced than that of the average angle, as already mentioned.

These results show that the effect of the source beaming on the cascade properties cannot be modelled by simple one-generation models, and that it must be investigated numerically.

5 PROPERTIES OF THE INTERGALACTIC MEDIUM

In section 4 we explored the effect of the source parameters on the development and observability of a cosmological cascade. We now illustrate the impact of the intergalactic medium, in particular the effects of:

- the extragalactic background light model
- the extragalactic magnetic field (amplitude B and coherence length λ_B)

The same fiducial simulation is used, as in section 4.

5.1 Extragalactic background light

The extragalactic light (EBL) affects the absorption of gamma-rays. Fig. 17 shows the spectrum computed for an isotropic source with a spectral index of $\Gamma = 1.2$ at a redshift $z = 2$ using 6 different EBL models (Franceschini et al. 2008; Domínguez et al. 2011; Finke et al. 2010; Kneiske & Dole 2010; Gilmore et al. 2012). The different EBL models predict different cut-off energies. This dependence on EBL models is similar to the analytical expectation from Fig. 3. Below the cutoff energy, the cascade spectrum is however quite universal (in shape and intensity). Indeed the intrinsic spectrum used here is hard so that most of the absorbed energy corresponds to photons with energy close to the maximal energy E_{max} of the intrinsic spectrum, independently of the absorption energy E_{abs} .

Fig. 18 shows the distribution of detection angles for photons with energies $E > 1$ GeV and for the 6 different EBL models. Although the general shape of the distribution is similar from one model to the other, the typical angular scales involved can vary by a factor from 1 to 6.

5.2 Extragalactic magnetic field

The amplitude and coherence length of EGMF have no effect on the full integrated spectrum over an infinite time. It can however have an effect if the spectrum is integrated only over a finite observational time or if a limited aperture is used. These questions have already been largely studied

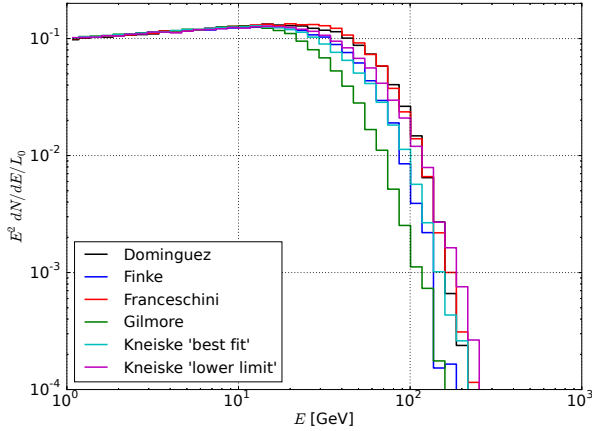


Figure 17. Full-sky spectrum for different EBL models. The source is located at redshift $z = 2$.

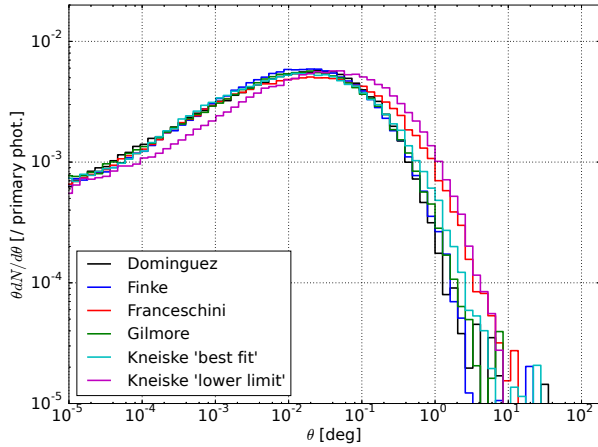


Figure 18. Detection angle distribution of $E > 1$ GeV photons emitted at $z = 2$ and for different EBL models.

in the literature (e.g. Taylor et al. 2011; Vovk et al. 2012; Arlen et al. 2014). We do not reproduce these studies here.

Fig. 19 shows the average time delay and arrival angle of photons with energy $E > 1$ GeV versus the amplitude of the EGMF for a coherence length $\lambda_B = 1$ Mpc. For strong magnetic fields ($B > 10^{-14}$ G), leptons are trapped near their production site by the magnetic field and produce an isotropic source of typical size $\lambda_{\gamma\gamma}$. This translates into a typical average angle (and time delay), that is independent of the field intensity (Aharonian et al. 1994). For weak magnetic fields ($B < 10^{-14}$ G), there is no isotropisation of the emission and the average angle increases with the magnetic field intensity: the stronger the field, the larger the deflection and the larger the detection angle (Elyiv et al. 2009). For very weak magnetic fields ($B < 10^{-21}$ G), the arrival angle and time delay saturate at minimal values corresponding to the intrinsic extension of the cascade, resulting from the small misalignment of the product particles with respect to their parent particles during pair production and Compton interactions. This intrinsic extension is independent of the magnetic field strength (Neronov & Semikoz 2009, Eq.

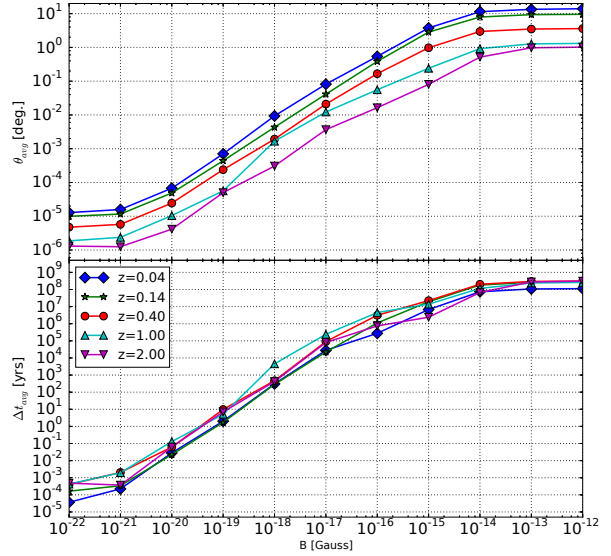


Figure 19. Average detection angle (top) and average time delay (bottom) of photons with energy $E > 1$ GeV as a function of the EGMF strength for different source redshifts. The coherence length is $\lambda_B = 1$ Mpc.

41). Also, nearby sources naturally appear as more extended than distant sources. Nonetheless, as for the effect of the jet opening angle, a combination of the intrinsic spectrum of the source and the complex absorption profile at low redshift produces an increase of the average angle that can be slower than the linear expectation of Eq. 11 and that depends on the source redshift.

The properties of the cascade emission also depend on the coherence length. The general shape of the angular and time delay distributions (not shown here) are quite insensitive to that length scale, but the typical angular (and time) scales depend on it. The average angle and time delays of photons with energy $E > 1$ GeV are shown as a function of the coherence length in Fig. 20. At large coherence length ($\lambda_B > 1$ Mpc), the leptons only visit a single uniform magnetic cell and the deflection is governed by the orientation of the field in that cell. This produces a halo size that is quite independent of the coherence length. At small coherence length ($\lambda_B < 10$ kpc), the leptons travel through many magnetic cells and have a random walk. The deflection angle then increases as $\lambda_B^{1/2}$, and so does the detection angle. Although the angular scales cannot be derived from the simple one-generation model, the expected behaviour $\theta_{avg} \propto \lambda_B^{1/2}$ is well recovered by the full simulations. In the simple model presented in section 2.4, the transition between the two regimes occurs when the lepton cooling distance associated to the observation energy E equals the magnetic coherence length. We consider only photons above 1 GeV and at $z = 0.14$, the absorption energy is about 1 TeV. The corresponding cooling distance of the parent leptons is then in the range $10 < D_{ic} < 500$ kpc (according to eq. 5 and 7). The transition is then expected to occur in the same range $10 < \lambda_B < 500$ kpc as observed in Fig 20. Whereas the absorption energy depends only moderately on the source distance, the cooling distance scales as $D_{ic} \propto (1+z)^{-4}$, so

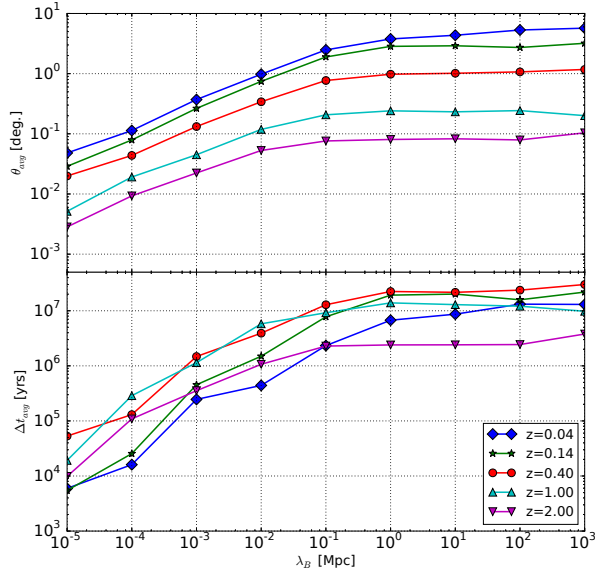


Figure 20. Average detection angle (top) and average time delay (bottom) of photons with energy $E > 1$ GeV as a function of the EGMF coherence length λ_B for different source redshifts. The field strength is $B = 10^{-15}$ G.

that the transition occurs at much smaller coherence length for high- z sources, as observed in Fig. 20.

6 CONCLUSION

In this article, we have presented a new, publicly available, Monte Carlo code to model the emission of electromagnetic cascades. This code makes very few approximations: it uses the exact interaction cross sections, both the EBL and CMB photons are targets for the lepton and photon interaction, it computes the exact 3D trajectory of leptons in cubic cells immersed in a uniform magnetic field and it takes into account the cosmological expansion in the evolution of the target properties, the particle energy and the particle trajectories. It can model the emission of cascades initiated by sources at any distance (as long as EBL models are accessible), with any intrinsic spectrum and any axisymmetric emission. The code was validated by comparison to published results and analytical estimates.

With this code, we have studied the role of the different physical parameters (source spectrum, redshift, anisotropic emission, EBL spectrum and EGMF) involved in the cascade properties. This study also emphasises the limitations of the analytical estimates often used in the interpretation of high-energy observations. In particular, high-generation photons quickly dominate the cascade properties as soon as the intrinsic spectrum extends to energies significantly larger than the source absorption energy (typically a few TeV). Most studies use one-generation models to interpret the results of search for pair halos. We have shown that the angular distribution at potentially observable scales ($\theta > 0.1^\circ$) can be fully dominated by second-generation photons if the intrinsic spectrum of the source is hard and extends to high energy.

In that case, analytic expressions and their interpretations can be misleading.

The dependence of cosmological cascades on the characteristics of the sources (variability, spectrum, anisotropy) as well as those of the intergalactic medium (EBL, EGMF) is subtle and complex. Moreover, the observable properties of cascades depend also crucially on the way observations are conducted (aperture angle of the instrument, energy bands, time of the observation and time of exposure. . .). A detailed numerical modelling of the cascades is a prerequisite to disentangling all these effects. The code can be used: to interpret data, to design observational strategies for present and future high-energy telescopes and to tighten the constraints on the EGMF.

ACKNOWLEDGMENTS

This work has been carried out thanks to the support of the OCEVU Labex (ANR-11-LABX-0060) and the A*MIDEX project (ANR-11-IDEX-0001-02) funded by the "Investissements d'Avenir" French government program managed by the ANR. The authors are indebted to Guillaume Dubus for many useful comments and suggestions.

REFERENCES

- Abramowski A., et al., 2014, *A&A*, 562, A145
 Aharonian F. A., Atoyan A. M., 1985, International Cosmic Ray Conference, 1, 301
 Aharonian F. A., Coppi P. S., Voelk H. J., 1994, *ApJ*, 423, L5
 Aharonian F. A., et al., 2001, *A&A*, 366, 746
 Aharonian F. A., Timokhin A. N., Plyasheshnikov A. V., 2002, *A&A*, 384, 834
 Arlen T. C., Vassilev V. V., Weisgarber T., Wakely S. P., Shafi S. Y., 2014, *ApJ*, 796, 18
 Batista R. A., Saveliev A., Sigl G., Vachaspati T., 2016, arXiv:1607.00320 [astro-ph]
 Berezhinskii V. S., Smirnov A. I., 1975, *Ap&SS*, 32, 461
 Berezhinsky V., Kalashev O., 2016, *Physical Review D*, 94, 023007
 Caprini C., Gabici S., 2015, *Phys. Rev. D*, 91, 123514
 Chen W., Buckley J. H., Ferrer F., 2015, *Phys. Rev. Lett.*, 115, 211103
 D’Avezac P., Dubus G., Giebels B., 2007, *A&A*, 469, 857
 Dermer C. D., Cavadini M., Razzaque S., Finke J. D., Chiang J., Lott B., 2011, *ApJ*, 733, L21
 Domínguez A., et al., 2011, *MNRAS*, 410, 2556
 Durrer R., Neronov A., 2013, *A&ARv*, 21, 62
 Elyiv A., Neronov A., Semikoz D., 2009, *Phys. Rev. D*, 80
 Essey W., Ando S., Kusenko A., 2011, *Astroparticle Physics*, 35, 135
 Eungwanichayapant A., Aharonian F., 2009, *International Journal of Modern Physics D*, 18, 911
 Finke J. D., Razzaque S., Dermer C. D., 2010, *AJ*, 712, 238
 Finke J. D., Reyes L. C., Georganopoulos M., Reynolds K., Ajello M., Fegan S. J., McCann K., 2015, arXiv:1510.02485 [astro-ph]
 Franceschini A., Rodighiero G., Vaccari M., 2008, *A&A*, 487, 837
 Gilmore R. C., Somerville R. S., Primack J. R., Domínguez A., 2012, *MNRAS*, 422, 3189
 Gould R. J., Schröder G. P., 1967, *Phys. Rev. Lett.*, 155, 1408
 Ichiki K., Inoue S., Takahashi K., 2008, *ApJ*, 682, 127
 Kachelrieß M., 2010, in 25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics. p. 224

- Kachelriess M., Ostapchenko S., Tomas R., 2012, *Computer Physics Communications*, 183, 1036
- Kneiske T. M., Dole H., 2010, *A&A*, 515, A19
- Krawczynski H., Coppi P. S., Maccarone T., Aharonian F. A., 2000, *A&A*, 353, 97
- Kronberg P. P., 1995, *Nature*, 374, 404
- Long A. J., Vachaspati T., 2015, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2015, 065
- Meyer M., Conrad J., Dickinson H., 2016, *The Astrophysical Journal*, 827, 147
- Murase K., Takahashi K., Inoue S., Ichiki K., Nagataki S., 2008, *ApJ*, 686, L67
- Neronov A., Semikoz D. V., 2007, *JETP Letters*, 85, 473
- Neronov A., Semikoz D. V., 2009, *Physical Review D*, 80, 123012
- Neronov A., Vovk I., 2010, *Science*, 328, 73
- Neronov A., Semikoz D., Kachelriess M., Ostapchenko S., Elyiv A., 2010, *ApJ*, 719, L130
- Neronov A., Semikoz D. V., Tinyakov P. G., Tkachev I. I., 2011, *A&A*, 526, A90
- Oikonomou F., Murase K., Kotera K., 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 568, A110
- Plaga R., 1995, *Nature*, 374, 430
- Prokhorov D. A., Moraghan A., 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 457, 2433
- Protheroe R. J., 1986, *MNRAS*, 221, 769
- Roscherr B., Coppi P. S., 1998, in *AIP Conference Proceedings*. AIP Publishing, pp 760–764, doi:10.1063/1.55297
- Settimo M., De Domenico M., 2015, *Astroparticle Physics*, 62, 92
- Stecker F. W., de Jager O. C., Salamon M. H., 1992, *ApJ*, 390, L49
- Takahashi K., Murase K., Ichiki K., Inoue S., Nagataki S., 2008, *ApJ*, 687, L5
- Tavecchio F., Ghisellini G., Ghirlanda G., Costamante L., Franceschini A., 2009, *MNRAS*, 399, L59
- Tavecchio F., Ghisellini G., Foschini L., Bonnoli G., Ghirlanda G., Coppi P., 2010, *MNRAS*, 406, L70
- Taylor A. M., Vovk I., Neronov A., 2011, *A&A*, 529, A144
- Vovk I., Taylor A. M., Semikoz D., Neronov A., 2012, *ApJ*, 747, L14
- Wdowczyk J., Tkaczyk W., Wolfendale A. W., 1972, *Journal of Physics A: General Physics*, 5, 1419

APPENDIX A: MONTE CARLO CODE

The code was designed to be accurate and general, without any approximation, fast, and easy to use. It is written in Fortran 95 and parallelised with OpenMP. The source code is available at the following address: <https://gitlab.com/tfitoussi/cascade-simulation> with some additional informations. Simulations return series of events (detected photons) which are then post-processed to generate observables such as spectra, angular distributions, images or timing delays. Post-processing scripts in python 2.7 are accessible at <https://gitlab.com/tfitoussi/simulation-analysis>. These scripts were developed for our own needs and should be considered as examples and templates. More details are given on the mentioned Git repositories.

The general architecture of the code is presented in Fig. A1 (see also section 3.1), additional details are given below on the particular way some selected physical or numerical issues are dealt with.

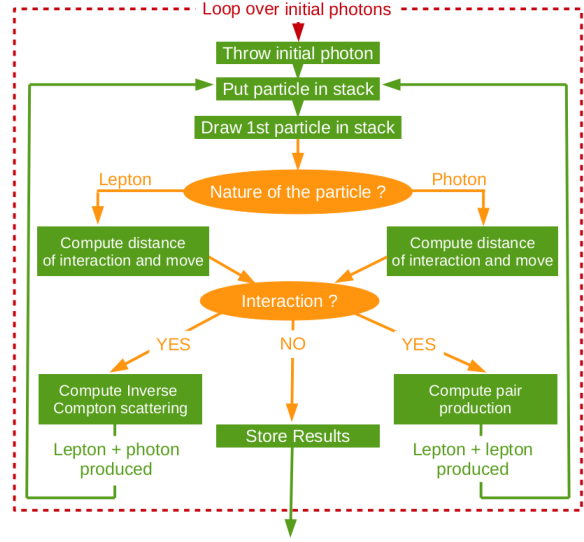


Figure A1. Scheme of the simulation process.

A1 Particles propagation

In this section, we describe how the propagation of leptons is computed.

The Friedmann - Lemaitre - Robertson - Walker metric for a spatially flat and isotropic universe is:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) d\chi^2, \quad (\text{A1})$$

where t is the cosmic time, $a(t)$ is the scale factor and χ the comoving distance. The code uses a flat Λ -CDM concordance model ($\Omega_k = 0$). The results presented in this paper have been obtained with $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ and the Hubble constant $H_0 = 67.8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. The evolution of the Universe is described by the Friedmann - Lemaitre equation:

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda \quad (\text{A2})$$

where $z = 1/a - 1$ is the cosmological redshift. Then, the evolution of redshift with cosmic time is governed by:

$$dt = \frac{da}{\dot{a}} = \frac{-dz}{(1+z)H(z)}. \quad (\text{A3})$$

Photons follow geodesics $ds^2 = 0$. The comoving distance travelled by photons between two interactions is therefore:

$$\Delta\chi = c \int_{t_1}^{t_2} \frac{dt}{a} = c \int_{z_2}^{z_1} \frac{dz}{H(z)}. \quad (\text{A4})$$

The lepton propagation is affected by the extragalactic magnetic field (EGMF) and their equation of motion is:

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} = \frac{f^\mu}{m_e}, \quad (\text{A5})$$

where m_e is the lepton mass, x^μ is the position quadri-vector, τ is the particle proper time, the $\Gamma^\mu_{\alpha\beta}$ are the Christoffel symbols, and f^μ is the Lorentz force computed from the electro-magnetic tensor. We assume a passive field diluted as $B(z) = B_0/a^2$ where B_0 is its value at $z = 0$.

In terms of comoving coordinates $\vec{\chi}$ and cosmic time t , the equations of motion read:

$$\frac{d^2 t}{d\tau^2} + \frac{a}{c^2} \frac{da}{dt} \left(\frac{d\chi}{d\tau} \right)^2 = 0, \quad (\text{A6})$$

$$\frac{d^2 \vec{\chi}}{d\tau^2} + \frac{2}{a} \frac{da}{dt} \frac{d\vec{\chi}}{d\tau} = \frac{e_c}{a^2 m_e c} \frac{d\vec{\chi}}{d\tau} \times \vec{B}_0 \quad (\text{A7})$$

where e_c is the lepton charge and c the speed of light. The cosmic time is linked to the particle proper time as: $d\tau = dt/\gamma$ and the comoving velocity is related to the proper velocity v as: $d\chi/dt = v/ac$. Defining $p = (\gamma^2 - 1)^{1/2}$ the lepton dimensionless momentum, the first equation reduces to $\dot{p}/p = -\dot{a}/a$, the solution of which describes how the particle energy evolves with cosmic time:

$$p \propto 1/a = (1+z). \quad (\text{A8})$$

Note that highly relativistic particles behave very much like photons since $p \approx \gamma$. The second equation is simpler when written in terms of a *generalised* conformal time η defined by $d\eta = dt/(\gamma a^2)$:

$$\frac{d^2 \vec{\chi}}{d\eta^2} + \vec{\omega}_{B,0} \times \frac{d\vec{\chi}}{d\eta} = \vec{0}, \quad (\text{A9})$$

where $\vec{\omega}_{B,0} = e_c \vec{B}_0 / (m_e c)$ is the cyclotron pulsation at $z = 0$ (i.e. a constant). This equation is the equation of motion of a charged particle in a constant magnetic field. The solution is the classical helicoidal motion. The period of generalised conformal time between two interactions occurring at cosmic times t_1 and t_2 is computed numerically as:

$$\Delta\eta = \int_{t_1}^{t_2} \frac{dt}{\gamma a^2} = \int_{z_2}^{z_1} \frac{(1+z)}{\gamma(z)H(z)} dz. \quad (\text{A10})$$

And the associated rotation angle is:

$$\theta = -\omega_{B,0} \Delta\eta. \quad (\text{A11})$$

The trajectory is then easily described by Rodrigues' rotation formulae. Let $\vec{b} = \vec{B}/B$ the direction of the magnetic field and $\vec{u}_1 = \vec{v}_1/v_1$ the velocity direction at time t_1 . Defining two orthogonal vectors in the perpendicular plane $\vec{e}_1 = \vec{b} \times \vec{u}_1$ and $\vec{e}_2 = \vec{b} \times \vec{e}_1$, the change in the velocity direction and in comoving position read respectively:

$$\Delta\vec{u} = \sin\theta \vec{e}_1 + 2 \sin^2(\theta/2) \vec{e}_2 \quad (\text{A12})$$

$$\frac{\Delta\vec{\chi}}{\chi_s} = \vec{u}_1 + \sin(\theta/2) \text{sinc}(\theta/2) \vec{e}_1 + (1 - \text{sinc}(\theta)) \vec{e}_2 \quad (\text{A13})$$

where $\chi_s = c\Delta\eta p/(1+z)$ is the curvilinear, comoving distance travelled by the lepton, and $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$.

Integrals A4 and A10 are computed numerically using a Gauss-Legendre quadrature with 30 quadrature points allowing to reach machine precision for floats in double precision.

A2 Accuracy

Monte Carlo simulations of electro-magnetic cascades might suffer from numerical accuracy issues when very small angles and time delays are computed. The code is run with double precision floats, with relative precision of $\sim 10^{-15}$. This provides sufficient precision to deal with realistic cascades.

The particle directions and positions are described numerically by 3D vectors. Angles are typically computed from

the arccosine of the dot product of two such vectors. The relative precision on angles is then about $\sim 10^{-7}$ rad, which is far below any instrumental PSF.

Time delays are computed by comparing the arrival time of cascade photons to the arrival time of primary photons. The particle motion is computed by integrating the trajectory, including the cosmological expansion (see Sec. A1). This implies numerical integration and iterative methods. As explained above, numerical integrations use enough quadrature points to reach machine precision as long as $z < 6$. In addition, the computation of the interaction distance is performed using the Newton-Raphson method with a convergence criterium small enough to also reach machine precision. For our cosmological model, the age of the universe is 4.3×10^{17} s. The machine precision of 10^{-15} then allows to access time delays shorter than one hour, which is also enough for the typical integration time of realistic observations with *Fermi* and Cherenkov telescopes.

A3 Acceleration methods

Although Monte Carlo simulations allow for an exact description of each particle motion and interaction, more and more particles must be tracked by the code as the cascade develops. Here we describe some aspects of numerical acceleration methods that allow for enough cascade statistics and fast computation time, with negligible effect on the cascade physics. We use three methods to reduce the computing time.

(i) As leptons cool down, they end up producing Compton photons at low energy, when they are not expected to be observed because of strong sky background and low instrument sensitivity. Below some threshold energy, leptons are thus removed from the stack and are not tracked further by the code. Identically, photons that are not detected are discarded below a corresponding threshold energy. In the results presented here, we used a lepton threshold energy of $E_{\text{th}}^e = 5.56$ GeV, which corresponds to describing the cascade emission only above 100 MeV.

(ii) As the cascade develops, many low-energy particles are produced, providing a much better statistics at low energy. In order to increase the relative statistics at high energy, a weighted sampling is performed at each interaction, based on the energy of the involved particles. Namely, only a fraction $f_s = (E_{\text{out}}/E_{\text{in}})^{\alpha_s}$ of each outgoing particle is kept, where E_{out} and E_{in} are the energy of the child and parent particles respectively, and where α_s is an efficiency parameter (typically $\alpha_s = 0.6$ for the results shown here). In order to keep track of the physical number of particles in the simulation, each particle is given a weight. And at each interaction, the weight of the particles that are not discarded by this sampling method is increased by a factor f_s . This procedure is applied both to leptons and photons.

(iii) As the typical Compton interaction length ($\lesssim 1$ kpc) is much shorter than the photon annihilation distance ($\gtrsim 1$ Mpc), most of the time is spent computing the motion and Compton scatterings of leptons. At low energy, leptons upscatter a huge number of target photons to gamma-ray energies. This large number of interactions at low energy allows to perform a sampling of the Compton interactions. Namely, target photons are gathered in macro-photons consisting of

N physical photons (not necessary an integer number). Leptons are then considered to interact with this much sparser population of targets, which spares a significant fraction of computation time. The interaction distance, lepton energy loss and weight of the produced gamma-rays are increased accordingly with factor N while the deflection angle is increased by a factor $N^{1/2}$. The size of the macro-photons is chosen such that on average a constant fraction η of the lepton energy is typically lost during each interaction with a macro-photon: $N = \eta E_k / \langle \Delta E \rangle$, where $E_k = (\gamma - 1)m_e c^2$ is the lepton kinetic energy, $\langle \Delta E \rangle = (4/3)(\gamma^2 - 1)E_{cmb}$ is the average lepton energy loss in the Thomson regime at each scattering event on CMB photons, and $E_{cmb} = 2.7T_{cmb}$ is the average energy of CMB photons. We used $\eta = 0.5\%$ for the results presented here. Such an interaction sampling is performed only when $N > 1$, that is for leptons with kinetic energy lower than $E_k / (m_e c^2) = (3/4)\eta m_e c^2 / E_{cmb} - 2$, that is about $E_k < 1$ TeV at $z = 0$. In practice, the numerical computation of the lepton energy after the up-scattering of a macro-photon can lead to negative energies for several reasons (energy dispersion around the average value, interactions with EBL photons, interactions in the Klein-Nishina regime, and overestimation of the energy variation by assuming a constant lepton energy). However, such events remain very rare given the small fraction η chosen here, and are simply discarded. As for particle sampling, the Compton sampling increases the relative statistics at high energy, where only few photons are detected.

A4 Modelling isotropic and anisotropic emission

A4.1 Code outputs

Regardless of the geometrical properties of the source emission, the code is always run with primary photons emitted in a single direction \vec{e}_z . Secondary photons are detected when they cross the sphere of comoving radius equal to the comoving distance to the source. There, the following properties of each detected photon i are recorded:

- Weight w_i
- Energy E_i
- Time delay Δt_i
- Angular position on the sphere $\vec{n}_{p,i}$. Positions are measured in a spherical system of coordinates $(\theta_{p,i}^{\text{code}}, \phi_{p,i}^{\text{code}})$ with main axis \vec{e}_z (as we will see, we consider only axisymmetric cascades, so that the orientation of this base around \vec{e}_z is irrelevant).
- Angular direction $\vec{n}_{d,i}$. Directions are measured from an observer point of view in a spherical system of coordinates $(\theta_{d,i}^{\text{code}}, \phi_{d,i}^{\text{code}})$ with main axis the position vector \vec{n}_p and orientation defined by the direction of the primary photons \vec{e}_z .

A4.2 Physical observables

From these outputs, the case of an *isotropic source* is simply modelled by means of rotations. Namely, the integration over all emission directions \vec{n}_e with respect to the line of sight is equivalent to the integration over all detection positions in the code outputs. Hence photons detected at any position θ_p^{code} are kept with their other properties unchanged (weight, energy, time, direction) and any distribution (e.g. energy

spectrum, angular distribution of detected photon etc) can be derived.

The case of *anisotropic emission* is more complex to handle. Here is a short description of the method used to model any axisymmetric emission in a post-processing stage. The derivation is based on two main assumptions:

- First, it is assumed that the source emission is axisymmetric around a jet axis that makes an angle θ_{obs} with respect to the line of sight \vec{i} (see Fig. 4). The source emission is described by its angular distribution $dN_e/d\Omega_e$, where $d\Omega_e = -\sin\theta_e d\theta_e d\phi_e$ is the elementary solid angle and the spherical coordinates (θ_e, ϕ_e) are defined with respect to the jet axis \vec{n}_{jet} . The emission distribution is typically characterised by its half opening angle θ_{jet} . For instance, the disk profile used in Fig. 14 is a uniform angular distribution up to the jet half opening angle: $dN_e/d\Omega_e = 1/(2\pi(1 - \cos\theta_{\text{jet}}))$ if $\theta_e < \theta_{\text{jet}}$ and 0 otherwise.

- Second, it is assumed that the cascade initiated by a single primary photon is axisymmetric around the direction of this primary. This approximation is accurate for small magnetic coherence lengths for which many different magnetic cells with random orientations are crossed by the particles. It might become less accurate when the magnetic field is coherent over very large distances. However, our numerical simulations show that cascades initiated by unidirectional primary photons of $E_{\gamma,0} < 100$ TeV, emitted at $z = 0.13$ remain highly axisymmetric up to $\lambda_B = 10$ Mpc. Although images of misaligned jets might be inaccurate above this scale, such limitation vanishes for aligned jets and isotropic emission.

The code provides the distribution of photons in a local system of coordinates based on the direction of each primary photons. To recover the total source geometry, we must transform these results to a distribution of photons in a global system of coordinates. Energy and time delay does not depend on the choice of coordinates are kept unchanged. The position of detected photons does depend on the choice of coordinates. However a given observer corresponds to one specific position so that the detection positions is a fix parameter. Hence only the direction of detected photons must be transformed carefully.

In the global frame, the direction of secondaries is best measured in a system of spherical coordinates (θ_d, ϕ_d) with main axis the position vector \vec{n}_p (i.e. the line of sight) and oriented with respect to the jet axis \vec{n}_{jet} . The direction of this base is the same as the one used to measure directions in the code (hence $\theta_d = \theta_d^{\text{code}}$). However, the orientation is now defined independently of the primary direction. Images are obtained by plotting the photon density in the sky plane $(\theta_d \sin \phi_d, \theta_d \cos \phi_d)$. In the main body of the paper, the subscript d has been dropped with no ambiguity.

Because of the axisymmetric assumptions, each detected photon actually produces a (non-uniform) ring in the sky plane of the observer. Hence, the numerical result is a continuous function of ϕ_d and a discrete function of θ_d . For an observer misaligned by an angle θ_{obs} from the jet axis, the emission from photon i observed at angle ϕ_d corresponds to primary light emitted with an angle $\theta_{e,i}(\phi_d)$ away from the jet axis, and this angle is defined as:

$$\cos \theta_{e,i} = \cos \theta_{\text{obs}} \cos \theta_{p,i}^{\text{code}} + \sin \theta_{\text{obs}} \sin \theta_{p,i}^{\text{code}} \sin(\phi_d - \phi_{d,i}^{\text{code}}).$$

(A14)

Since for an anisotropic source, the emission intensity depends on that angle, the weight of each ring i depends on the azimuthal angle ϕ_d :

$$W_i(\phi_d) = \frac{w_i}{2\pi} \left. \frac{dN_e}{d\Omega_e} \right|_{\theta_{e,i}}. \quad (\text{A15})$$

This procedure provides the number of photons detected per unit direction-solid angle and per unit position-solid angle: $d^2N/(d\Omega_p d\Omega_d)$ at position $\theta_p = \theta_{\text{obs}}$ and in direction (θ_d, ϕ_d) . Dividing this further by the luminosity distance D_L of the source gives the surface brightness, that is the number of detected photons per unit detector surface and per unit direction solid angle: $dN/(dS d\Omega_d) = dN/(d\Omega_p \Omega_d)/D_L^2$.

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

H.E.S.S. observations of very-high-energy emission from 1RXS J023832.6-311658

Florian Gaté*

Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de physique des particules, 9 Chemin de Bellevue, 74940

Annecy-le-Vieux, France

E-mail: florian.gate@lapp.in2p3.fr

for the H.E.S.S. collaboration**Thomas Fitoussi**

9, avenue du Colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France

E-mail: thomas.fitoussi@irap.omp.eul

Observations of the HBL blazar 1RXS J023832.6-311658 were made in 2013, 2015 and 2016 with the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.). An excess of very high energy (VHE: > 100 GeV) gamma rays is clearly observed. The spectral energy distribution including the VHE spectrum will be presented. This object has a hard spectrum at TeV energies, and has a redshift $z=0.23$. These characteristics could be suitable for extragalactic magnetic fields for which the perspectives with H.E.S.S. will be discussed.

*35th International Cosmic Ray Conference \checkmark ICRC2017-
10-20 July, 2017
Bexco, Busan, Korea*

*Speaker.

1. H.E.S.S. observations

H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System), located in the Khomas Highland in Namibia, is an array of five imaging atmospheric Cherenkov telescopes (IACT). It observes the gamma-ray sky with energies from tens of GeV up to around 100 TeV.

1RXS J023832.6-311658 is a high-frequency peaked BL Lac (HBL) object at $z = 0.2329$. It has never been detected by Imaging Atmospheric Cerenkov Telescopes (IACTs) before its observation by the H.E.S.S. phase II array in September and November 2013. In this contribution, we present the discovery of VHE emission from 1RXS J023832.6-311658 and its characteristics.

For the analysis, 15.8 hours of high quality data, after acceptance correction, taken in 2013, 2015 and 2016 with H.E.S.S II were used. The data were analyzed with the Model++ analysis [1] using standard cuts and cross-checked with the ImPACT analysis [2]. The results from both analysis methods are in good agreements.

The FIG. 1 (left) shows the on-source and normalized off-regions distributions as a function of squared angular distance (θ^2) to target position. The map of the photon excess significance, shown on the right panel of FIG. 1 was calculated with the Li and Ma formula [3].

1RXS J023832.6-311658 is clearly detected with a 5.9 standard deviation (σ) statistical significance with no other significant excess towards the target position.

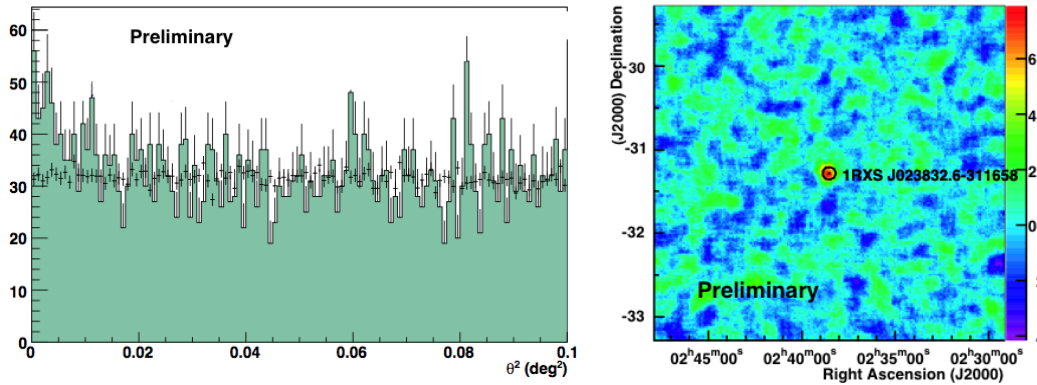


Figure 1: Left: θ^2 distribution of the photons. Right: H.E.S.S II significance map obtained with the ring background method calculated from the Li and Ma formula [3].

2. Source characteristics

The VHE photon spectrum is shown in FIG. 2, in which HESS-II and FERMI-LAT spectra, corrected for EBL absorption using the Franceschini 2008 model [4], are displayed. The behaviors of both data sets are well described by power-law functions $dN/dE = N_0(E/E_0)^{-\alpha}$ whose parameters are summarized in TAB. 1. One can notice that 1RXS J023832.6-311658 emits VHE photons with a hard spectrum, characterized by a power law index $\alpha = 2.232 \pm 0.410$

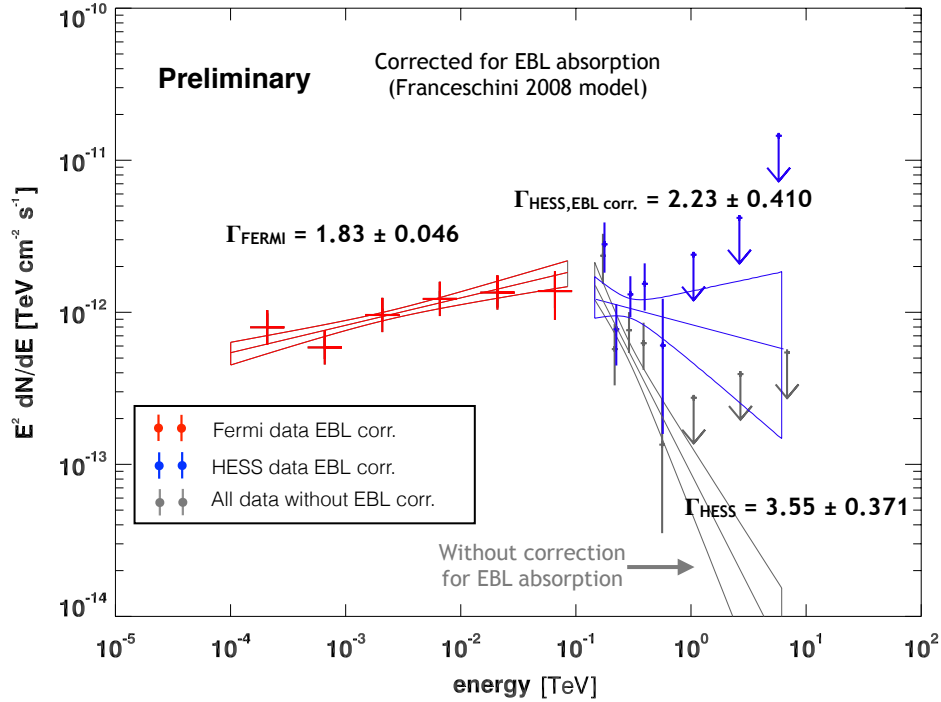


Figure 2: High energy 1RXS J023832.6-311658 spectrum. H.E.S.S and FERMI data are displayed together

Several models have been fit to the full high energy data set (HESSII + FERMI-LAT). A goodness-of-a-fit χ^2 test was performed to find the model that best describes the data. The best agreement was obtained for a Log-parabola model, as shown in FIG. 3, for which we obtain $\chi^2/\text{d.o.f.} = 5.3$ ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 38.9$ for a power-law model). The HESS II data, combined with the FERMI-LAT data, allow to constrain the position of the gamma-ray peak. After fitting the data, the peak location is estimated to be at an energy of 32.3 ± 1.2 GeV, which is consistent with general HBL spectra morphologies. The error on the peak position is derived from the errors on the fit free parameters, (A , α and β).

1RXS J023832.6-311658 has also been observed by multiple experiment at lower energies, as shown in FIG. 4, where only data after the year 2000, available from the ASI Science Data Center (ASDC) [6], are displayed. The synchrotron peak position seems to be located around 100 eV. However, the lack of data due to the galactic neutral absorption in the energy range [10 eV - 1 keV] do not allow to constrain the synchrotron peak energy precisely.

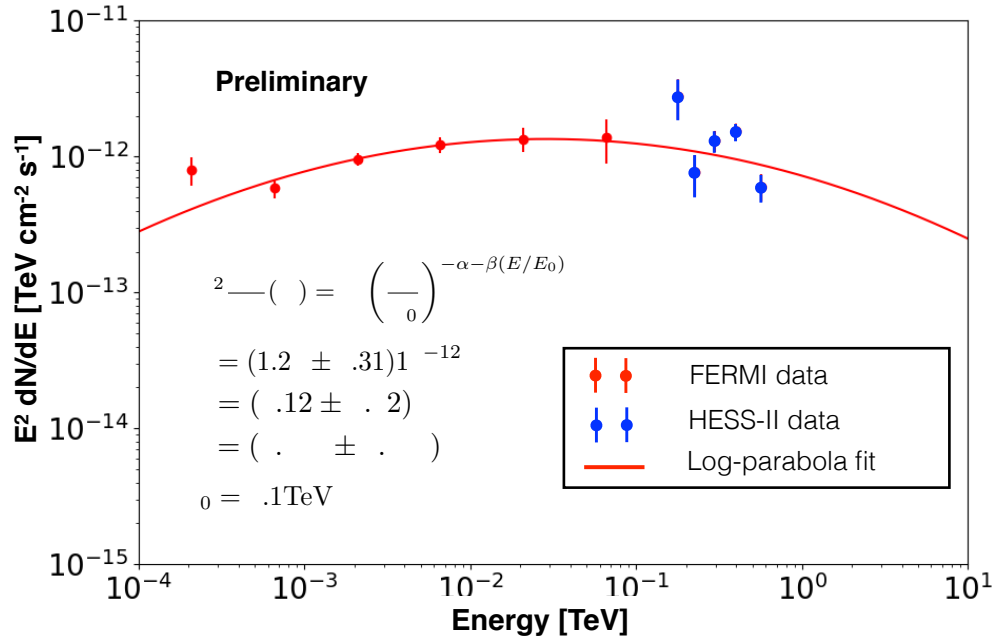


Figure 3: 1RXS J023832.6-311658 Spectrum modeling according to H.E.S.S and FERMI data. The fit is performed using a log parabola model

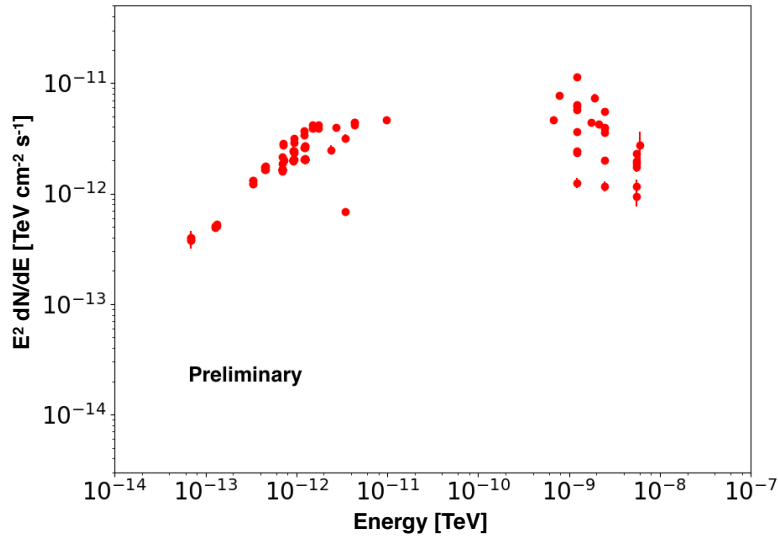


Figure 4: Low energy spectrum

The night by night light curve is shown on FIG. 5. The mean flux over the three observation periods is $\phi = 1.79 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ over 200 GeV. To quantify the emission variability, a χ^2

Instrument	energy range [GeV]	N_0 [$\text{TeV}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$]	E_0 [TeV]	α	β
FERMI Lat	0.1 - 100	$(10.486 \pm 0.118) \times 10^{-12}$	0.68	1.834 ± 0.046	-
HESS II without EBL correction	> 100	$(7.448 \pm 1.090) \times 10^{-12}$	0.288	3.552 ± 0.371	-
HESS II with EBL correction	> 100	$(12.945 \pm 1.896) \times 10^{-12}$	0.288	2.232 ± 0.410	-
FERMI Lat + HESS II	> 0.1	$(1.24 \pm 0.31) \times 10^{-12}$	0.1	0.12 ± 0.02	0.049 ± 0.009

Table 1: Summary of the power-law function describing the HESS-II and FERMI-LAT spectra, the last line gives the parameters of the Log-parabola function modelling the full data set (HESS-II and FERMI-LAT data).

statistical test is performed to test the constant emission hypothesis. We obtain a $\chi^2 = 59.78$, the degrees of freedom (dof) = 23, leading to a p-value $p = 0.0001$. As a consequence the steady emission hypothesis is rejected.

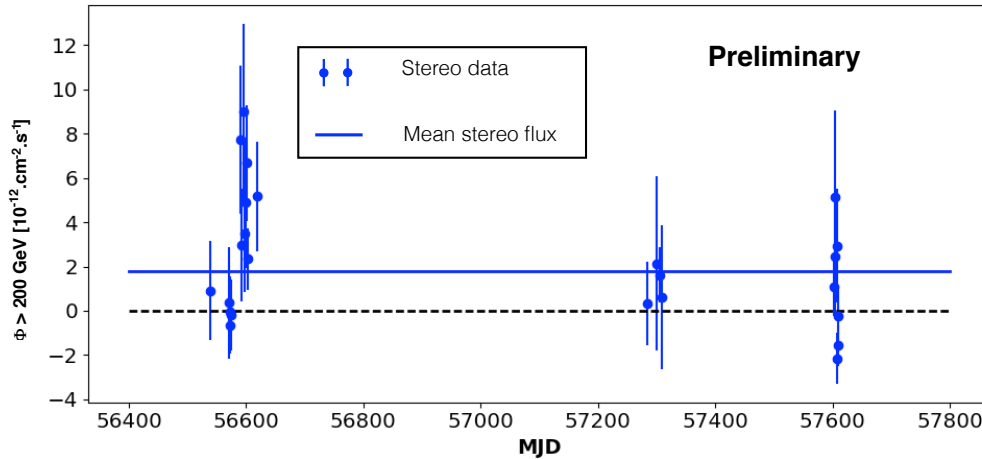


Figure 5: Night by night light curve.

In the next section, we present a preliminary study where we simulate IGMF effects on the gamma rays propagation from 1RXS J023832.6-311658. The object is highly likely to be variable, but for simulation purpose we assume that the source has a low variability emission.

3. Possibilities of IGMF studies with 1RXS J023832.6-311658

Fitting the Fermi-LAT spectral points (so assuming they are intrinsic and not affected by IGMF effects), together with the H.E.S.S. points using a log-parabola between 100 MeV and 10 TeV, we compute the cosmological electromagnetic cascade contribution with the code presented in [7]. Results are shown in FIG. 6. Simulations have been done for three values of the intergalactic magnetic field (IGMF): $B = 10^{-12}$ G, $B = 10^{-15}$ G, $B = 10^{-18}$ G. Coherence length λ_B has been set to 1 Mpc. Selection of photons inside a field of view of 0.5° around the source have been made. The extragalactic background light model used is [4].

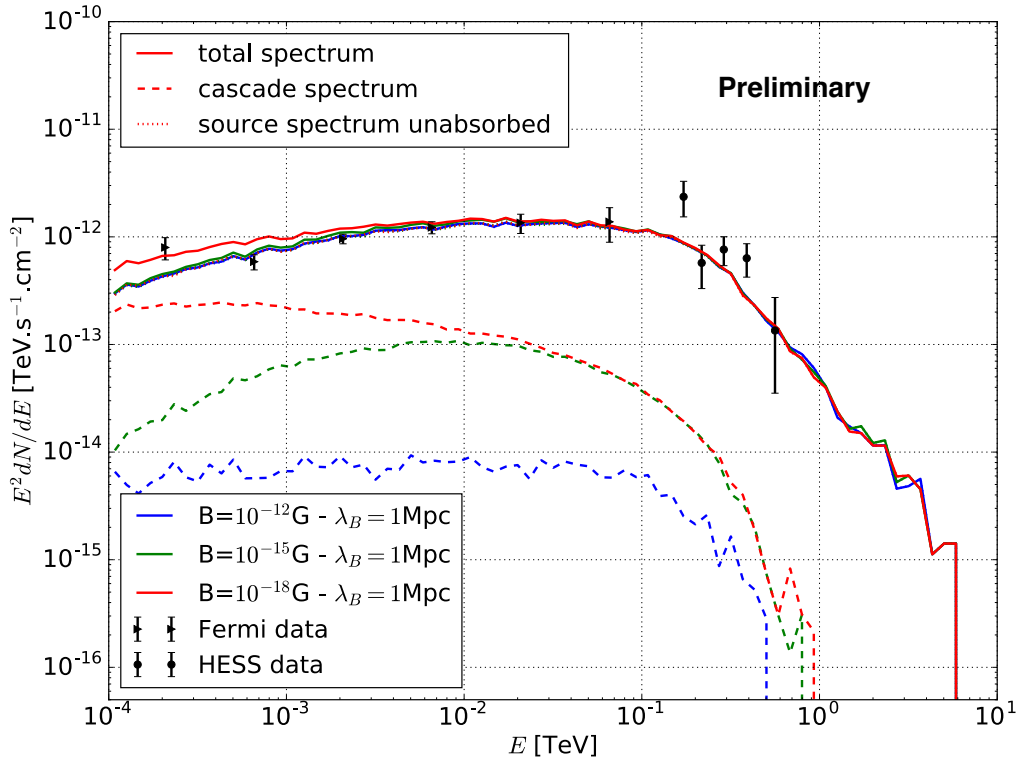


Figure 6: Electromagnetic cascade contribution to the observed spectrum, computed with [7].

The contribution of the cascade to the spectrum in a limited field of view is dependent on the EGMF amplitude [8]. Simulations show that IGMF with an amplitude higher than $B = 10^{-15}$ G, cascade does not contribute significantly to the total spectrum. Then this results are compatible with no cascade because the spectrum is totally generated by the source. Lower value of the EGMF amplitude can not be interpreted so easily. For the moment the intrinsic spectrum used to compute the cascade is fitted with the data over the full range of energy (100 MeV - 10 TeV). Since the cascade contributes to the spectrum below 1 TeV (see dashed curve figure 6), data points used to fit this spectrum can already contain a contribution of the cascade and is not only the intrinsic spectrum. Thus using this spectrum to compute the cascade can lead to overestimate the cascade contribution. The intrinsic spectrum modeling in the simulations will be refined before putting limits on the IGMF.

This preliminary result shows that this object is of moderate interest to probe the IGMF. Nevertheless, detecting more sources with moderate redshift is of importance to better understand the intergalactic medium.

References

[1] M. de Naurois, L. Rolland, A high-performance likelihood reconstruction of gamma-rays for Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes, *Astroparticle Physics* 32(2009) 231 [astro-ph.IM/0907.2610]

- [2] R. D. Parsons and J. A. Hinton, A Monte Carlo template based analysis for air-Cherenkov arrays, *Astroparticle Physics* 56(2014) 26 [astro-ph.IM/1403.2993]
- [3] T. Li, Y. Ma, *ApJ*. 272, 317 (1983)
- [4] Franceschini et al. (2008) <http://www.astro.unipd.it/background/>
- [5] W. B. Atwood et al. The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-ray Space Telescope Mission, *Astrophysical Journal* 697(2009) 1071 [astro-ph.IM/0902.1089]
- [6] <https://tools.asdc.asi.it>
- [7] Fitoussi, T. and Belmont, R. and Malzac, J. and Marcowith, A. and Cohen-Tanugi, J. and Jean, P., Physics of cosmological cascades and observable properties. [10.1093/mnras/stw3365]
- [8] Dermer, Charles D. and Cavadini, Massimo and Razzaque, Soebur and Finke, Justin D. and Chiang, James and Lott, Benoit. Time Delay of Cascade Radiation for TeV Blazars and the Measurement of the Intergalactic Magnetic Field. [10.1088/2041-8205/733/2/L21]